

GEOFORSCHUNGSZENTRUM POTSDAM
STIFTUNG DES ÖFFENTLICHEN RECHTS

Michael Springer

**Die regionale
Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung
in den zentralen Anden und daraus
abgeleitete Temperaturmodelle der
Lithosphäre**

Scientific Technical Report STR97/05

Impressum

GeoForschungsZentrum Potsdam
Telegrafenberg A17
D-14473 Potsdam

e-mail: postmaster@gfz-potsdam.de
www: <http://www.gfz-potsdam.de>

Gedruckt in Potsdam
März 1997

A. 2. S. 3.
Wärmestrom
geothermisches Feld
Wärmestromdichte
Lithosphäre
Prüfungsarbeit

Michael Springer

**Die regionale
Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung in
den zentralen Anden und daraus abgeleitete
Temperaturmodelle der Lithosphäre**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Geowissenschaften
der Freien Universität Berlin

Scientific Technical Report STR97/05

15. APR. 1997



Erster Gutachter : Prof. Dr. Peter Giese
Zweiter Gutachter : Prof. Dr. Volker Haak
Eingereicht am : 30.09.1996
Tag der Disputation : 13.01.1997

Inhalt

Symbole und Abkürzungen	VI
Einleitung	1
1 Geologischer und geophysikalischer Überblick	5
1.1 Tektonische Einheiten im Bereich der zentralen Anden	5
1.2 Vorangegangene Untersuchungen zum geothermischen Feld in den zentralen Anden	10
2 Wärmeflußdichte	12
2.1 Temperaturdaten	14
2.1.1 Feldmessungen	14
2.1.2 Topographiekorrektur	18
2.1.3 Industriedaten: Maximumtemperaturen und Temperaturprofile . . .	20
2.1.4 BHT-Korrektur zu Gleichgewichtsbedingungen	21
2.2 Wärmeleitfähigkeit	27
2.2.1 Porositätsabhängigkeit	30
2.2.2 Temperatur- und Druckabhängigkeit	32
2.2.3 Wärmeleitfähigkeitskorrektur	35
2.3 Wärmeflußdichte-Bestimmungen	37
2.4 Wärmeflußdichte-Verteilung in den zentralen Anden	47
3 Modellierung des Temperaturfeldes der Lithosphäre	51
3.1 Nazca-Platte	52
3.2 Forearc-Bereich	56
3.3 Übergang Forearc-Bereich/magmatischer Bogen	61
3.4 Backarc-Bereich	76
3.5 Andenvorland (Chaco)	84
3.6 Schlußfolgerungen aus den Modellierungen	85

4 Vergleich von zentral-andiner Subduktionszone und nordamerikanischer Subduktionszone	93
Zusammenfassung	96
Summary	99
Resumen	102
Literaturverzeichnis	105
Appendix	115
A Fehlerabschätzung: BHT-Korrektur und Wärmeflußdichte-Bestimmung aus BHT	115
B Wärmeleitfähigkeiten	117
C Lokationen der Wärmeflußdichte-Bestimmungen	119
D Analytische und numerische Methoden der Temperaturfeld-Bestimmung	120
D.1 Energiebilanzgleichung	120
D.2 Analytische Lösungen	120
D.2.1 Abkühlungsmodelle ozeanischer Lithosphäre	121
D.2.2 1D-Temperaturbestimmungen entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre	123
D.2.3 Abkühlung einer quaderförmigen Intrusion (3D)	124
D.3 Numerische Lösung	125
Danksagung	127

Abbildungsverzeichnis

1.1	Überblick über die tektonischen Einheiten der zentralen Anden	6
1.2	Schematischer W-E Schnitt bei 21°S	8
2.1	Temperatur-Tiefen-Darstellungen der chilenische Bohrungen	16
2.2	Effekt der Topographie auf die Wärmeflußdichte-Verteilung im Untergrund	19
2.3	Lokationen der bolivianischen/chilenischen Explorationsfelder	20
2.4	Temperaturprofile des geothermischen Feldes El Tatio (Chile)	21
2.5	Horner-Plot für Wiederholungsmessungen des geothermischen Feldes Laguna Colorada (Bolivien)	23
2.6	BHT-Korrekturverfahren für Bolivien und Chile	25
2.7	Vergleich von BHT-Korrekturverfahren	26
2.8	Mittlerer Bohrfortschritt in der Bohrung Yoay (Bolivien)	27
2.9	Porositäts-Tiefen-Verteilungen	31
2.10	Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit	33
2.11	Bottom-Hole-Temperaturdatensatz (Bolivien)	34
2.12	Wärmeleitfähigkeitskorrektur	35
2.13	Oberflächentemperaturen in Abhängigkeit der topographischen Höhe . . .	39
2.14	Wärmeflußdichtebestimmung - Rio Loa (Chile)	40
2.15	Wärmeflußdichte-Bestimmung - Sierra Limon Verde (Chile)	42
2.16	Wärmeflußdichte-Bestimmung - Feld: Bermejo (Bolivien)	43
2.17	Wärmeflußdichtebestimmung - Feld: Yoay (Bolivien)	44
2.18	Karte der Wärmeflußdichte-Verteilung (15-30°S, 60-75°W)	48
2.19	Wärmeflußdichte-Verteilung projiziert auf ein W-E Profil	49
3.1	Ozeanbodenalter und Wärmeflußdichte der Nazca-Platte	54
3.2	Geothermen einer ozeanischen Lithosphäre	55
3.3	1D-Modell für Temperaturen der Kontaktzone	57

3.4	Temperaturen entlang der Kontaktzone (1D)	59
3.5	Ermittelte Oberflächenwärmeflußdichte des Forearc-Bereichs (1D)	60
3.6	Geometrie des zweidimensionalen Subduktionsmodells	63
3.7	Scherspannungsverteilungen entlang der Kontaktzone	65
3.8	Temperaturverteilung des Referenzmodells	69
3.9	Ermittelte Temperaturen entlang der Kontaktzone (2D)	71
3.10	Ermittelte Temperaturen im Bereich des vulkanischen Bogens (2D)	72
3.11	Ermittelte Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilungen (2D)	73
3.12	Oberflächenwärmeflußdichte-Effekte sich abkühlender Magmenkammern (3D)	77
3.13	1D-Temperaturentwicklung nach einer Krustenverdickung	79
3.14	2D-Modell zur Krustenstapelung	81
3.15	Temperaturverteilung der Lithosphäre mit Krustenstapelung	82
3.16	Temperatur-Tiefen-Verteilung: Andenvorland (Chaco)	85
3.17	Beispielhafte Temperaturverteilung für die Lithosphäre der zentralen Anden entlang eines W-E-Schnittes bei 21°S	86
3.18	Verteilung der hydrothermalen Quellen im Bereich der zentralen Anden	89
3.19	Effekt von Erosion und Sedimentation auf den Temperaturgradienten	91
A.1	Standzeiten bolivianischer Explorationsbohrungen	115
A.2	Variation der BHT-Korrektur (Fehlerabschätzung)	116

Tabellenverzeichnis

2.1	Wärmeleitfähigkeiten - Bolivien	36
2.2	Wärmeleitfähigkeiten - Chile	37
2.3	Ermittelte Oberflächenwärmeflußdichte-Werte für Bolivien und Chile . . .	45
3.1	Referenzparameter der Temperaturfeld-Modellierungen	58
B.1	Wärmeleitfähigkeiten gesteinsbildender Minerale	117
B.2	Ermittelte Mineralzusammensetzungen und Porositäten - Proben Chile . .	117
B.3	Formationsanteile in den bolivianischen Erdgas- und Erdölfeldern	118
C.1	Koordinaten der Wärmeflußdichte-Bestimmungen: Bolivien/Chile	119

Symbole und Abkürzungen

Symbol	Definition
A	Wärmeproduktion [$\mu W/m^3$]
A_0	Oberflächenwärmeproduktion [$\mu W/m^3$]
A_P	Materialkonstante (Präexponent, Dornparameter) [$1/Pa^m s$]
α	Subduktionswinkel [$^\circ$]
b, c, d, h	Tiefe der Ober- und Unterkante sowie Halbachsen-Längen einer quaderförmigen Intrusion [m]
BHT	Maximumtemperatur (engl.: Bottom-Hole-Temperature) [$^\circ C$]
c	Materialkonstante [$10^{-3}/^\circ C$]
c_p	spezifische Wärmekapazität [J/kgK]
D	charakteristische Tiefe der Wärmeproduktionsverteilung [m]
$\dot{\epsilon}$	Scherdeformationsrate [$1/s$]
erf	Fehlerfunktion
g	Erdbeschleunigung [m/s^2]
g	ungestörter Temperaturgradient [$^\circ C/km$]
HFD	Heat-Flow Density, Wärmeflußdichte [mW/m^2]
HG	Horner-Gradient [$^\circ C$]
κ	Temperaturleitfähigkeit ($\kappa = \frac{\lambda}{\rho c_p}$) [m^2/s]
λ	Wärmeleitfähigkeit (WLF) [W/mK]
L	Tiefenintervall der Fluidzirkulation [m]
L	Mächtigkeit der Lithosphäre [km]
m	Spannungsexponent
μ	Reibungskoeffizient
∇	Nabla-Operator ($\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}$)
Pe	Péclet-Zahl
P_f	Porendruck [MPa]
PF	Porenfüllung
ϕ	Porosität (Volumenanteil) [%]

Symbol	Definition
Q_A	Aktivierungsenergie [J/mol]
Q	Wärmeflußdichte [mW/m^2] (engl. Heat-Flow Density (HFD))
Q_M	Mantelwärmeflußdichte [mW/m^2]
Q_0, Q_s	Oberflächenwärmeflußdichte [mW/m^2]
R	Gaskonstante [$8,3245 J/mol^\circ C$]
ρ	Dichte [kg/m^3]
σ_n	Normalspannung [MPa]
τ	Scherspannung [MPa]
t	Zeit [s, h, a]
t_{circ}	Zirkulationszeit [h]
t_s	Standzeit [h]
T	Temperatur [$^\circ C$]
T_0, T_s	Oberflächentemperatur [$^\circ C$]
T_i	Intrusionstemperatur [$^\circ C$]
T_m	Entstehungstemperatur ozean. Lithosphäre [$^\circ C$]
T_∞	Gleichgewichtstemperatur [$^\circ C$]
ΔT	Temperaturdifferenz [$^\circ C$]
$\Delta T/\Delta z, grad T$	Temperaturgradient [$^\circ C/km$]
v	Geschwindigkeit [m/s]
v	Darcy Geschwindigkeit [mm/a] (negativ nach unten)
V	Subduktionsgeschwindigkeit [cm/a]
V_{tot}	Gesamt-Gesteinsvolumen [m^3]
V_{por}	Porenvolumen [m^3]
x, y	horizontale Entfernungen [m, km]
W, E, S, N	West, Ost, Süd, Nord
WLF	Wärmeleitfähigkeit [W/mK]
z	Tiefe [m, km] (positiv nach unten)
z_f	Tiefe der Kontaktzone [km]

Einleitung

Das Temperaturfeld der Lithosphäre übt einen entscheidenden Einfluß auf gesteinsphysikalische Parameter sowie tektonische Vorgänge aus. Es bestimmt u.a. das rheologische Verhalten der Lithosphäre, die Gesteinsdichte sowie elektrische, magnetische und seismische Materialeigenschaften. Die regionale Verteilung der aus dem oberflächennahen Temperaturfeld abgeleiteten Wärmeflußdichte läßt Rückschlüsse auf die in der Lithosphäre ablaufenden tektonischen Prozesse zu. So bilden sich lang andauernde Subduktionsprozesse durch eine typische stationäre Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung ab (Fowler, 1990). Die Platznahme und Abkühlung von Magmenkörpern bewirken dagegen temporäre Störungen des Temperaturfeldes. Durch eine Trennung von stationären und instationären Komponenten der Wärmeflußdichte sind Aussagen über die betreffenden tektonischen Prozesse denkbar. Die Bestimmung der Temperaturverteilung innerhalb der Lithosphäre ist somit von grundlegender Bedeutung für das Verständnis plattentektonischer Phänomene.

Die Anden befinden sich im Konvergenzbereich zweier Platten, der ozeanischen Nazca-Platte und der kontinentalen südamerikanischen Platte. Dieser Kontinentalrand stellt aufgrund seiner rezenten Aktivität einen idealen Forschungsgegenstand zum Studium geodynamischer Prozesse dar. In den zentralen Anden wurden Untersuchungen zum regionalen geothermischen Feld sowie zur Größe und Verteilung der Oberflächenwärmeflußdichte seit Beginn der siebziger Jahre von internationalen Forschergruppen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Arbeiten fanden Eingang in die „Global Heat Flow Data Base“ (Pollack et al., 1991; 1993). Der Forschungsbedarf bezüglich der Erfassung und Interpretation von Wärmeflußdaten ist jedoch auch weiterhin erheblich. Mit den Arbeiten des Sonderforschungsbereichs 267 „DEFORMATIONSPROZESSE IN DEN ANDEN“ werden diese Untersuchungen fortgesetzt und erweitert.

Die thermische Struktur von Subduktionszonen ist bis heute nur ansatzweise verstanden. Ein prinzipielles Problem besteht in der Erklärung von hoher Oberflächenwärmeflußdichte und intensivem Vulkanismus, resultierend aus der Subduktion kalter ozeanischer Lithosphäre. Diese Phänomene können nicht auf rein konduktive Wärmetransportprozesse zurückgeführt werden. Es müssen Prozesse Berücksichtigung finden, welche die ozeanische Lithosphäre bzw. den Lithosphären/Asthenosphären-Bereich unterhalb des magmatischen Bogens in verstärktem Maße aufheizen. Solche Prozesse können z.B. Reibungswärme, Dehydratisierung der subduzierten ozeanischen Kruste oder Konvektion im asthenosphäri-

schen Mantel sein. In der Literatur wurden hierzu zahlreiche Modelle für allgemeingültige Subduktionsszenarien entwickelt. Klassisch sind unter anderen die Arbeiten von Toksöz et al. (1971), Anderson et al. (1978; 1980), Furlong et al. (1982), van den Beukel und Wortel (1988) und Peacock (1993). Jede Subduktionszone zeigt jedoch Besonderheiten in ihrer thermischen Struktur, abhängig u.a. vom Alter der subduzierten ozeanischen Lithosphäre, dem Subduktionswinkel und der Subduktionsrate sowie von der Beschaffenheit der überlagernden Platte. So ist auch anzunehmen, daß sich das Temperaturfeld einer Ozean-Ozean Subduktion von einer Ozean-Kontinent Subduktion aufgrund verschiedener thermischer und mechanischer Parameter unterscheidet.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist

1. die Erstellung einer fundierten Wärmeflußdichte-Datenbank für den Bereich der zentralen Anden zwischen 15-30°S und 60-75°W,
2. die Interpretation der terrestrischen Wärmeflußdichte in einem regionalen Kontext entlang einer W-E-Geotraverse durch das Untersuchungsgebiet und
3. die Untersuchung der Temperaturbedingungen der Lithosphäre durch Modellierungen unter Berücksichtigung verschiedener Szenarien tektonischer Prozesse sowie Parametervariationen mit Hilfe der Wärmeflußdichte als Vergleichsgröße der Modelle.

Die Kompilation neuer Temperaturdaten konzentriert sich auf die Länder Bolivien und Chile. Neben eigenen Temperaturmessungen werden auch Temperaturdaten aus der Erdgas/Erdöl-Exploration zur Abschätzung der Oberflächenwärmeflußdichte genutzt. Die in früheren Publikationen veröffentlichten Wärmeflußdichte-Daten werden in die Interpretation einbezogen.

Zu Beginn der Arbeit werden die tektonischen Einheiten bezüglich ihrer geologischen und geophysikalischen Merkmale behandelt, wobei auf die für geothermische Fragestellungen relevanten Erscheinungen eingegangen wird. Weiterhin werden hier die vorangegangenen Arbeiten zum geothermischen Feld der zentralen Anden resümiert.

Der folgende Abschnitt befaßt sich mit der Bearbeitung der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Temperaturdaten, den Wärmeleitfähigkeits- und anschließenden Wärmeflußdichte-Bestimmungen. Unterschiedliche Prinzipien der Temperaturmessungen und daraus resultierende Qualitätsmerkmale der Meßdaten werden aufgezeigt und es wird ihre Relevanz im Hinblick auf die Interpretierbarkeit für geowissenschaftliche Fragestellungen diskutiert. Allgemeingültige Verfahren zur Temperaturkorrektur (lokale Topographie, Bohrprozeß) werden beschrieben und für die im Untersuchungsgebiet angetroffenen Bedingungen modifiziert. Die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Porosität und Temperatur wird erläutert und in die weitere Bearbeitung einbezogen. Daran schließt

sich die Wärmeflußdichte-Bestimmung für einzelne Lokationen an. Unter Einbeziehung der publizierten Daten konnte eine Wärmeflußdichte-Datenbank erstellt werden, die die Voraussetzung für weitergehende Interpretationen ist.

Die Wärmeflußdichte-Werte für den Bereich der zentralen Anden sind sehr inhomogen verteilt. Dies resultiert aus der Tatsache, daß eine Vielzahl der Temperaturmessungen aus kommerziellen Bohrungen stammt und damit stark auf Explorationsgebiete (Erdgas/Erdöl-Felder, Bergbaugebiete) begrenzt ist. Aussagen zum Temperaturfeld aus diesen oberflächennahen Beobachtungen lassen sich nur in einem regionalen Kontext treffen und konzentrieren sich auf die tektonischen Einheiten der ozeanischen Nazca-Platte, den Forearc-Bereich, den magmatischen Bogen und den Backarc-Bereich.

Im Anschluß wird die Oberflächenwärmeflußdichte anhand von Modellierungen geodynamischer Prozesse interpretiert. Da die Wärmeflußdichte in der Regel in den obersten 1 % der Erdkruste bestimmt wird, stellt sie eine äußere Randbedingung für das Temperaturfeld der Erde dar. Für tieferliegende Bereiche der Lithosphäre müssen Temperaturen unter Nutzung der Oberflächenwärmeflußdichte sowie Annahmen über die thermischen Parameter der Lithosphäre abgeleitet werden. Die Temperaturbestimmungen sind in besonderem Maße von den geologischen Vorstellungen und den gewählten thermischen Eigenschaften des Modells abhängig und lassen dadurch eine große Spannweite zu. Die Unsicherheit der thermischen Struktur nimmt stark mit der Tiefe und der Komplexität der geologischen Prozesse zu.

Verschiedene Modelle (analytisch/eindimensional sowie numerisch/zweidimensional) werden entworfen, anhand derer der Einfluß unterschiedlicher Parameter auf das Temperaturfeld der Lithosphäre untersucht wird. Diese Modellierungen werden sowohl in exemplarischer Form als auch im Sinne einer Sensitivitätsstudie durchgeführt. Hierbei werden Parameter wie die Subduktionsgeschwindigkeit und -winkel, das Alter und die Oberflächenwärmeflußdichte der ozeanischen Platte, die entstehende Reibungswärme zwischen ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre, die Verteilung der radiogenen Wärmeproduktion in der kontinentalen Kruste, die Wärmeleitfähigkeit als temperaturabhängige Größe und die Basiswärmeflußdichte (im Tiefenbereich der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze) variiert. Zudem wird der Einfluß eines asthenosphärischen Mantelkeils auf das krustale Temperaturfeld untersucht. Aus den Modellrechnungen können Wärmeflußdichte-Verteilungen abgeleitet werden, die im Vergleich zu den in Bohrungen ermittelten Verteilungen Aussagen über die jeweiligen Prozesse ermöglichen. Wenn auch auf diese Weise keine eindeutigen Ergebnisse gewonnen werden können, so lassen sich doch für die jeweiligen tektonischen Einheiten Parameter, die das Temperaturfeld signifikant beeinflussen, herausarbeiten und Grenzwerte angeben.

Im letzten Abschnitt dieser Arbeit werden die gewonnenen Erkenntnisse den Be-

dingungen der nordamerikanischen Kordillere gegenübergestellt. Trotz unterschiedlicher Subduktionsparameter zeigen diese beiden Subduktionszonen Gemeinsamkeiten im Oberflächenwärmeflußdichte-Feld. Eine Gegenüberstellung und vergleichende Interpretation soll zum weiteren Verständnis der geodynamischen Prozesse beitragen.

Kapitel 1

Geologischer und geophysikalischer Überblick

Die Anden sind Teil des ostpazifischen Konvergenzsystems und bilden die westliche Begrenzung der südamerikanischen Platte. Ihre Entstehung wird als typisch für die Gebirgsbildung an einem aktiven Kontinentalrand angesehen. Durch den seit mindestens 200 *Ma* andauernden Subduktionsprozeß an der Ozean-Kontinent-Plattengrenze entstanden unterschiedliche tektonische Einheiten, die durch ihre jeweilige Position zum magmatischen Bogen geprägt wurden. Während des andinen Zyklus (Jura bis rezent; Coira et al., 1982) traten Wechsel im Subduktionsregime hinsichtlich der Konvergenzrate, der Konvergenzschiefe, dem Alter der ozeanischen Platte, dem Subduktionswinkel u.a. auf. Typisierend nach unterschiedlichen prätertiären Vorgeschichten werden die Anden in drei große Abschnitte unterteilt: die nördlichen Anden (ca. 5°N bis 5°S), die zentralen Anden (ca. 5°S bis 30°S) und die südlichen Anden (ca. 30°S bis 55°S).

Im folgenden sollen die tektonischen Einheiten der zentralen Anden bezüglich ihrer Stellung im orogenen Prozeß und ihres geophysikalischen Erscheinungsbildes charakterisiert werden. Dafür wird eine grobe Gliederung in die Bereiche der Nazca-Platte, heutiger Forearc-Bereich (Küstenkordillere, Längstal und Präkordillere), rezenter magmatischer Bogen, Backarc-Bereich (Altiplano, Ostkordillere und Subandin) und andines Vorland (Chaco) vorgenommen (s. Abb. 1.1). Daran anschließend werden die Untersuchungen zum geothermischen Feld, die Bestandteil vorangegangener Studien waren, vorgestellt.

1.1 Tektonische Einheiten im Bereich der zentralen Anden

Die *Nazca-Platte* ist eine ozeanische Lithosphärenplatte mittlerer Größe, die durch drei Spreizungszonen begrenzt ist: im Norden durch die Galapagos Spreizungszone, im Westen durch den Ostpazifischen Rücken und im Süden durch den Chile-Rücken. An ihrer Ostseite konvergiert sie mit der kontinentalen südamerikanischen Platte und wird unter diese subduziert. Die Subduktionsrate beträgt nach DeMets et al. (1990) 8,4 *cm/a*. Der Subduktionswinkel, abgeleitet aus der räumlichen Verteilung der Erdbeben entlang der Wadati-Benioff-Zone, zeigt nach Comte und Suárez (1995) eine Zunahme mit der Tiefe. In 0...20 *km* Tiefe beträgt dieser 7 bis 8°, in 20...60 *km* Tiefe 15 bis 17°, in 60...100 *km*

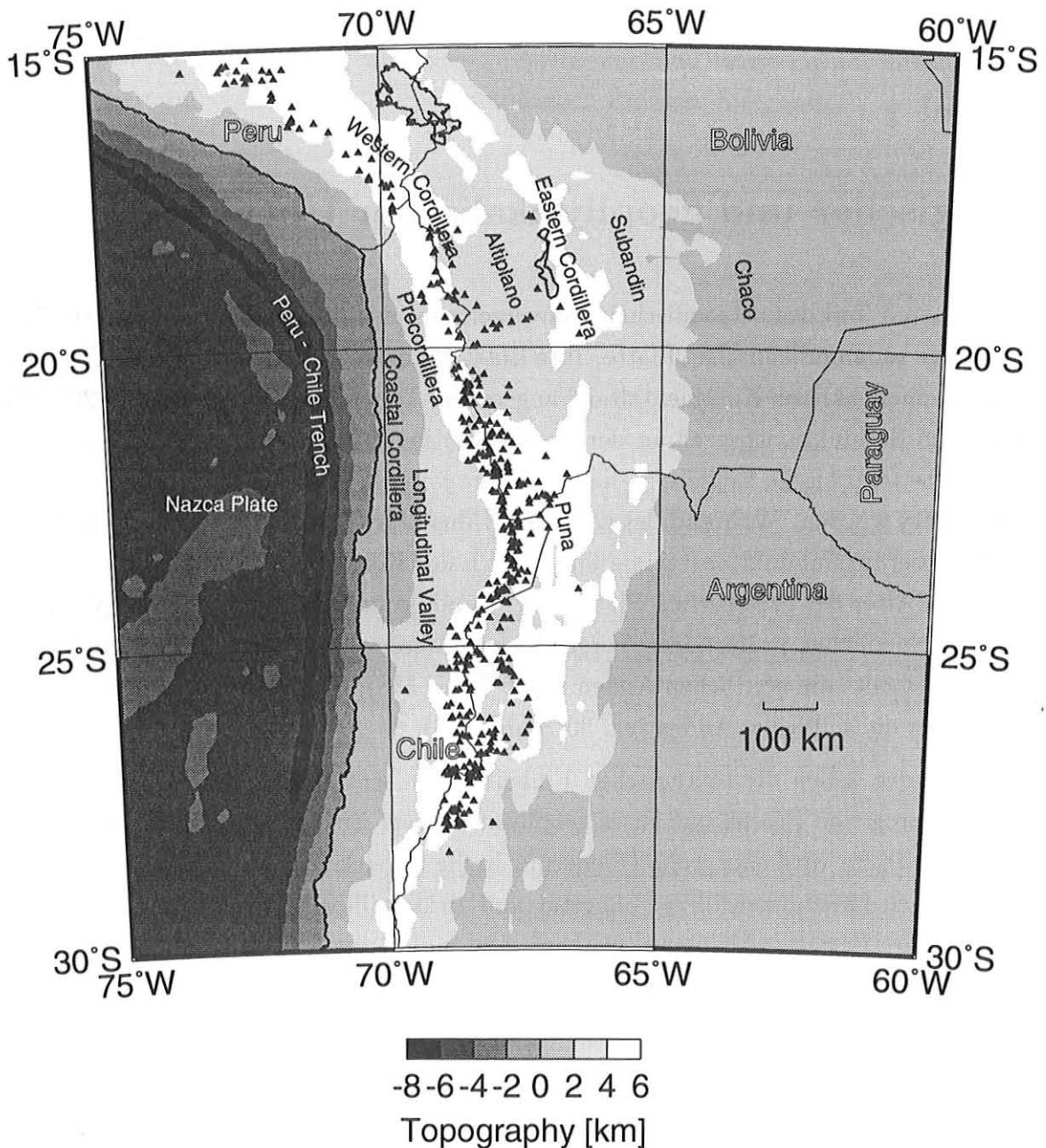


Abbildung 1.1: Überblick über die morphotektonischen Einheiten der zentralen Anden. Topographie in 2000 *m*-Intervallen. Lage des jungen Vulkangürtels (Dreiecke) nach de Silva und Francis (1991; Vulkane der Kategorien 1 und 2).

Tiefe 20 bis 26°, in 100...150 *km* Tiefe 25 bis 32° und für Tiefen > 150 *km* etwa 33 bis 43°. Als Folge der Subduktion entstand die Peru-Chile-Tiefseerinne mit Tiefen von über 8000 *m* unter NN. Eine Ursache für diese extreme Tiefenausbildung wird in den geringen Sedimentmächtigkeiten der Nazca-Platte und den geringen Sedimentationsraten vom Kontinentallhang in die Tiefseerinne gesehen. Der strukturelle Aufbau der Nazca-

Platte ist weitgehend unbekannt. Aus refraktionsseismischen Untersuchungen (Schmitz, 1993; Wigger et al., 1994) kann auf eine Krustenmächtigkeit von etwa 10 km geschlossen werden. Ebenfalls problematisch ist eine genaue Altersdatierung der Nazca-Platte im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne. Das Alter variiert stark längs des Streichens der Anden von jünger im Süden zu älter im Norden. Bei 21°S wird das Plattenalter im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne von unterschiedlichen Autoren angegeben zu: Mayes et al. (1990) ca. 69-84 Ma, Cande und Haxby (1991) ca. 50-53 Ma, Müller et al. (1993) ca. 46 Ma und Schreckenberger (1996) ca. 50 Ma.

Der heutige *Forearc-Bereich*, der von der Peru-Chile-Tiefseerinne bis zum rezenten magmatischen Bogen reicht (Abb. 1.1 und 1.2), setzt sich aus mehreren alten „Magmatic-Arc Systemen“ zusammen, die während des andinen Zyklus angelegt wurden. Coira et al. (1982) sowie Scheuber et al. (1994) gehen von einer westwärts gerichteten Wanderung des magmatischen Bogens bis in seine heutige Position aus, wodurch auch die Kruste des gesamten Forearcs mehr oder weniger stark überprägt wurde. Mindestens vier magmatische Bogensysteme können für N-Chile unterschieden werden. Als ältester magmatischer Bogen wird die Küstenkordillere (Coastal Cordillera) angesehen. Charakterisiert ist diese durch vorwiegend andesitische Laven (La Negra Formation) durchsetzt von großen, meist dioritischen Intrusivkomplexen. Der gesamte Gesteinskomplex ist jurassischen Alters. In östlicher Richtung baut sich im heutigen Gebiet des Längstals (Longitudinal Valley) ein neuer Bogen auf (Alter: mittlere Kreide). Der dritte magmatische Bogen entstand im Zeitraum oberste Kreide bis Paläogen im Bereich der heutigen Präkordillere. Neben den Vulkaniten treten dort auch in hohem Maße saure Intrusionen auf. Nach einer magmatischen und tektonischen Ruhe im Oligozän entwickelte sich die Westkordillere (Miozän bis rezent) als magmatischer Bogen.

Die Kruste des Forearc-Bereichs besitzt hohe seismische Geschwindigkeiten und wird als rigider Block angesehen. Ein oberer Bereich mit nach der Tiefe zunehmenden Geschwindigkeiten kann von einem darunter liegenden, durch Zonen geringerer Geschwindigkeiten gekennzeichneten Block unterschieden werden. Die Diskontinuität in den seismischen Geschwindigkeiten liegt im Westen (Küstenkordillere) in etwa 20 km Tiefe und im Osten (Präkordillere) in etwa 35 km Tiefe. Schmitz (1993) interpretiert den oberen Bereich der Forearc-Kruste als kontinentale mesozoische Kruste und den unteren Bereich als Mischkruste. Aus magnetotellurischen Messungen und erdmagnetischen Tiefensondierungen wird von Krüger (1994) folgende Struktur der elektrischen Leitfähigkeit für den Forearc-Bereich abgeleitet: die Kruste der Küstenkordillere besitzt relativ hohe Widerstände, die durch gute Leiter in der Oberkruste durchsetzt wird. Die Kruste im Bereich des Längstals und der Präkordillere ist durch eine annähernd homogene, gut leitende Kruste charakterisiert. Als Ursache sowohl für die niedrigen seismischen Geschwindigkeiten

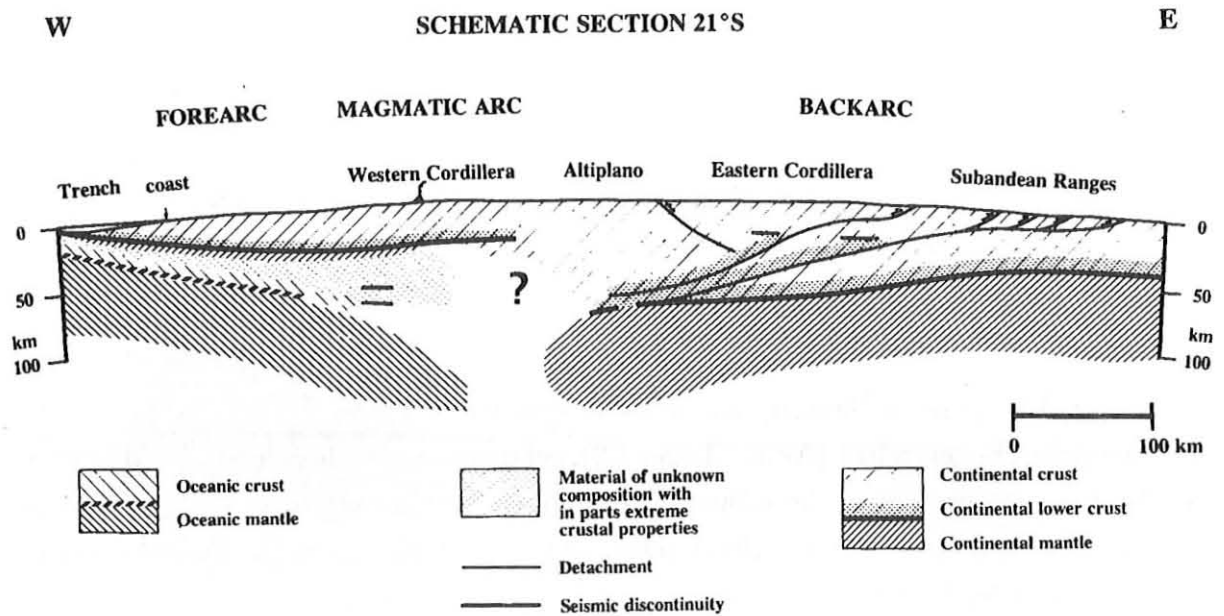


Abbildung 1.2: Schematischer W-E Schnitt der zentralen Anden bei 21°S; aus Schmitz (1994). Der westliche Abschnitt ist durch die Subduktion der Nazca-Platte gekennzeichnet, der östliche Abschnitt durch eine Krustenverdopplung.

der Mischkruste als auch für die elektrisch gut leitenden Strukturen in der Küstenkordillere werden Fluide, die aus der subduzierenden Nazca-Platte stammen, angesehen. Die Mischkruste wird als serpentiniertes ultrabasisches Mantelmaterial (Schmitz, 1993), die guten elektrischen Leiter als in Kluftsystemen aufsteigende freie Wässer (Schwarz, 1995) interpretiert.

Der rezente *magmatische Bogen* umfaßt annähernd die Westkordillere. Im Gegensatz zu den älteren magmatischen Bögen besitzt dieser eine wesentlich breitere Ausdehnung; einzelne magmatische Ausläufer erstrecken sich bis in den Altiplano/Puna und die Ostkordillere (s. Abb. 1.1). Der Untergrund der rhyolitischen Ignimbritdecken und andesitischen Stratovulkane ist sowohl durch kompressive Tektonik als auch durch Blocktektonik gekennzeichnet.

Die Kruste im Bereich der Westkordillere ist seismisch durch starke Dämpfung und Zonen niedriger Geschwindigkeiten geprägt, welche zu einer geringen Durchschnittsgeschwindigkeit führen. Die Zonen erniedrigter Geschwindigkeiten korrelieren teilweise mit Zonen hoher elektrischer Leitfähigkeiten. So wird unterhalb der Westkordillere eine Leitfähigkeitsanomalie in Tiefen um 20 km abgeleitet. Der Bereich der Westkordillere ist durch negative Anomalien im isostatischen Restfeld geprägt. Interpretiert werden diese Anomalien als partiell aufgeschmolzenes Krustenmaterial, oberflächennahe Magmenkammern oder erhöhte Fluidanteile in der Kruste (Schmitz, 1993; Krüger, 1994 und Götze et al., 1995). Informationen über den Grad der Aufschmelzung sowie deren horizontale und

vertikale Ausdehnung liegen nicht vor und können nur abgeschätzt werden.

In östlicher Richtung schließt sich an den magmatischen Bogen der *Backarc-Bereich* an, bestehend aus der Hochebene des Altiplano, der Ostkordillere und dem subandinen Falten- und Überschiebungsgürtel (Abb. 1.1 und 1.2). Der Altiplano besteht größtenteils aus paläozoischen Sedimenten, welche von bis zu 15 km mächtigen kretazischen und tertiären Sedimenten bedeckt sind. Durchsetzt ist der Altiplano mit Ausläufern des jungen Vulkanismus der Westkordillere. Die Ostkordillere setzt sich vorwiegend aus paläozoischen Sedimenten, entsprechend denen des Altiplano, zusammen. Östlich schließt sich das Subandin mit paläozoischen bis tertiären Sedimenten an. Geprägt sind diese Einheiten durch Falten- und Überschiebungsstrukturen. Für das Subandin werden Einengungsbeträge von etwa 140 km diskutiert (Kley, 1993).

Tiefere krustale Strukturen im Bereich des Altiplano können aus seismologischen Untersuchungen nicht erkannt werden. Aufgrund der beobachteten starken negativen Bouguer-Anomalie von über -400 mGal sowie teleseismischen Untersuchungen kann auf eine extreme Krustenmächtigkeit von etwa 70 km geschlossen werden (Götze et al., 1994; Zandt et al., 1994; Beck et al., 1996). In Richtung Osten nimmt die andine Krustenmächtigkeit stark ab und liegt im Bereich des Subandin bei etwa 40 km (Schmitz, 1994). In Tiefen von etwa 25 km wird im Bereich der Ostkordillere eine Zone erhöhter Geschwindigkeiten beobachtet, welche als kontinentale Unterkruste interpretiert wird (Schmitz, 1994). Aus diesen Beobachtungen wird eine Krustenstapelung abgeleitet (Roeder, 1988; Schmitz, 1994), wobei sich die kontinentale Kruste des Brasilianischen Schildes unter die andine Kruste geschoben hat (s. Abb. 1.2). Wie weit sich die resultierende Krustenverdopplung nach Westen unter den Altiplano fortführen läßt, ist unbestimmt. Nach Osten steigt die Überschiebungsbahn auf und mündet im Falten- und Überschiebungsgürtel des Subandin. Die Unterkruste des Altiplano zeigt eine starke elektrische Leitfähigkeitsanomalie, die aus Tiefen von etwa 40 km nach Osten aufsteigt (bis etwa 20 km) und im Bereich der Ostkordillere abrupt endet (Krüger, 1994). Eine mögliche Ursache für diese Anomalie ist noch weitgehend unklar; nach Krüger (1994) kann diese durch entlang einer Überschiebungsbahn auftretende Fluide interpretiert werden.

Das *andine Vorland* wird durch eine große Tiefebene, den Chaco gebildet (Abb. 1.1). Darin setzen sich die Strukturen des Subandin im Untergrund fort, das heißt leichte Antiklinalstrukturen werden von jungen Sedimenten überlagert. Diese Strukturen bilden wichtige Eröl- und Erdgaslagerstätten. Die im Chaco abgelagerten Sedimente stammen aus dem angrenzenden Subandin und der Ostkordillere.

Der Chaco entspricht einem typischen Vorlandbecken und stellt den Übergang zum Brasilianischen Schild dar. Die Krustenmächtigkeit nimmt vom Subandin (mit ca. 40 km) zum Chaco auf etwa 30-35 km ab (Coudert et al., 1995; Reutter et al., 1988).

1.2 Vorangegangene Untersuchungen zum geothermischen Feld in den zentralen Anden

In den zentralen Anden wurden etwa seit Beginn der siebziger Jahre von internationalen Forschergruppen Untersuchungen zum regionalen geothermischen Feld durchgeführt und erste Wärmeflußdichtewerte berechnet. Erste Temperaturmessungen für den südamerikanischen Kontinent wurden von Sclater et al. (1970) im Titicacasee vorgenommen. Aus diesen resultierten 19 Wärmeflußdichte-Bestimmungen mit einem Mittelwert von $55,3 \text{ mW/m}^2$. Die Temperaturen wurden anhand einer Bullard-Typ-Sonde (Bullard, 1954) an diskreten Punkten in den obersten Metern ($\approx 4,5 \text{ m}$) der Seesedimente bestimmt. Sclater et al. (1970) sehen diesen Wert als repräsentativ an und stellen damit ein früher für den Backarc-Bereich der zentralen Anden postuliertes Wärmeflußdichte-Hoch (z.B. Schmucker et al., 1964) in Frage. In den folgenden Jahren wurden umfangreiche Meßkampagnen in Bolivien, Chile und Peru von S. Uyeda und anderen durchgeführt (Uyeda und Watanabe, 1970, 1982; Uyeda et al., 1978, 1980; Watanabe et al., 1980). Die Messungen fanden überwiegend in für kommerzielle Zwecke abgeteuften Bohrungen statt. In der Ostkordillere, dem Zinn- und Silbergürtel Boliviens, wurden Temperaturmessungen in den zahlreich vorhandenen Erzminen durchgeführt. Diese fanden in den einzelnen Stollenniveaus statt. Kurze Bohrungen wurden eigens hierfür in die Stollenwand getrieben. Die Temperaturmessungen aus den einzelnen Stollenniveaus wurden anschließend zu Temperatur-Tiefen-Profilen zusammengestellt. Kontinuierliche Temperaturprofile konnten in den Erz-Explorationsbohrungen der zahlreichen Kupferminen in Chile und Peru registriert werden. Einige dieser Messungen wurden von Henry (1981) sowie Henry und Pollack (1988) aufgegriffen und im Rahmen einer umfassenden Studie überarbeitet. Hierbei wurden auch zahlreiche neue Wärmeflußdichte-Bestimmungen vorgenommen, vornehmlich in den Bergbau- und Erdöl/Erdgas-Explorationsgebieten von Peru und Bolivien. Bei den hier genutzten Temperaturdaten der Erdöl/Erdgas-Industrie handelt es sich um Einzelmessungen innerhalb eines Explorationsfeldes, die für größere Datenmengen zu Temperatur-Tiefen-Profilen zusammengestellt werden können (s.a. Kapitel 2.1.3).

Weiterhin sind Temperatur- und Wärmeflußdichtedaten, abgeleitet aus der Analyse hydrothermalen Systeme (SiO_2 , Na-K-Ca und Na-Li-Geothermometer), vorhanden (Muñoz, 1987; Muñoz und Hamza, 1993). Mit dieser Art von Untersuchungen können grobe Temperaturgradienten abgeleitet werden, welche jedoch nicht immer die regionale geothermische Situation widerspiegeln und möglicherweise falsche Informationen zur thermischen Struktur der gesamten Erdkruste liefern. Deshalb fanden diese Daten im Rahmen der vorliegenden Arbeit keine Berücksichtigung.

Bedingt durch die Tatsache, daß nahezu sämtliche Wärmeflußdichte-Bestimmungen in Bohrungen zur kommerziellen Nutzung durchgeführt wurden, resultiert eine sehr inhomogene Verteilung innerhalb des Untersuchungsgebietes (s. Abb. 2.18). Die größte Datendichte besteht in den Erdöl/Erdgas-Feldern des Subandin und Andenvorlandes sowie in den Bergbaugebieten der Ostkordillere. Temperaturmessungen im magmatischen Bogen sowie dem Altiplano liegen nur in einer geringen Dichte vor, für den Norden Chiles, sowie für den argentinischen Teil des Untersuchungsgebietes existieren keine Temperaturmessungen.

Im Bereich der ozeanischen Lithosphäre (Nazca-Platte) wurden Ozeanbodenmessungen von von Herzen (1959) sowie Anderson et al. (1976) durchgeführt und Wärmeflußdichten berechnet. Neueste Temperaturmessungen im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne wurden 1995 im Rahmen von CINCA¹ (Crustal Investigations Off- and Onshore Nazca Plate/Central Andes) gewonnen. Dabei konnten sechs Temperaturregistrierungen sowie Wärmeleitfähigkeitsbestimmungen vor der nord-chilenischen Küste vorgenommen werden (BGR, 1995). Bis zum jetzigen Zeitpunkt liegen diese Temperatur- und Wärmeleitfähigkeitsdaten noch nicht im endgültiger Bearbeitung vor; vorläufige Wärmeflußdichte-Abschätzungen werden in die weiteren Untersuchungen dieser Arbeit aufgenommen.

Es kann resümiert werden, daß für das Untersuchungsgebiet ein Bestand an Altdaten von insgesamt 72 verlässlichen Wärmeflußdichte-Werten zur Verfügung steht. Reduziert man die lokal eng begrenzten Messungen im Titicacasee auf den Mittelwert, verbleibt ein Datenbestand von 54 Werten. Obwohl die Daten aufgrund der unterschiedlichen zur Anwendung kommenden Methoden der Wärmeflußdichtebestimmung unterschiedliche Qualitätsmerkmale aufweisen, werden sie hinsichtlich ihrer Aussagekraft als gleichwertig behandelt.

¹Ein Projekt der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (Hannover), der Freien Universität Berlin, dem GeoForschungsZentrum Potsdam und dem GEOMAR (Kiel) (Sonne-Fahrt SO 104/3).

Kapitel 2

Wärmeflußdichte

Die terrestrische Wärmeflußdichte Q_s , das heißt die Energieabgabe der Erde pro Zeit und Fläche, wird beschrieben durch das Fourier'sche Gesetz der Wärmeleitung:

$$Q_s = -\lambda \cdot \text{grad } T, \quad (2.1)$$

dem Produkt aus Wärmeleitfähigkeit λ und Temperaturgradienten $\text{grad } T^1$. Die Wärmeleitfähigkeit ist richtungsabhängig in einem Medium und wird durch einen (3×3) -Tensor beschrieben; der Temperaturgradient ist eine vektorielle Größe $(\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z})$. Bedingt durch die Tatsache, daß Wärme in der Regel senkrecht zur Erdoberfläche hin transportiert wird², kann Gleichung 2.1 auf die Vertikalkomponente ($Q_s = -\lambda_{zz} \frac{dT}{dz}$) reduziert werden. Dieses Gesetz ist jedoch nur unter der Annahme eines rein konduktiven Wärmetransportprozesses gültig. Neben dem Wärmetransport durch Konduktion (Gitter-, Phononenleitung) kann Wärme auch durch Konvektion/Advektion oder durch Strahlung transportiert werden. Bei der Konvektion wird Wärme durch die freie Bewegung von Molekülen innerhalb eines Materialverbandes transportiert. Dieser Prozeß spielt besonders bei Fluiden und Gasen eine wichtige Rolle. Durch hohe Bewegungsgeschwindigkeiten kann eine große Wärmemenge transportiert werden, die unter Umständen einen wesentlich effektiveren Transportprozeß als die Konduktion darstellt. Die Advektion stellt einen Spezialfall der Konvektion dar. In diesem Fall wird der Wärmetransport durch Bewegung des gesamten Materialverbandes betrachtet. Dieser Prozeß spielt bei tektonischen Bewegungen, wie z.B. der Subduktion, Überschiebungen und Hebungen eine wichtige Rolle. Der Wärmetransport durch Strahlung erlangt erst bei Temperaturen $> 1000^\circ C$ einen signifikanten Einfluß und ist somit für Temperaturbestimmungen innerhalb der Lithosphäre von untergeordneter Bedeutung.

Die Reduzierung des Wärmetransportprozesses auf ausschließlich vertikale Wärmeleitung trifft nur unter sehr vereinfachten geologischen Gegebenheiten zu. Es wird dabei

¹Das negative Vorzeichen resultiert durch die Temperaturzunahme mit der Tiefe, während der Wärmefluß in entgegengesetzter Richtung stattfindet.

²Der Tiefenbereich, in dem Temperaturen gemessen werden können, ist im Vergleich zum Erdradius so gering, daß hier die Erdkrümmung vernachlässigt werden kann.

ein horizontal geschichteter Untergrund vorausgesetzt, welcher nur in erster Näherung in den tektonisch stabilen Schildgebieten angenommen werden kann. In Gebieten mit starkem Relief und komplizierter tektonischer Struktur müssen neben der vertikalen Wärmetransportkomponente auch die horizontalen Komponenten berücksichtigt werden. Ist das Material zudem stark geklüftet oder hoch permeabel, können Fluidbewegungen, angetrieben durch z.B. die umgebende Topographie, stattfinden. Im Kristallin stehen sicherlich Fluidbewegungen entlang von Klüften und Störungen im Vordergrund, dagegen in Sedimentbecken ein Fluidtransport aufgrund hoher Permeabilitäten. Die Intensität solcher z.B. durch die Topographie induzierten Temperaturfeldstörungen nehmen mit zunehmender Tiefe ab, das heißt, sie müssen im oberflächennahen Bereich berücksichtigt werden, spielen jedoch bei der Betrachtung des lithosphärischen Temperaturfeldes nur eine untergeordnete Rolle.

Für die Lokationen, an denen im Rahmen dieser Arbeit die Wärmeflußdichte bestimmt wurde, ergeben sich folgende Problemstellungen:

Der Forearc-Bereich ist durch große Reliefunterschiede gekennzeichnet. Soll das Fourier'sche Gesetz der Wärmeleitung angewandt werden, müssen hier neben der vertikalen auch die horizontalen Komponenten des Temperaturgradienten einbezogen werden. Eine Berücksichtigung des horizontalen Temperaturgradienten wird durch topographische Temperaturkorrekturen erreicht. In der Küstenkordillere wurden überwiegend trockene Bohrungen vermessen, der Grundwasserspiegel liegt hier teilweise in über 450 m Tiefe. Daher wird hier von einem vorwiegend konduktiven Wärmetransport ausgegangen; Störungen des Temperaturfeldes durch Fluidbewegungen im Untergrund können vielerorts ausgeschlossen werden. Im Gegensatz dazu sind die Bohrungen der Prä- und Westkordillere mit Wasser gefüllt. Es müssen mögliche Fluidbewegungen im Untergrund berücksichtigt werden. In den durchteuften Kristallingesteinen kann von niedrigen Permeabilitäten ausgegangen werden; eventuell vorhandener Fluidtransport findet daher vorwiegend an Klüften statt, welcher sich in Temperaturprofilen gut abzeichnet. Sedimentgesteine besitzen dagegen in der Regel höhere Permeabilitäten, so daß Fluidmigrationen auch innerhalb der Schichtfolgen auftreten. Um den konvektiven Anteil am Wärmetransport abschätzen zu können, werden Péclet-Zahl-Analysen³ (Clauser und Villinger, 1990) durchgeführt.

Die Temperaturdaten, die in den Sedimentbecken des Andenvorlandes (Chaco) vorliegen, wurden im direkten Anschluß an den Bohrvorgang aufgenommen, so daß diese eine durch den Bohrvorgang bedingte Temperaturstörung erfahren haben und korrigiert werden müssen. Klastische Sedimentgesteine besitzen besonders in geringen Tiefe hohe

³Die Péclet-Zahl gibt das Verhältnis von konvektivem zu konduktivem Wärmetransport an, $Pe = \frac{Q_{konvektiv}}{Q_{konduktiv}}$ (s. Kapitel 2.3).

Porositäten/Permeabilitäten und stellen damit gute Grundwasserleiter dar. Der hydrologische Einfluß auf die Temperaturverhältnisse des Untergrundes kann für dieses Gebiet nicht durch analytische oder numerische Verfahren quantifiziert werden, da notwendige Hintergrundinformationen, wie Beckenstrukturen und Fließgeschwindigkeiten unbekannt sind. Unter der Annahme, daß Permeabilitäten und Porositäten mit zunehmender Tiefe abnehmen, kann für größere Tiefenbereiche von einem regional überwiegend konduktiven Wärmetransport ausgegangen werden.

2.1 Temperaturdaten

2.1.1 Feldmessungen

In den Monaten April/Mai 1994 wurde in N-Chile eine Feldkampagne für Temperaturmessungen durchgeführt. Temperaturen wurden ausschließlich in vertikalen Bohrungen, die von Erzexplorationsfirmen abgeteuft wurden, gemessen. Diese Bohrungen besitzen abhängig von den geologischen Gegebenheiten unterschiedliche Grundwasserspiegel. Im Extremfall wurden bis zu 450 m tiefe trockene Bohrungen vermessen. In Abhängigkeit vom angetroffenen Medium in den Bohrungen (Luft oder Wasser) kamen verschiedene Meßverfahren zur Anwendung. Die Temperaturen in wassergefüllten Bohrungen wurden mit einer konventionellen Thermistor-Sonde gemessen, luftgefüllte Bohrungen wurden mit einer Lichtleiter-Meßtechnik vermessen.

Bei der Thermistor-Sonde (*thermally sensitive resistor*) wird der elektrische Widerstand eines Halbleiterbauelementes, welches einen negativen Temperaturkoeffizienten besitzt (ca. $0,04^{\circ}\text{C}^{-1}$), gemessen. Die Messung des elektrischen Widerstandes erfolgt durch eine Meßbrücke (Wheatstone-Brücke). Dabei wird der zu bestimmende Widerstand mit drei anderen bekannten Widerständen zusammenschaltet und durch den Abgleich der Brücke bestimmt. Zuvor wurden zur Kalibrierung der Thermistor-Sonde Vergleichsmessungen mit einem Quarz-Thermometer (in einem Wasserbad) durchgeführt. Im Temperaturbereich von 0 bis 40°C zeigt die Thermistor-Sonde Temperaturabweichungen von $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$ vom Quarz-Thermometer. Die Temperaturauflösung liegt bei $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$. Dieser Typ von Sonde eignet sich für Temperaturmessungen in wassergefüllten Bohrungen, da bei einem Temperaturangleich von wenigen Sekunden eine hohe Einfahrtgeschwindigkeit in die Bohrung vorgenommen werden kann. Bei Verwendung der Thermistor-Sonde wurde diese im Handbetrieb in die Bohrung eingebracht und Temperaturmessungen in 2 m Intervallen vorgenommen; nach dem Angleich an die Umgebungstemperatur wurde mit der Messung fortgefahren.

In trockenen (luftgefüllten) Bohrungen vollzieht sich der Temperaturangleich der Son-

de an die Umgebungstemperatur langsamer. Um lange Angleichzeiten zu vermeiden und ein zügiges Messen zu realisieren, bietet sich als Alternative zur Thermistor-Sonde die Lichtleiter-Meßtechnik (Distributed optical fibre Temperature Sensing - DTS) an. Die DTS-Meßmethode beruht darauf, daß das Licht eines Impulslasers in einen Lichtwellenleiter eingespeist und das Streulicht analysiert wird. Die Intensität und die spektrale Zusammensetzung des Streulichtes wird durch die Moleküle im Lichtwellenleiter bestimmt. Aus der Intensität des rückgestreuten Lichtes kann der vom Licht zurückgelegte Weg, aus dem Streulichtspektrum die Temperatur berechnet werden. Der entscheidende Vorteil dieser Meßtechnik liegt im einmaligen Einbringen des Lichtleiterkabels in die Bohrung und der Simultan-Erfassung des gesamten Temperaturprofils (Hurtig et al., 1993; 1994). Der Angleich an die Umgebungstemperatur ist etwa nach 30 *min* erfolgt. Untersuchungen zum Nutz/Stör-Verhältnis haben gezeigt, daß die qualitativ besten Meßergebnisse auf der Basis von fünf Registrierungen über jeweils 1-Minuten-Intervalle (mit 1 *m* Meßintervall) ermittelt werden. Obwohl die genutzte Meßroutine eine Längenauflösung von 1 *m* vorsieht, können erst durch eine Glättung der Daten (z.B. unter Anwendung eines gleitenden Mittels über 5 *m*-Intervalle oder Prozessierung der Daten über 10 *m*-Intervalle) qualitativ mit konventionellen Ergebnissen vergleichbare Intervall-Temperaturgradienten ermittelt werden (Förster et al., 1997). Die Temporaufauflösung liegt bei $0,1^{\circ}\text{C}$, die absolute Genauigkeit der Temperaturmessung bei $\pm 0,3^{\circ}\text{C}$.

In insgesamt 14 Bohrungen wurden für weitere Interpretationen verwertbare Temperaturprofile gemessen. Einen Überblick über diese Messungen zeigt Abbildung 2.1. Eine komplette Auflistung sämtlicher Lokationen gibt Tabelle C.1 im Anhang C. Im folgenden werden die Messungen entsprechend ihrer Lage innerhalb der morphotektonischen Einheiten erläutert.

Küstenkordillere:

Temperaturmessungen wurden in 3 Bohrungen (NA1, P396 und Z197) der Mine Carolina de Michilla durchgeführt. Eine maximale Tiefe von 474 *m* erreicht die Bohrung NA1, die auch als einzige mit Wasser gefüllt ist (ca. 330-474 *m*). Dabei handelt es sich jedoch nicht um Grundwasser, sondern um durch die Bohrtätigkeit eingebrachtes Wasser. Die Bohrung wurde sowohl mit der Thermistor-Sonde als auch mit der DTS-Technik vermessen (s. Abb. 2.1, Bohrung NA1/1 und NA1/2). Sämtliche Bohrungen im Minengebiet Carolina de Michilla besitzen einen Durchmesser von 14,0 *cm* und sind unverrohrt. Weitere Messungen wurden in der Umgebung der Mine Mantos Blancos durchgeführt. Dabei handelt es sich um eine 300 *m* (14,0 *cm* Durchmesser, unverrohrt) tiefe trockene Erkundungsbohrung (MAB2148) und um zwei flache Wasserförderungsbohrungen (MAB3 und MAB5, verrohrt mit 25,0 *cm* Innendurchmesser). Die Wasserförderungsbohrungen wurden etwa

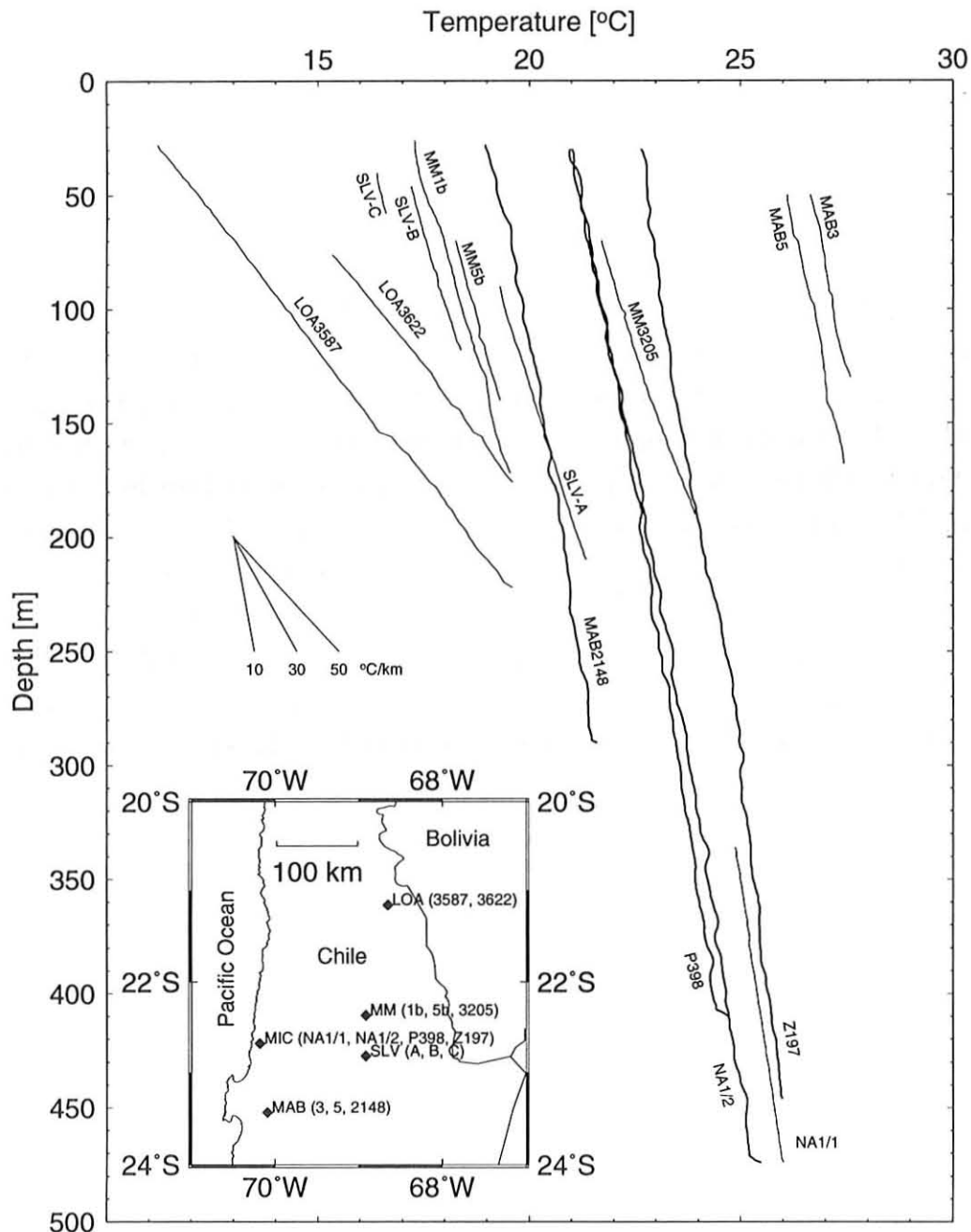


Abbildung 2.1: Temperatur-Tiefen-Darstellungen der Bohrungen in N-Chile. Temperaturen, die mit der Thermistor-Sonde gemessen wurden, sind dünn dargestellt; die mit der DTS-Meßtechnik gemessenen sind dick dargestellt. Die Messungen der Bohrungen MAB3 und MAB5 wurden zur besseren Darstellung mit einem konstanten Temperaturversatz von $+5^{\circ}\text{C}$ versehen. Lage der Bohrungen in N-Chile im Kartenausschnitt.

ein halbes Jahr vor den Temperaturmessungen in oberflächennahe Schotter (Vulkanitbrekzien) niedergebracht und bis zum Meßbeginn nicht zur Wasserförderung genutzt. Aus dem Temperatur-Tiefen-Kurvenverlauf kann auf Wasserzirkulationen innerhalb der

Bohrungen oder auf Wasserzuflüsse durch die Perforierung in der Verrohrung geschlossen werden. Die trockenen Bohrungen im Minengebiet Carolina de Michilla wurden zur Jahreswende 1992/93 und die Bohrung (MAB2148) im Minengebiet von Mantos Blancos 1987 niedergebracht. Diese Bohrungen zeigen einen annähernd lineare Temperaturzunahme mit der Tiefe. Die absoluten Temperaturschwankungen in den mit der DTS-Technik gemessenen Temperaturprofilen sind technisch bedingt (geringere Auflösung), was durch die Vergleichsmessung mit der Thermistor-Sonde deutlich wird (Bohrung NA1). Der mittlere Temperaturgradient (gemittelt über die gesamte Tiefe und über alle Bohrungen der Küstenkordillere) beträgt $9,5^{\circ}\text{C}/\text{km}$.

Präkordillere:

Im Explorationsgebiet Mansa Mina und der näheren Umgebung der Stadt Calama standen 3 offene Bohrungen (MM1b, MM5b und MM3205) bis maximal 222 m Tiefe für Temperaturmessungen zur Verfügung. Die Bohrung MM3205 besitzt einen Durchmesser von 9,3 cm (unverrohrt), sie wurde im Frühjahr 1991 niedergebracht. Die Bohrungen MM1b und MM5b wurden zur Wasserförderung abgeteuft und besitzen Durchmesser von 40,0 cm (verrohrt). Sie wurden im Sommer 1992 gebohrt. Aus dem Temperatur-Tiefen-Kurvenverlauf der Bohrung MM1b kann auf eine eventuelle konvektive Störung des Temperaturfeldes geschlossen werden. Im Gebiet der Sierra Limon Verde befinden sich drei offene Erkundungsbohrungen (SLV-A, B und C), die für Wärme flußdichtebestimmungen geeignet sind. Sie erreichen eine maximale Tiefe von 210 m und besitzen einen Durchmesser von 16,5 cm (unverrohrt). Diese Bohrungen wurden im Herbst 1992 niedergebracht. Der mittlere Temperaturgradient (gemittelt über die gesamte Tiefe und über alle Bohrungen der Präkordillere) beträgt $16,5^{\circ}\text{C}/\text{km}$.

Westkordillere:

Das Quellgebiet des Rio Loa liegt in der Westkordillere in der Umgebung des Vulkans Miño. Dort befinden sich mehrere zugängliche Explorationsbohrungen, zwei bis 222 m tiefe Bohrungen (LOA3587 und LOA3622), sind für Wärme flußdichtebestimmung geeignet. Sie wurden im Sommer 1993 niedergebracht und besitzen Durchmesser von 7,0 cm (unverrohrt). Die Bohrungen haben ausschließlich magmatische Gesteine aufgeschlossen; die Temperaturprofile zeigen sehr konstante Temperaturzunahmen mit der Tiefe. Beide Temperaturprofile besitzen einen deutlichen Temperatursprung in etwa 150 m Tiefe. Eine Korrelation zu Bruchzonen ist aus den Bohrprofilen zur Struktur der durchteuften Gesteine nicht ersichtlich. Der mittlere Temperaturgradient dieser Bohrungen beträgt $43,0^{\circ}\text{C}/\text{km}$.

2.1.2 Topographiekorrektur

Als „topographische Effekte“ werden Störungen des Temperaturfeldes im Untergrund bezeichnet, welche durch physikalische Änderungen der Erdoberfläche verursacht werden. Zu diesen Effekten gehören u.a. die Topographie sowie die von der Höhe des Reliefs abhängigen Oberflächentemperaturen. In Bereichen von Reliefhebungen vergrößert sich der Isothermenabstand, so daß dort erniedrigte Temperaturgradienten resultieren. Im Gegensatz dazu verringert sich der Isothermenabstand in Reliefsenken, was den Temperaturgradienten erhöht. Durch die Reliefunterschiede treten damit auch horizontale Temperaturgradienten auf. Die Bedeutung des topographischen Einflusses auf das Temperaturfeld ist lange bekannt und ausführlich diskutiert, u.a. bei Birch (1950), Lachenbruch (1969), Blackwell et al. (1980), Henry und Pollack (1985) und Powell et al. (1988). Dabei werden unterschiedliche Verfahren zur Topographiekorrektur vorgestellt und bezüglich ihrer Anwendbarkeit gewertet. Für die Korrektur des Topographieeffekts wurde hier das Finite-Elemente-Verfahren zur Lösung der stationären Wärmeleitungsgleichung gewählt (s. Anhang D). Dabei können die Effekte einer beliebigen Topographie, der Oberflächentemperatur-, sowie der Wärmeleitfähigkeits- und Wärmeproduktionsverteilung im Untergrund modelliert werden.

In Abbildung 2.2 ist der Einfluß der Topographie auf die Wärmeflußdichte-Verteilung im Untergrund vereinfacht anhand einer Stufe dargestellt. Maximale Unterschiede der Wärmeflußdichte im Vergleich zur Basiswärmeflußdichte treten in Bereichen maximaler Reliefänderungen auf. Am Fuß der Stufe entsteht ein Wärmeflußdichtemaximum, an ihrer Oberkante ein Minimum. Die resultierenden Extrema sind zum einen vom Stufenwinkel, zum anderen von der Oberflächentemperatur-Randbedingung abhängig. Lachenbruch (1969) leitete eine analytische Lösung zur topographischen Korrektur anhand einer Stufe mit unterschiedlichen Stufenwinkeln ($3-45^\circ$) her. Es zeigt sich, daß geringe Korrekturbeträge bei kleinen Stufenwinkeln und große Beträge (bis zu 100 %) bei Stufenwinkeln von 45° auftreten. Abbildung 2.2 zeigt den Einfluß einer Stufe (Winkel ca. 20°) auf die Wärmeflußdichte in Abhängigkeit von der Tiefe entlang eines zweidimensionalen Schnittes. Variiert wird hier lediglich die Oberflächentemperaturverteilung: (a) konstant, (b) höhenabhängige Abnahme von $5^\circ\text{C}/\text{km}$. Bei konstanter Oberflächentemperatur sind die Anomalien stärker ausgeprägt als bei höhenabhängiger Temperaturrandbedingung. Mit zunehmender Entfernung und Tiefe von der Stufe nehmen diese Anomalien ab. Bei der Entfernung um eine Stufenhöhe von der Stufe liegt ihr Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte bei einer 10-15 prozentigen Erhöhung bzw. Erniedrigung der ungestörten Wärmeflußdichte. Ähnliches ist auch für die Tiefe gültig. Befindet man sich um den Betrag der Stufenhöhe unterhalb der Oberfläche, so ergibt sich eine 15-20 prozentige Erhöhung bzw. Erniedrigung des Wärmeflusses (s. Abb. 2.2).

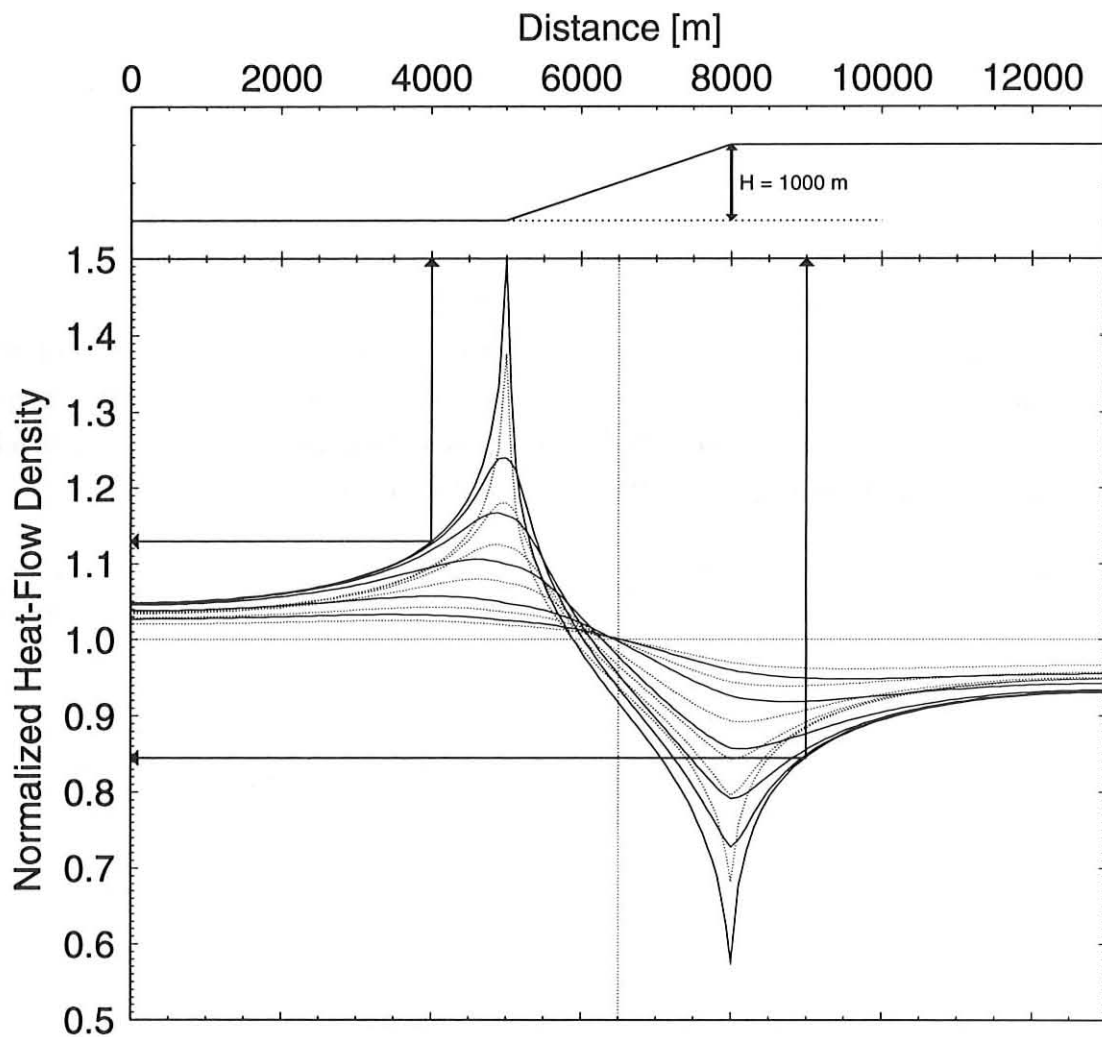


Abbildung 2.2: Vertikale Komponente der Wärmeflußdichte normiert auf die Basiswärmeflußdichte entlang der horizontalen Ausdehnung einer flachen Stufe (Stufenwinkel etwa 20°). Normierte Wärmeflußdichte in verschiedenen Tiefen unterhalb der Erdoberberfläche: 0, 250, 500, 1000, 2000, 3000 m. Durchgezogene Linien unter Annahme konstanter Oberflächentemperaturen, gepunktete Linien mit einer höhenabhängigen Oberflächentemperaturabnahme von $5^\circ\text{C}/\text{km}$.

Die in Chile durchgeführten Temperaturmessungen liegen zum Teil in Gebieten mit ausgeprägtem Relief, so daß Topographiekorrekturen notwendig sind. Dies sind die Lokationen in der Küsten- und Westkordillere. Im Gegensatz dazu kann, ausgehend von den durchgeführten Modellrechnungen, ein Einfluß der lokalen Topographie auf das Temperaturfeld der Bohrungen in der Präkordillere ausgeschlossen werden. Auch im Gebiet der bolivianischen Explorationsfelder im Andenvorland kann auf diese Korrektur verzichtet werden.

2.1.3 Industriedaten: Maximumtemperaturen und Temperaturprofile

Temperaturdaten aus Explorationsbohrungen konnten sowohl in Bolivien als auch in Chile erfaßt werden:

In Bolivien wurden von der staatlichen Erdölgesellschaft (YPFB) Maximumtemperaturen (Bottom-Hole-Temperaturdaten - BHT) sowie einige analog aufgezeichnete kontinuierliche Temperaturprofile zur Verfügung gestellt. Die jeweiligen Explorationsfelder befinden sich überwiegend im Subandin und im Chaco (s. Abb. 2.3). Die tiefenbezogene Stratigraphie und Lithologie für jedes Erdölfeld wurde in Form eines repräsentativen Profils zusammengestellt. Insgesamt konnten etwa 1500 Bottom-Hole-Temperaturen recherchiert werden. Der somit neu gewonnene Datensatz geht weit über den in vorhergehenden Studien genutzten Datensatz (Henry, 1981; Henry und Pollack, 1988) hinaus.

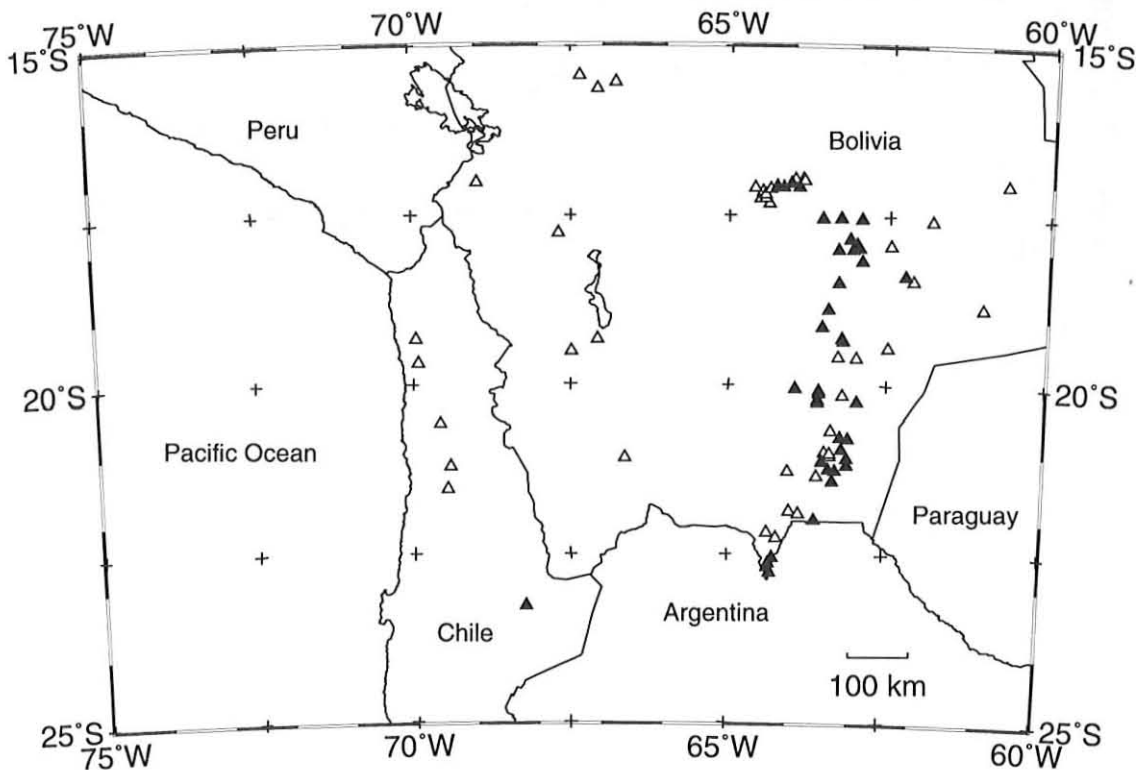
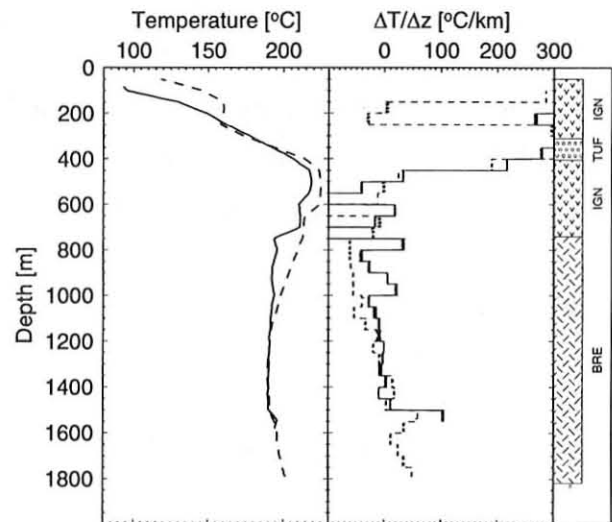


Abbildung 2.3: Lokationen der Explorationsfelder bzw. -bohrungen in Bolivien und Chile. Dreiecke: Lokationen mit Maximumtemperaturen, schwarze Dreiecke: Lokationen, an denen Temperaturgradienten bzw. Wärmeflußdichte-Bestimmungen vorgenommen wurden (s. Kap. 2.3).

Für Chile wurden Bottom-Hole-Temperaturen von der staatlichen Erdölgesellschaft ENAP übernommen. Dieser Datensatz ist wesentlich kleiner und umfaßt nur 40 Maximumtemperaturen. Die Explorationsbohrungen befinden sich in der Präkordillere und dem Längstal. Auch hier liegen Übersichtsinformationen über Stratigraphie und Lithologie zu den jeweiligen Bohrungen vor. Weitere Temperaturdaten wurden von den Elek-

trizitätsgesellschaften (CORFO/Chile und ENDE/Bolivien) zur Verfügung gestellt, die kontinuierliche Temperaturprofile in den geothermischen Feldern El Tatio (Chile) und Laguna Colorada (Bolivien) umfassen. Diese beiden Felder befinden sich im magmatischen Bogen. Durch logistische Probleme mußte von eigenen Temperaturmessungen in diesen Bohrungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit abgesehen werden, so daß hier die im Zuge der Exploration gemessenen Temperaturprofile (z.B. Abb. 2.4) sowie zusammenfassende Abschlußberichte aufgenommen und in weitere Interpretationen einbezogen wurden.

Abbildung 2.4: Beispiele für Temperaturprofile und Intervallgradienten aus zwei Bohrungen des geothermischen Feldes El Tatio (Chile). Die Messungen fanden 29 bzw. 30 Tage nach der Temperaturfeldstörung durch den Bohrprozeß und zusätzlicher Kühlung statt. Lithologie: BRE (andesitische Brekzie), IGN (Ignimbrite/Dazite), TUF (Tuffe).



Die Temperaturmessungen in zwei Bohrungen des geothermischen Feldes El Tatio (Abb. 2.4) zeigen ein lokal gestörtes Temperaturfeld. In den obersten 500 m der Bohrungen werden Temperaturen über 200°C registriert und es resultieren Temperaturgradienten von über 300°C/km. Diese Störung ist durch den Zufluß von heißen Wässern bedingt und an eine Tufflage gebunden. Als Quelle für die Fluide wird das Gebiet östlich von El Tatio angenommen. Mit zunehmender Tiefe nehmen die Temperaturgradienten wieder ab und nähern sich „normalen“ Gradienten an. Da bis zur Bohrlochsohle eine Gradientenänderung registriert wird, kann ein ungestörter Temperaturgradient nicht bestimmt werden.

Weitere analog aufgezeichnete Temperaturprofile wurden von der Minengesellschaft La Escondida zur Verfügung gestellt. Diese Kupfermine befindet sich in der Präkordillere. Zusatzinformationen zu den Temperaturmessungen sowie zur Lithologie und Stratigraphie der Bohrungen konnten nicht recherchiert werden.

2.1.4 BHT-Korrektur zu Gleichgewichtsbedingungen

Maximumtemperaturen werden routinemäßig im Rahmen von kommerziellen Bohrlochmessungen am Ende eines Bohrvorganges an der Bohrlochsohle (Bottom-Hole-

Temperature - BHT) gemessen. Die Temperaturregistrierung findet während des Temperaturangleichprozesses zu Gleichgewichtsbedingungen, das heißt unter gestörten thermischen Bedingungen, statt. So reflektieren die Messungen nicht die Gebirgstemperatur unter Gleichgewichtsbedingungen, sondern eine durch den Bohrvorgang gestörte Temperatur. Weitere Fehlerquellen ergeben sich aus der genutzten Meßtechnik und Archivierung der Daten (s. Speece et al., 1985). In der Regel werden die Messungen nicht unter wissenschaftlichen Gesichtspunkten vorgenommen, so daß z.B. Thermometer oft nicht kalibriert sind, die Temperatur auf- oder abgerundet ist oder die Tiefenangabe nicht der der Bohrlochsohle entspricht. Die aus solchen Temperatur-Einzeldaten abgeleiteten Aussagen sind daher in ihrer Zuverlässigkeit stark eingeschränkt. Aus großen BHT-Datensätzen und deren statistischer Behandlung können jedoch durchaus zuverlässige Temperaturgradienten abgeleitet werden (Vacquier, 1984).

Entwickelte Methoden zur Korrektur der durch den Bohrvorgang gestörten Bottom-Hole-Temperaturen lassen sich grob zwei Kategorien zuordnen. Zum einen sind dies numerische oder analytische Modelle für den Temperaturangleich (Bullard, 1947; Lachenbruch und Brewer, 1959; Leblanc et al., 1981, 1982; Lee, 1982; Luheshi, 1983; Middleton, 1979, 1982; Shen und Beck, 1986), bei denen die Bohrlochgeometrie durch eine Linien- oder Zylinderquelle angenähert wird. Auf der anderen Seite existieren empirische Methoden der Temperaturkorrektur, bei denen BHT mit ungestörten Formationstemperaturen oder Temperaturdaten aus Spülungstests verglichen werden (AAPG, 1976; Andrews-Speed et al. 1984; Ben Dhia, 1988; Förster et al., 1996). Die Anwendbarkeit der verschiedenen Korrekturmethode wird durch die jeweiligen zur Verfügung stehenden Informationen über die Bohrung bestimmt. Solche Informationen, wie z.B. über den Bohrfortschritt oder die Spülungstemperaturen, stehen in der Regel nicht zur Verfügung, wodurch die Anwendung stärker auf die empirischen Verfahren konzentriert wird. Die Anwendung von empirischen Verfahren birgt jedoch immer die Problematik in sich, daß diese für spezielle Datensätze aus einer bestimmten geologischen Situation hergeleitet wurden und eine Übertragbarkeit auf Datensätze aus anderen geologischen Gebieten Fehlermöglichkeiten mit sich bringt.

Die bekannteste, auf einem mathematischen Modell basierende Korrekturmethode, ist der sogenannte „Horner-Plot“ (Bullard, 1947; Lachenbruch und Brewer, 1959). Die durch die Zirkulation der Bohrlochspülung bedingte Temperaturstörung wird hier durch eine Linienquelle (negative oder positive Wärmequelle) in einer homogenen Umgebung modelliert. Der Temperaturangleich zu Gleichgewichtsbedingungen in einer Bohrung ist dabei durch folgenden Ausdruck beschrieben (s. Beck und Balling, 1988):

$$BHT(t_s) = T_\infty + HG \cdot \ln\left(1 + \frac{t_{circ}}{t_s}\right), \quad (2.2)$$

wobei t_{circ} die Zirkulationszeit der Bohrlochspülung, t_s die Standzeit (shut-in time) bzw.

die Zeit seit Beendigung des Spülvorganges und der Temperaturmessung, T_∞ die Gleichgewichtstemperatur und $HG = \frac{Q}{4\pi\lambda}$ die Steigung der Hornerlinie als unbekannte Konstante mit Q , der zugeführten Wärme pro Einheitslänge und -zeit sowie, λ die Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Gesteins ist. Um diese Methode anwenden zu können, sind Zeit-Temperatur-Datensätze notwendig, das heißt mindestens zwei BHT-Messungen in der gleichen Bohrung, in der gleichen Tiefe, jedoch zu unterschiedlichen Standzeiten (s. Abb. 2.5). Die Genauigkeit der Temperaturextrapolation ist vom Verhältnis $\frac{t_s}{t_{circ}}$ abhängig. Der Fehler bei der Gleichgewichtstemperaturbestimmung erhöht sich bei langen Zirkulationszeiten (Dowdle und Cobb, 1975) bzw. bei $\frac{t_s}{t_{circ}}$ -Verhältnissen < 1 (Beck und Balling, 1988).

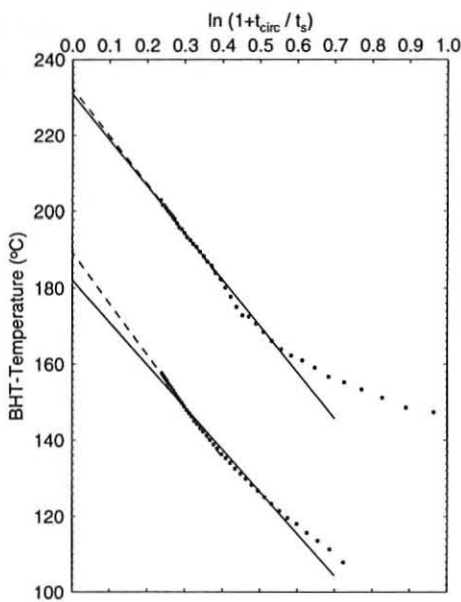


Abbildung 2.5: Horner-Plot-Verfahren für zwei Zeit-Temperatur-Datensätze (•) aus dem geothermischen Feld Laguna Colorada (Bolivien): Bestimmung (1) des Horner-Gradienten (HG) aus der Steigung einer linearen Regression und der (2) Gleichgewichtstemperatur (T_∞) aus dem y-Achsenabschnitt. Durchgezogene Regressionsgeraden für $\frac{t_s}{t_{circ}} > 1$ und durchbrochene Regressionsgeraden für $\frac{t_s}{t_{circ}} > 2$.

In der Praxis treten bei Anwendung der Horner-Plot-Korrektur zwei grundlegende Probleme auf: 1.) sie ist nicht auf einzelne BHT-Messungen anwendbar und 2.) die benötigten Zeitinformationen sind oftmals in Meßprotokollen nicht aufgelistet. In der Regel sind Temperatur-Wiederholungsmessungen nur für wenige Explorationsbohrungen vorhanden. Der gesamte Datensatz für Bolivien (1521 BHT-Messungen) besitzt etwa 3 % Wiederholungsmessungen mit zwei bis maximal 4 BHT-Messungen in gleicher Tiefe. Der chilenische Datensatz ist wesentlich kleiner und umfaßt 40 BHT-Messungen mit 15 % Wiederholungsmessungen. Für die Wiederholungsmessungen sind die Zeiten seit Bohrende (t_s) gegeben. Um jedoch auch den Großteil an Daten ohne Wiederholungsmessungen in eine Interpretation einbeziehen zu können, wird eine verallgemeinerte Horner-Plot-Methode entwickelt. Die Horner-Plot-Methode wird dabei zunächst auf den als repräsentativ betrachteten Teildatensatz mit Wiederholungsmessungen angewendet und daraus ein tiefenabhängiger Horner-Gradient ermittelt. Der tiefenabhängige Horner-Gradient

wird anschließend auf den gesamten Datensatz übertragen.

Die Zirkulationszeit der Bohrlochspülung (t_{circ}) ist zu keiner BHT-Messung bekannt. In der Literatur werden Zirkulationszeiten von z.B. 4/5 Stunden (Chapman et al., 1984; Deming und Chapman, 1988 a, b) bis zu 30/40 Stunden (Deming, 1989) als typische Zirkulationszeiten diskutiert. Von Deming (1989) werden 4-5 Stunden als realistischer Mittelwert angegeben; für folgende Untersuchungen wird die Zirkulationszeit auf 5 Stunden festgelegt. Mit dieser Zeitvorgabe können für die Wiederholungsmessungen Horner-Plots erstellt werden.

Die in Abbildung 2.6a für eine Teilmenge dargestellten Horner-Plots lassen einen schwachen Zusammenhang des Horner-Gradienten (HG) mit der Tiefe erkennen. Abbildung 2.6b zeigt sämtliche ermittelten Horner-Gradienten und seine Tiefenabhängigkeit in Form einer robusten linearen Regression (Press et al, 1992, S. 699). Anhand der Regression wird ein tiefenabhängiger Horner-Gradient für den bolivianischen Datensatz bestimmt; für den Koeffizienten des y-Achsenabschnittes ergeben sich $4,1^{\circ}C$, für den Koeffizienten der Steigung ergeben sich $-0,0073^{\circ}C/m$. Entsprechend wurde auch für den chilenischen Datensatz ein tiefenabhängiger Horner-Gradient ermittelt; für den Koeffizienten des y-Achsenabschnittes ergeben sich $-2,4^{\circ}C$, für den Koeffizienten der Steigung ergeben sich $-0,005^{\circ}C/m$.

Die für die Korrektur der BHT-Einzelmessungen notwendige Standzeit ist insgesamt für 454 Messungen bekannt. Etwa 25 % der BHT-Einzelmessungen besitzen eine Standzeit von 7 ± 1 Stunde (s. Anhang A). Für den chilenischen Datensatz kann aufgrund der zu großen Variation in den Standzeiten kein Mittelwert bestimmt werden, so daß der für Bolivien bestimmte Wert von 7 Stunden auch für den chilenischen Datensatz angenommen worden ist. Die mittlere Standzeit wird auf die jeweiligen Datensätze angewandt, wodurch die Horner-Plot-Methode in eine extrem vereinfachte Form gebracht wird. Der einzige freie Parameter für die BHT-Korrektur (Abb. 2.6c) ist die zu jeder Messung bekannte Tiefe. Die Wahl einer mittleren Zirkulationszeit von 5 Stunden scheint aufgrund unterschiedlicher Studien gut belegt. Während der Einfluß der Zirkulationszeit auf die Temperatur-Korrekturbeträge relativ gering ist (s. Abb. A.2 im Anhang A), ist die Reduzierung auf eine mittlere Standzeit von 7 Stunden von wesentlicher Bedeutung. Eine zunächst vermutete Korrelation der Standzeit mit der Tiefe bestätigte sich nicht (s. Abb. A.1 im Anhang A). Um den durch die Wahl einer mittleren Standzeit auftretenden Fehler bei der Temperaturkorrektur zu beurteilen, ist im Anhang A eine Fehlerabschätzung gegeben. Variationen der Standzeit von 5 bis 15 h ergeben Abweichungen in der Temperaturgradienten-Korrektur von $\pm 1,5^{\circ}C/km$.

Auffallend ist die gute Übereinstimmung der Korrekturbeträge des bolivianischen mit dem chilenischen Datensatz (Abb. 2.6c). Vergleiche der hier ermittelten Tiefenabhängig-

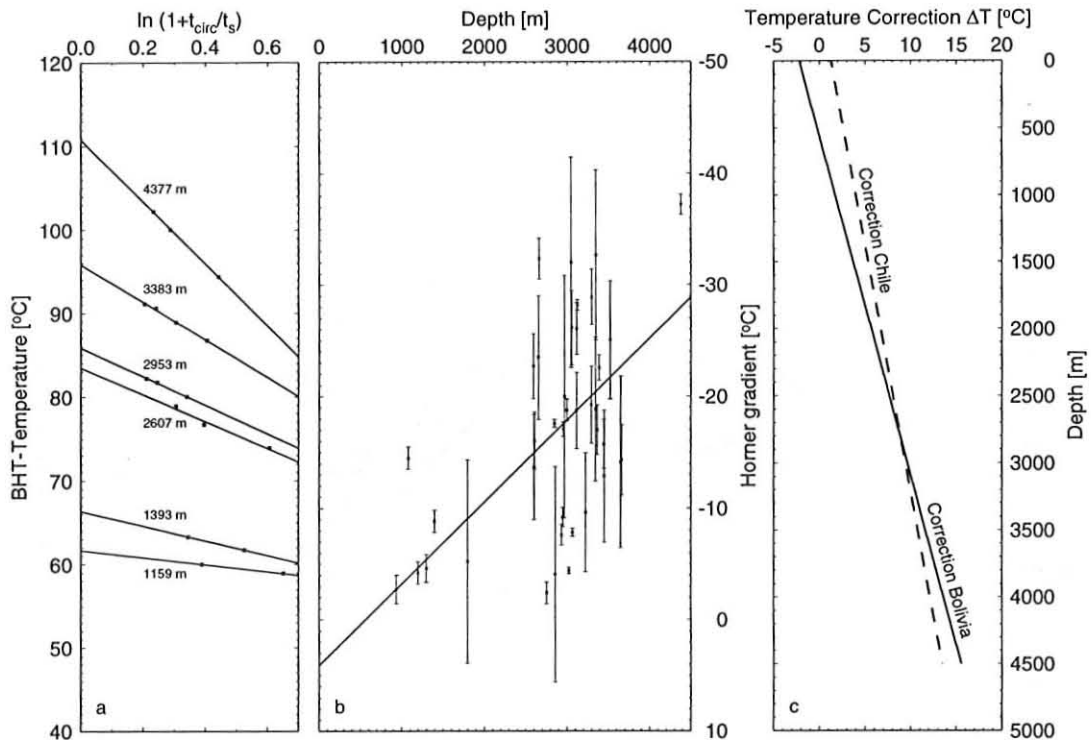


Abbildung 2.6: Verfahren zur BHT-Korrektur. a: Beispiele für Horner-Plots der BHT-Daten aus unterschiedlichen Bohrungen und Tiefenniveaus für den bolivianischen Datensatz, b: errechnete Horner-Gradienten (\pm Standardabweichung) für sämtliche Zeit-Temperatur-Datensätze (Bolivien) in Abhängigkeit von der Tiefe. Robuste lineare Regression mit $4,1^\circ\text{C}$ als y-Achsenabschnitt und $-0,0073^\circ\text{C}/\text{m}$ als Steigung. c: BHT-Korrekturbeträge für den bolivianischen Datensatz. Zum Vergleich die BHT-Korrekturbeträge für den chilenischen Datensatz.

keit des Horner-Gradienten mit denen von Deming (1989) oder Brigaud et al. (1992) zeigen innerhalb der Datenunsicherheiten ebenfalls gute Übereinstimmungen.

Zur Korrektur des BHT-Datensatzes in Richtung ungestörter Formationstemperaturen nutzten Henry (1981) und Henry und Pollack (1988) das empirische AAPG-Korrekturverfahren (American Association of Petroleum Geologists, 1976; Kehle, 1972, 1973). Dieses Verfahren beruht auf dem Vergleich von BHT-Daten und ungestörten Formationstemperaturen und wurde an zwei Datensätze für Louisiana und Texas hergeleitet. In Abbildung 2.7 sind die Korrekturbeträge für die beiden Datensätze sowie eine Mittelung beider dargestellt. Für größere Tiefenbereiche ($z > 3000\text{ m}$) ist dieses Korrekturverfahren nicht mehr durch Daten belegt, so daß der Korrekturbetrag entsprechend 3000 m genutzt wird (Pollack, pers. Mitt.).

Ein Vergleich der hier angewandten Korrektur mit dem empirischen AAPG-Verfahren verdeutlicht die Unterschiede in den Korrekturbeträgen und damit auch die Größe möglicher Variationen der daraus abgeleiteten Temperaturgradienten. Auffallend gut stimmen

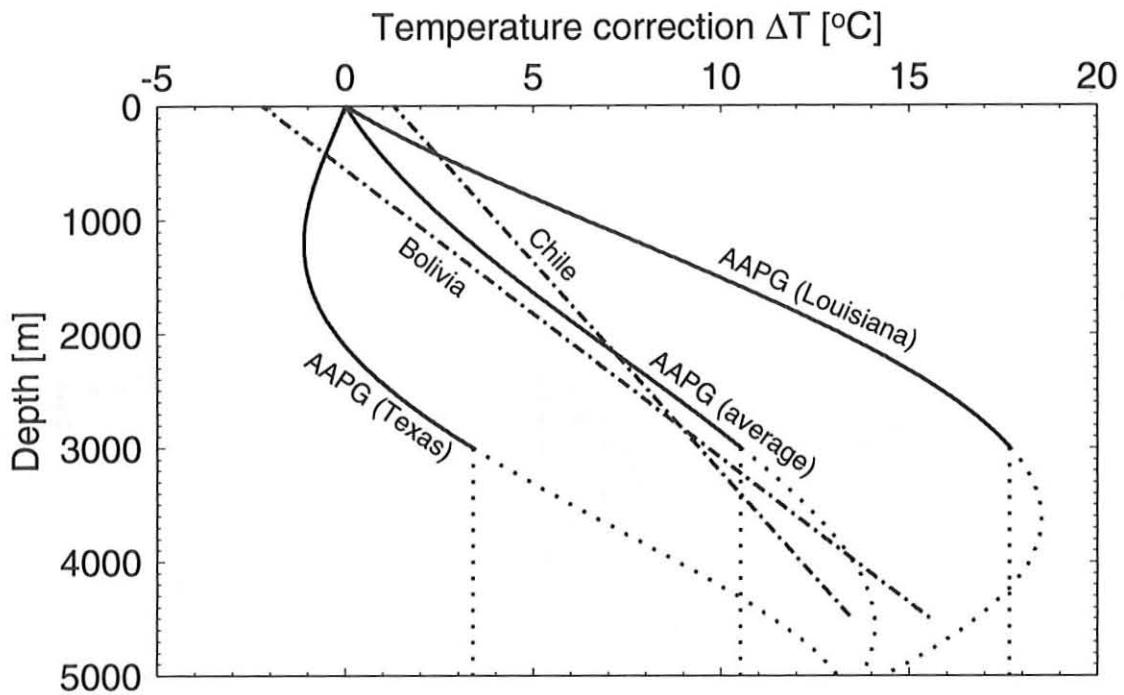


Abbildung 2.7: Vergleich von tiefenabhängigen Korrekturverfahren. Empirische Korrektur nach AAPG (1976) für zwei Datensätze (Louisiana und Texas), sowie eine mittlere Korrektur; Korrekturen für Bolivien und Chile. Die Korrektur der AAPG ist nur bis 3000 m Tiefe belegt, für größere Tiefenbereiche wird ein konstanter Korrekturbetrag entsprechend 3000 m genutzt.

die Korrekturbeträge der mittleren AAPG-Korrektur mit denen aus dem bolivianischen und chilenischen Datensatz abgeleiteten überein. Damit kann geschlußfolgert werden, daß Unterschiede in den später bestimmten Wärmeflußdichte-Werten für Bolivien nicht auf unterschiedliche Temperaturkorrekturen zurückgeführt werden können.

Zur Korrektur der unter gestörten Temperaturbedingungen gemessenen Temperaturprofile können die tiefenabhängigen Horner-Gradienten ebenfalls genutzt werden. Hier muß allerdings beachtet werden, daß die Zirkulationszeit tiefenabhängig ist und nicht mehr auf nur einen Zeitwert reduziert werden kann. Die Zirkulationszeit stellt hier im Gegensatz zu den BHT-Untersuchungen nicht mehr die Zeit der Temperaturstörung an der Bohrlochsohle, sondern die Zeit der Temperaturstörung durch den Bohrvorgang in Abhängigkeit der Bohrlochtiefe dar (s. Lachenbruch und Brewer, 1959). Die Zirkulationszeit für jede Tiefe muß aus dem Bohrfortschritt ermittelt werden. Genügend Informationen für die Ermittlung eines mittleren Bohrfortschritts standen nur zu einem Temperaturprofil der bolivianischen Erdölindustrie zur Verfügung (Bohrung im Explorationsfeld Yoay, s. Abb. 2.8).

Aus den Protokollen der Bohrlochmessungen sind Tiefe und Datum der Messung bekannt. Da nur der Tag der Messung aufgelistet ist, können die zu bestimmenden Zeiten

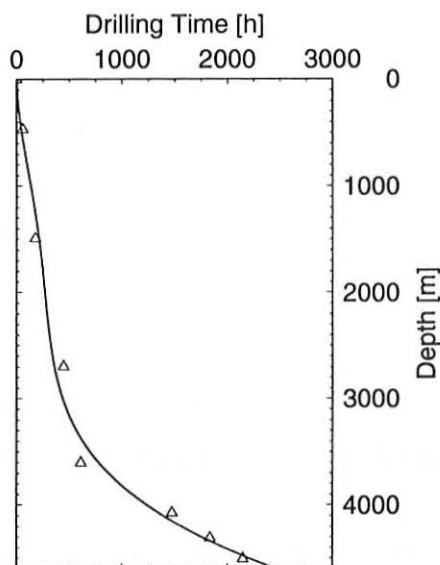


Abbildung 2.8: Bestimmung des mittleren Bohrfortschritts für die Bohrung des Feldes Yoay (Bolivien). Aus der Regression (hier ein Polynom 4. Ordnung) wird der Bohrfortschritt bestimmt und in einem Umkehrschritt die Zirkulationszeit abhängig von der jeweiligen Tiefe.

im günstigsten Fall mit einer Genauigkeit von ± 12 Stunden ermittelt werden. Ein mittlerer Bohrfortschritt wird durch ein Polynom beliebiger Ordnung beschrieben. Aus dieser Funktion wird in einem Umkehrschritt die tiefenabhängige Zirkulationszeit (bzw. die Zeit der Temperaturfeldstörung durch den Bohrvorgang) abgeleitet. Dies stellt jedoch nur eine grobe Näherung dar, da die Bohrtätigkeit zwischen den Bohrlochmessungen gänzlich unbekannt ist. Die Standzeit für das Temperaturprofil wurde aus dem Tag des Erreichens der maximalen Bohrlochtiefe (Ende der Temperaturstörung) und dem Tag der Temperaturmessung bestimmt. Für das Temperaturprofil der Bohrung Yoay ergibt sich eine Standzeit von 64 Tagen (= 1536 Stunden).

2.2 Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit ist definiert durch das Fourier'sche Gesetz (Gl. 2.1); das heißt für einen definierten Wärmefluß ist der Temperaturgradient invers proportional zur Wärmeleitfähigkeit des Materials, durch das die Wärme durch Konduktion transportiert wird. Die Wärmeleitfähigkeitsbestimmung von Gesteinen kann durch unterschiedliche Methoden erfolgen. Zum einen können diese direkt aus Labormessungen erfolgen, zum anderen aus dem Mineralbestand der Probe abgeschätzt werden. Bei den Labormessungen wird zwischen dem stationären und dem instationären Meßprinzip unterschieden. Während bei der einen Methode ein stationärer Wärmefluß in der Probe notwendig ist, wird bei der zweiten Methode eine kontinuierliche oder impulsartige Temperaturstörung in der Probe erzeugt und der instationäre Temperaturverlauf ausgewertet. Untersuchungen von Sass et al. (1984) und Pribnow (1994) zeigen eine Übereinstimmung der aus den beiden Me-

thoden bestimmten Meßresultate in einem Bereich von $\pm 10\%$. Die Wärmeleitfähigkeit ist stark von der Umgebungstemperatur (Seipold, 1995) sowie der Porosität (Woodside und Messmer, 1961 a, b) des Gesteins abhängig. Wenn diese unter Laborbedingungen gemessen wird, das heißt unter Normaldruck und -temperatur, müssen sämtliche Labormessungen entsprechenden Korrekturen unterzogen werden.

Umfangreiche Wärmeleitfähigkeitsbestimmungen wurden von Henry (1981) an Sedimentgesteinen für den Bereich des Subandins und des Chaco durchgeführt. Henry (1981) führte an insgesamt 120 Proben Wärmeleitfähigkeitsmessungen durch, wodurch die Matrixleitfähigkeiten der führenden Formationen bestimmt sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde aufgrund fehlenden Probenmaterials aus den untersuchten Explorationsfeldern in Bolivien auf diese Messungen zurückgegriffen.

Für die chilenischen Bohrungen wurden repräsentative Gesteinsproben für die erbohrten Formationen aus nahegelegenen Aufschlüssen genommen. Aufgrund der aus den Bohrprofilen abgeleiteten geringen Inhomogenität der einzelnen Formationen kann somit von vergleichbarem (mit dem in den Bohrungen aufgeschlossenen) Probenmaterial ausgegangen werden. Insgesamt konnten 52 Proben für Kristallingesteine und 15 Proben für Sedimentgesteine (Vulkanitbrekzien) im Labor untersucht werden.

Die von Henry (1981) publizierten Ergebnisse basieren auf der Anwendung der stationären Methode (Divided Bar Verfahren nach Sass et al., 1971). Die zu vermessende Probe und ein Standardmaterial werden, getrennt durch Kupferplatten mit eingebauten Temperaturfühlern, zu einem Stapel zusammengesetzt und dessen Enden auf konstanten, jedoch verschiedenen Temperaturen gehalten. Die Wärmeleitfähigkeit der Probe wird aus den Verhältnissen der Temperaturgradienten sowie den Mächtigkeiten der Probe und des Standardmaterials berechnet. Aus Wiederholungsmessungen ergibt sich für die von Henry (1981) vermessenen Proben eine Reproduzierbarkeit von 5-10 %.

Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Wärmeleitfähigkeiten der Kristallinproben wurden mit einem instationären Verfahren, der Halbraum-Linienquelle (Huenges et al., 1990) bestimmt. Eine zylindrische Wärmequelle und ein Temperaturfühler sind in einem Plexiglassockel eingebettet. Diese werden auf einer glatten Oberfläche der Probe aufgebracht und konstant beheizt, wobei gleichzeitig die Quelltemperatur gemessen wird. Aus dem zeitlichen Verlauf der Heizkurve wird die Wärmeleitfähigkeit der Probe berechnet. Mit dieser Apparatur wird laut Hersteller eine Meßgenauigkeit von $\pm 5\%$ erreicht. Wiederholungsmessungen an einer Eichprobe ergaben eine Reproduzierbarkeit von etwa 4 %.

An dem vermessenen chilenischen Probenmaterial ergibt sich eine Reproduzierbarkeit von etwa 10 %. Diese verminderte Reproduzierbarkeit kann auf die größere (makroskopische) Inhomogenität der Proben zurückgeführt werden. Besonders bei den porphyrisch ausgebildeten Granodioriten der Lokationen El Loa und Mansa Mina werden erhöhte

Wärmeleitfähigkeiten durch Quarz-Einsprenglinge verursacht. Bei der Wärmeleitfähigkeitsmessung wird über ein definiertes Probenvolumen integriert, so daß die Schwankungen mit der unterschiedlichen Auflage der Sonde auf die Probe und daraus folgenden unterschiedlichen Einbeziehung der Quarz-Einsprenglinge zu den jeweiligen Wiederholungsmessungen begründet werden können.

Die Wärmeleitfähigkeiten der chilenischen Vulkanitbrekzien wurden indirekt aus ihrem Mineralbestand bestimmt. Sind die Volumenanteile der gesteinsbildenden Minerale bekannt, so kann mit Hilfe einer Modellvorstellung zum Mehr-Phasengemisch die Gesamtwärmeleitfähigkeit aus den Wärmeleitfähigkeiten der Minerale berechnet werden (Birch und Clark, 1940 a, b; Pribnow, 1994). Den Mineralbestand von pulverisierten Proben (Korngröße $\leq 62 \mu m$) liefert mit hinreichender Genauigkeit für die Wärmeleitfähigkeitsbestimmung die Röntgen-Diffraktions-Analyse (RDA) (s. Emmermann und Lauterjung, 1990). Die auf die Probe gerichteten Röntgenstrahlen gehorchen bei der Reflexion an den jeweiligen Kristallgittern dem Bragg'schen Beugungsgesetz. Das Spektrum der Bragg-Intensitäten eines Mineralgemisches (z.B. pulverisierte Probe) setzt sich additiv aus den Spektren der beteiligten Mineralarten zusammen. Durch den Vergleich des Gesamtspektrums mit den Spektren bekannter Mineralphasen können diese qualitativ und quantitativ bestimmt werden. Die Wärmeleitfähigkeiten einiger gesteinsbildender Minerale sind in Tabelle B.1 (Anhang B) gegeben.

Bei Birch und Clark (1940 a, b) sowie Pribnow (1994) werden unterschiedliche Modelle zu Mehr-Phasengemischen von Mineralen diskutiert. Als erfolgreiches Modell für die Wärmeleitfähigkeit wird das Schichtmodell angegeben; die obere Grenze bei der Mittelwertbildung ergibt das arithmetische Mittel (λ_{ari}), die untere Grenze das harmonische Mittel (λ_{har}):

$$\lambda_{ari} = \sum_{i=1}^n [\phi_i \lambda_i] \quad (2.3)$$

$$\frac{1}{\lambda_{har}} = \sum_{i=1}^n \left[\frac{\phi_i}{\lambda_i} \right] \quad (2.4)$$

mit ϕ_i als den jeweiligen Volumenanteilen und λ_i den Wärmeleitfähigkeiten der Minerale. Weiterhin wird gezeigt, daß das geometrische Mittel aus λ_{ari} und λ_{har} einer statistischen Verteilung von seriellen und parallelen Anordnungen entspricht:

$$\lambda_{ari \cdot har} = \sqrt{\lambda_{ari} \cdot \lambda_{har}} \quad (2.5)$$

und

$$\lambda_{geo} = \prod_{i=1}^n [\lambda_i^{\phi_i}] \quad (2.6)$$

dem geometrischen Mittel der Mineral-Wärmeleitfähigkeiten mit ihren Volumenanteilen als Wichtung ($\sum_{i=1}^n [\phi_i] = 1$). Diese beiden Mittel ($\lambda_{ari-har}$ und λ_{geo}) zeigten eine gute Übereinstimmung mit den an Bohrklein gemessenen Wärmeleitfähigkeitswerten (Pribnow, 1994) und wurden hier zur Bestimmung der Matrixwärmeleitfähigkeit benutzt.

Sämtliche gemessenen und berechneten Wärmeleitfähigkeiten gelten für Festgestein (Matrix) unter Oberflächenbedingungen. Um sie auf weitergehende geothermische Fragestellungen anwenden zu können, müssen sie auf die in-situ Verhältnisse in der Bohrung korrigiert werden. Dies ist möglich, wenn die Abhängigkeiten der Wärmeleitfähigkeit von Porosität und Porenfluid sowie Temperatur und Druck bekannt sind. Das Gefüge der Gesteine sowie die Anisotropie einzelner Minerale bezüglich ihrer Wärmeleitfähigkeit können hier aufgrund fehlender Informationen nicht berücksichtigt werden.

2.2.1 Porositätsabhängigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit von Sedimentgesteinen ist neben der mineralogischen Zusammensetzung ebenfalls stark von der Porosität und der Art des porenfüllenden Fluids abhängig. Die Porosität ϕ ist definiert als das Verhältnis vom Porenvolumen (V_{por}) innerhalb eines Gesteins, welches nicht von festem Gesteinsmaterial erfüllt ist, zum Totalvolumen des Gesteins (V_{tot}). Hohe Porositäten resultieren aus der klastischen Sedimentation (intergranulare Porosität) oder aufgrund späterer Beanspruchung des Gesteins (Sekundärporosität). Das Gewicht der aufliegenden Sedimente kompaktiert das Gestein, so daß sich seine Porosität verringert. Besonders in geringen Tiefenbereichen ist eine exponentielle Porositätsabnahme zu erkennen (Abb. 2.9; Abb. 17 in Rieke und Chilingarian, 1974). Ist die Porositäts-Tiefen-Verteilung bekannt, so können die Wärmeleitfähigkeitswerte für Festgestein zu quasi in-situ Bedingungen korrigiert werden.

Die Bohrungen im andinen Vorland haben überwiegend Sand- und Tonsteine aufgeschlossen. Für das Chaco-Becken wurden Gesteinsporositäten von Coudert et al. (1995) anhand von Sonic- und Density-Logs bestimmt. Die Bohrlochdaten zeigen einen exponentiellen Abfall der Porosität mit der Tiefe, welche durch folgende Beziehungen beschrieben werden können:

$$\phi_z(\text{Sandstein}) = 38e^{-0.34z} + 12 \quad (2.7)$$

$$\phi_z(\text{Tonstein}) = 47e^{-0.45z} + 12, \quad (2.8)$$

wobei ϕ_z die Porosität in [%] zu einer bestimmten Tiefe und z die Tiefe in [km] darstellt (nach Beaudoin et al., 1984). Demnach betragen die Oberflächenporositäten für Sandsteine 50 % und die der Tonsteine 59 %. Die Residualporosität beträgt in beiden Fällen 12 %. Im Vergleich zu anderen Sedimentbecken zeigen die Sedimente des Chaco-Beckens relativ

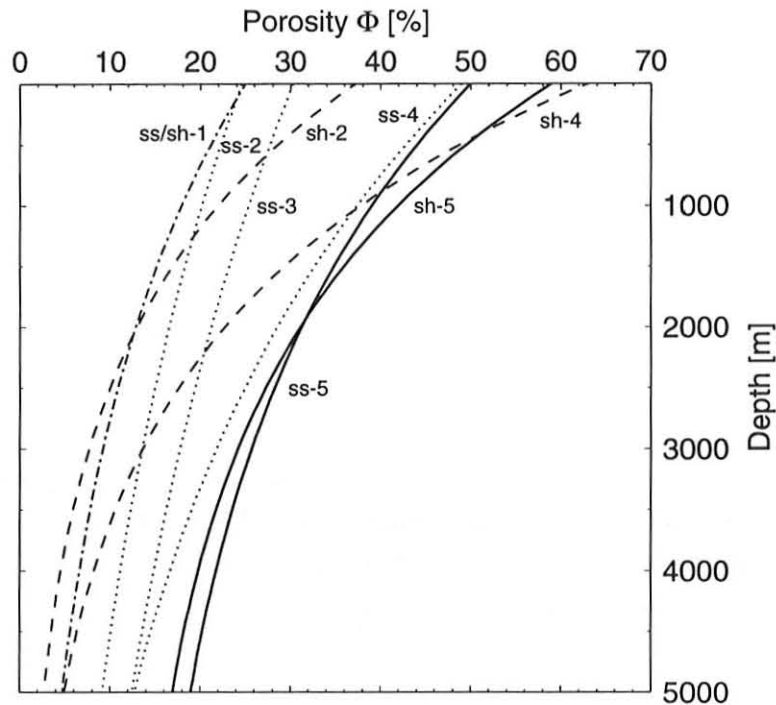


Abbildung 2.9: Porositäts-Tiefen-Verteilungen für Sandsteine (ss, ...) und Tonsteine (sh, - -) verschiedener Studien. 1: Chapman et al. (1984), 2: Vacquier (1984), 3: Bachu et al. (1995), 4: Sclater und Christie (1980), 5: durchgezogene Linien entsprechen den Porositätsbestimmungen von Coudert et al. (1995).

hohe Porositäten (Abb. 2.9). Auch wenn diese Bestimmungen Unsicherheiten aufweisen (Coudert et al., 1995), kommen sie sicherlich den Verhältnissen im Chaco-Becken näher als die Verwendung von mittleren Porositäts-Tiefen-Verteilungen. Die von Henry und Pollack (1988) benutzte mittlere Porosität von 10-20 % scheint somit für das Chaco-Becken als zu niedrig angesetzt. Aus diesem Grund ist eine Überarbeitung der Wärmeleitfähigkeitswerte von Henry (1981) angemessen.

An sieben chilenischen Sedimentgesteinsproben konnten Porositätsbestimmungen durchgeführt werden. Sie wurden nach der Archimedischen Methode (Gerthsen et al., 1986) bestimmt, wobei drei Gewichtsbestimmungen vorgenommen werden: im trockenen Zustand, im nassen Zustand und im nassen Zustand untergetaucht in der Flüssigkeit, die die Poren ausfüllt. Die untersuchten Proben zeigen keine großen Variationen bezüglich ihrer Porositäten, im Mittel betragen sie etwa 15 bis 20 %. Die jeweiligen ermittelten Porositäten sind in Tabelle B.2 (Anhang B) aufgeführt.

Die Wärmeleitfähigkeit von Sedimentgesteinen wird aufgrund der (in der Regel) niedrigeren Wärmeleitfähigkeit der Porenfüllung reduziert⁴. Mit zunehmender Kompaktion

⁴In erster Näherung kann Wasser als porenausfüllendes Fluid angenommen ($\lambda_{H_2O} = 0.607 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) werden. Bei Annahme von Öl als porenfüllendes Fluid, reduziert sich die Wärmeleitfähigkeit des Gesteins um etwa 20 % ($\lambda_{Öl} = 0.213 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) (Woodside und Messmer, 1961 a, b).

wird somit die effektive Wärmeleitfähigkeit des gesamten Gesteinsverbandes erhöht. Zur Korrektur der Wärmeleitfähigkeit eines gesättigten Gesteins kann wiederum das geometrische Mittel (Gl. 2.6) herangezogen werden.

2.2.2 Temperatur- und Druckabhängigkeit

Die Wärmeleitung der Gesteine wird durch zwei Mechanismen bestimmt: die Gitterleitfähigkeit (Phononenleitung) und die Leitfähigkeit durch Strahlung. Ihre Anteile an der Gesamtleitfähigkeit sind abhängig von der vorherrschenden Temperatur. Die Phononenleitung kristalliner Gesteine ist in erster Näherung umgekehrt proportional zur Temperatur. Bedingt durch erhöhte Gitterschwingungen bei höheren Temperaturen, wird die Anzahl der Phononenwechselwirkung erhöht, die freie Weglänge und somit auch die Wärmeleitfähigkeit erniedrigt. Buntebarth (1991) sowie Clauser und Huenges (1995) führen dagegen die Wärmeleitfähigkeitserniedrigung auf die Ausdehnung der Minerale zurück. Unter bestimmten Temperaturbedingungen entstehen aufgrund unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten der Minerale Mikrorisse in den Mineralkörnern und an deren Kontaktzonen, welche einen thermischen Widerstand erzeugen und somit zur Erniedrigung der Wärmeleitfähigkeit beitragen. Die Wärmeleitung durch Strahlung wirkt entgegengesetzt und folgt einem T^3 -Gesetz (Clauser, 1988), zeigt jedoch in der Regel erst ab ca. 1000°C eine effektive Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit.

Das Temperaturverhalten der Wärmeleitfähigkeit ist von unterschiedlichen Autoren untersucht worden (z.B. Zoth und Hänel, 1988; Seipold, 1995). Die abgeleiteten empirischen Beziehungen sind in Abbildung 2.10 dargestellt. Generell können folgende Aussagen getroffen werden: (1) die Wärmeleitfähigkeitsabnahme ist umso stärker, je höher die Wärmeleitfähigkeit unter Oberflächenbedingungen ist; (2) die stärkste Abnahme erfolgt im Temperaturbereich zwischen 0°C und 400°C , im Bereich höherer Temperaturen erfolgt die Abnahme in wesentlich abgeschwächter Form. Im höheren Temperaturbereich wird die Datenbasis sehr gering und Aussagen über das Wärmeleitfähigkeitsverhalten der Gesteine sind schwach belegt. Für geothermische Betrachtungen in großen Tiefen- und somit hohen Temperaturbereichen muß dieser Effekt berücksichtigt werden. Den Laboruntersuchungen zu Folge tritt eine Abnahme der Wärmeleitfähigkeit von bis zu 50 % auf (s. Abb. 2.10).

Um die Wärmeleitfähigkeitsdaten einer Temperaturkorrektur unterziehen zu können, muß der mittlere Temperaturgradient sowie die mittlere Oberflächentemperatur im Untersuchungsgebiet bekannt sein. Für das Chaco-Becken wurden sämtliche korrigierten BHT-Daten in Abhängigkeit von der Tiefe aufgetragen und ein mittlerer geothermischer Gradient (anhand einer robusten linearen Regression; Press et al., 1992) sowie die mittlere

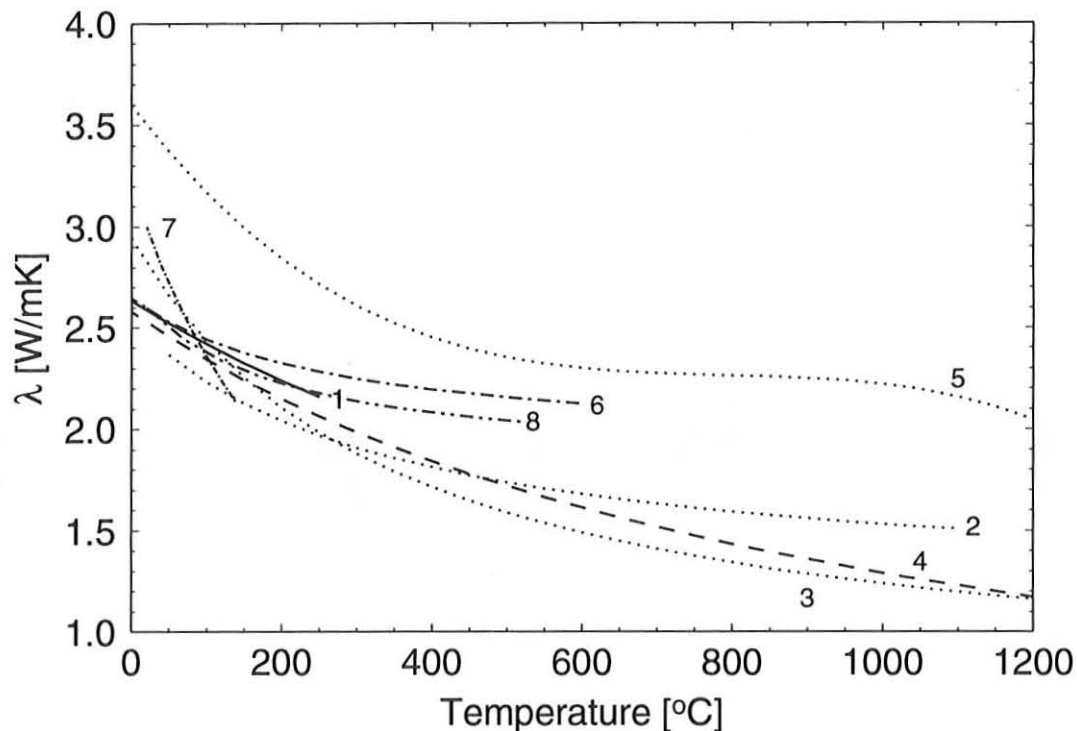


Abbildung 2.10: Isobare Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit nach unterschiedlichen Autoren für verschiedene Gesteinstypen: 1: Sass et al. (1992), 2: Zoth und Hänel (1988) für basische Gesteine, 3: Zoth und Hänel (1988) für saure Gesteine, 4: Čermák und Hänel (1988) und Balling (1995), 5: Hänel und Zoth (1973), 6: Arndt et al. (1995), 7: Chapman et al. (1984), 8: Seipold (1996).

Oberflächentemperatur aus dem x-Achsenabschnitt bestimmt (Abb. 2.11a). Es resultiert eine Oberflächentemperatur von $22,5^{\circ}\text{C}$, die gut mit Jahresmitteltemperaturen von Wetterstationen (Wernstedt, 1972) übereinstimmt (s. Abb. 2.13) sowie ein Temperaturgradient von $22,4^{\circ}\text{C}/\text{km}$.

Werden mittlere Temperaturgradienten aus den Einzelmessungen und der Oberflächentemperatur bestimmt ($\bar{G} = \frac{T_{\text{BHT}} - T_{\text{Surface}}}{Z_{\text{BHT}}}$) (Abb. 2.11b), so wird die Unsicherheit des Gradienten für oberflächennahe Bereiche deutlich. Aufgrund des für geringere Tiefenbereiche größeren relativen Fehlers der Einzelmessungen im Vergleich zu der Oberflächentemperatur, wird eine große Streuung des Gradienten hervorgerufen. Diese Methode der Gradientenbestimmung kann somit nur für Temperaturdaten aus größeren Tiefenbereichen (am Beispiel des bolivianischen Datensatzes etwa $> 1500\text{ m}$) angewendet werden. Für größere Tiefenbereiche resultiert auch hier ein mittlerer Temperaturgradient von etwa $22^{\circ}\text{C}/\text{km}$.

Zur Temperaturkorrektur wurde die Beziehung nach Sass et al. (1992) gewählt. Sie beruht auf einer empirischen Beziehung, hergeleitet aus einem Datensatz von Birch und Clark (1940 a, b). Sass et al. (1992) untersuchten diese Beziehung anhand unterschiedli-

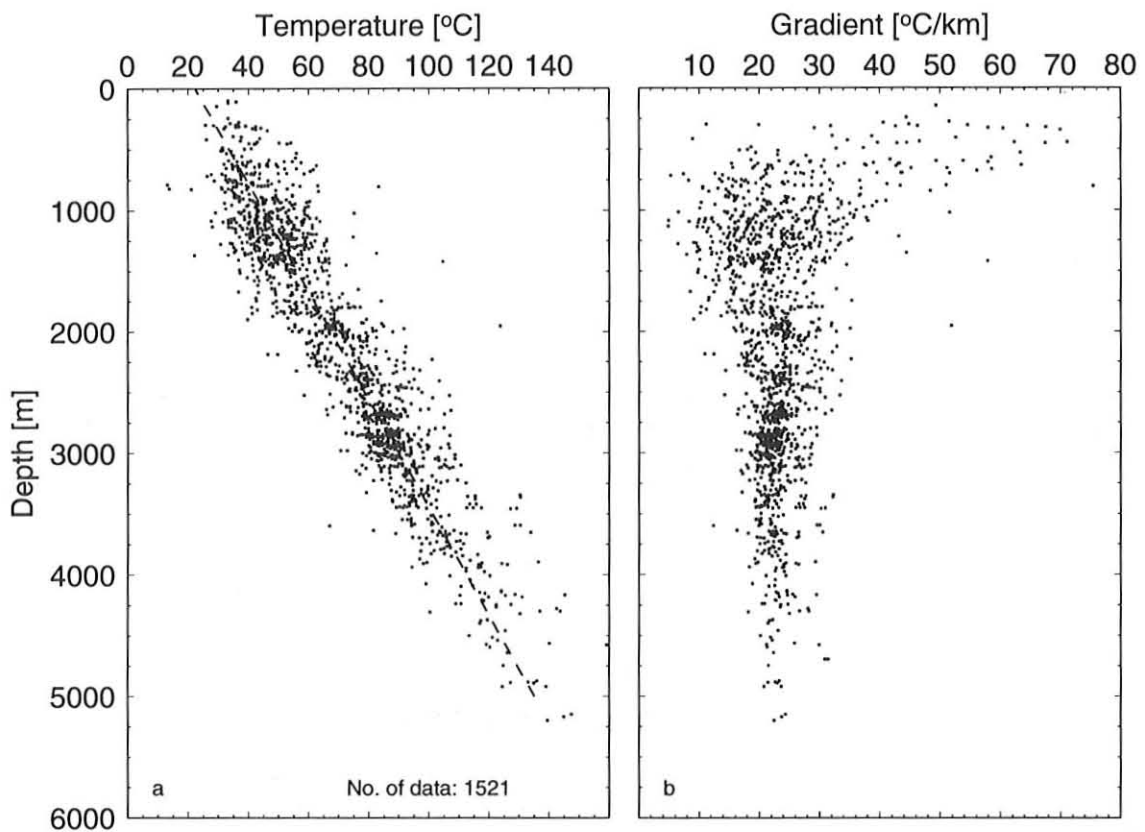


Abbildung 2.11: a: Bottom-Hole-Temperatur/Tiefen-Darstellung (Chaco-Becken). Durch Regressionsanalyse resultierender Temperaturgradient von $22,4^{\circ}\text{C}/\text{km}$ und $T(\text{Oberfläche})=22,5^{\circ}\text{C}$. b: Temperaturgradienten/Tiefen-Darstellung bestimmt aus den Bottom-Hole-Temperaturen und einer Oberflächentemperatur.

cher Gesteine (Metamorphite, Sedimente und Plutonite) in einem Temperaturbereich von 0 bis 300°C . Innerhalb der Ungenauigkeiten von Wärmleitfähigkeitsbestimmungen liefert diese Beziehung sehr gute Ergebnisse. Der Vorteil dieser Beziehung liegt in der Anwendbarkeit auf unterschiedliche Gesteinstypen bei nur einer Variablen (der Wärmeleitfähigkeit unter Laborbedingungen), wohingegen bei den von Zoth und Hänel (1988) entwickelten Beziehungen zwei gesteinsabhängige Koeffizienten vorgegeben werden müssen.

Aus Laboruntersuchungen ist bekannt, daß die Wärmeleitfähigkeit von Gesteinen mit steigendem Druck (zunehmender Tiefe) zunimmt (s. z.B. Clauser und Huenges, 1995). Diese wirkt der Abnahme durch die erhöhte Temperatur in größeren Tiefenbereichen entgegen. Die druckbedingte Zunahme ($< 10\%$) ist jedoch im Vergleich zur temperaturbedingten Abnahme (bis zu 50%) der Wärmeleitfähigkeit gering und findet daher in den folgenden Untersuchungen keine Berücksichtigung.

2.2.3 Wärmeleitfähigkeitskorrektur

Sämtliche Matrixwärmeleitfähigkeiten von Gesteinen aus bolivianischen Erdölfeldern wurden zunächst bezüglich ihrer in-situ Porosität korrigiert. Dabei wurde Wasser als porenfüllendes Medium angenommen. Zur Berechnung der Gesamtwärmeleitfähigkeit wurde das geometrische Mittel (Gl. 2.6) benutzt. In einem zweiten Schritt wurden die Wärmeleitfähigkeitswerte für die jeweils vorherrschenden Umgebungstemperaturen korrigiert (s. Abb. 2.12). Da der Tiefenbereich, aus dem die Mehrheit an Bottom-Hole-Temperaturmessungen stammt, zwischen 1000 und 4000 *m* liegt, wurde den Diagrammen ein maximaler (λ_{4000m}) und ein minimaler (λ_{1000m}) Wärmeleitfähigkeitswert entnommen und der Mittelwert aus diesen beiden als korrigierte Wärmeleitfähigkeit mit $(\lambda_{4000m} - \lambda_{1000m})/2$ als Fehlerbereich angegeben. Die auf diese Weise korrigierten Wärmeleitfähigkeitsdaten (Bolivien) sind in der Tabelle 2.1 aufgeführt.

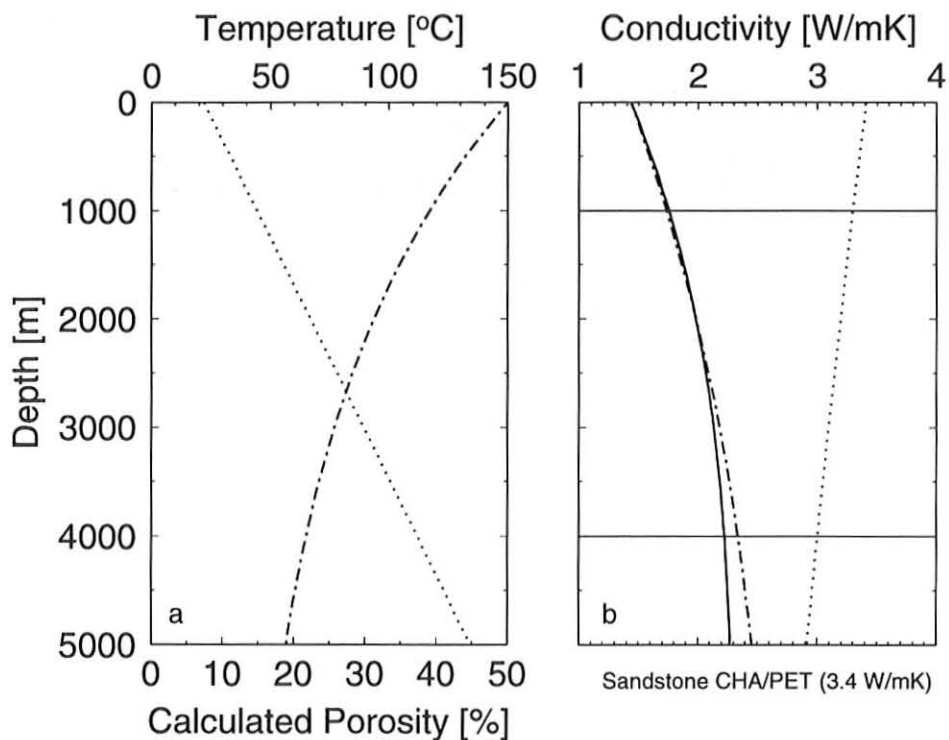


Abbildung 2.12: Prinzip der Wärmeleitfähigkeitskorrektur in Bezug auf die Umgebungstemperatur und Gesteinsporosität (Beispiel: Sandstein). a: Porositäts-Tiefen-Funktion (---) für Sandstein nach Couderet et al. (1995) sowie Temperatur-Tiefen-Funktion (···) mit $T_0 = 22,5 \text{ }^\circ\text{C}$ und $\text{grad } T = 22,4 \text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$ abgeleitet aus Abb. 2.11. b: Wärmeleitfähigkeit ($\lambda(z)$) mit Porositätskorrektur (---) und Temperaturkorrektur (···), sowie beide Korrekturen (—) für einen Sandstein (CHA/PET, s. Tab. 2.1) mit einer Matrixwärmeleitfähigkeit von $3,4 \text{ W/mK}$ unter Laborbedingungen (25°C).

Für das betrachtete Intervall von 1000 bis 4000 *m* ergeben sich mittlere Korrekturfaktoren von 0,60 für Sandsteine und 0,65 für Tonsteine, das heißt, die Wärmeleitfähigkeiten

Alter		Formation / Gruppe		λ_{Rock}^\dagger	Lithologie	$\lambda_{korr.}$
Tertiär	Miozän	Chaco	(CHA)	3,40	ss	$1,99 \pm 0,23$
		Yecua	(YEC)	3,10	ts	$1,88 \pm 0,28$
	Oligozän	Petaca	(PET)	3,40	ss	$1,99 \pm 0,23$
Kreide	Oberkreide	Cajones	(CAJ)	2,40	ss	$1,66 \pm 0,20$
	Unterkreide	Yantata	(YAN)	$3,44 \pm 0,66$	ss	$2,03 \pm 0,46$
		Tacuru	(TAC)	$3,44 \pm 0,66$	ss	$2,03 \pm 0,46$
Perm	Oberperm	Ipaguazu	(IPA)	$2,75 \pm 0,29$	ts	$1,79 \pm 0,36$
		Vitiacua	(VIT)	$3,44 \pm 0,66$	ss	$2,03 \pm 0,46$
	Unterperm	Cangapi	(CAN)	3,50	ss	$2,02 \pm 0,24$
Karbon	Oberkarbon	San Telmo	(SAN)	4,50	ss	$2,35 \pm 0,30$
		Escarpment	(ESC)	3,90	ss	$2,15 \pm 0,26$
		Taiguati	(TAI)	2,80	ts	$1,78 \pm 0,26$
		Chorro	(CHO)	$3,44 \pm 0,66$	ss	$2,03 \pm 0,46$
		Tarija	(TAR)	2,70	ts	$1,75 \pm 0,26$
		Itacuami	(ITA)	3,20	ts	$1,91 \pm 0,29$
	Unterkarbon	Tupambi	(TUP)	3,00	ss	$1,86 \pm 0,22$
		Itacua (Saipuru)	(ITC)	$3,44 \pm 0,66$	ss	$2,03 \pm 0,46$
Devon	Oberdevon	Iquiri	(IQU)	2,40	ts	$1,65 \pm 0,24$
	Mitteldevon	Los Monos	(LMS)	2,40	ts	$1,65 \pm 0,24$
		Huamampampa	(HUA)	2,40	ts	$1,65 \pm 0,24$
	Unterdevon	Santa Rosa/Robore	(SRO)	$3,44 \pm 0,66$	ss	$2,03 \pm 0,46$
Silur		El Carmen	(ELC)	$3,44 \pm 0,66$	ss	$2,03 \pm 0,46$

Tabelle 2.1: Mittlere Wärmeleitfähigkeiten (λ) in $[W/mK]$ für die Formationen der bolivianischen Erdgas- und Erdölfelder. Wärmeleitfähigkeiten nach Henry (1981)^(†); für Formationen ohne Angabe der Wärmeleitfähigkeit wurde unter Verwendung der Daten von Henry (1981) für Sand- bzw. Tonsteine ein Mittelwert (\pm Standardabweichung) gebildet. Lithologie der einzelnen Formationen: ss (Sandstein) und ts (Tonstein) (nach Henry (1981) und Kley (1993)). Porositäts- und temperaturkorrigierte Wärmeleitfähigkeitswerte: Mittelwert für λ von 1000 bis 4000 m und Fehlergrenzen: $(\lambda_{4000m} - \lambda_{1000m})/2$.

für wassergesättigte Sand- und Tonsteine unter den Umgebungstemperaturen in der Bohrung betragen 60 bzw. 65 % der reinen Matrixwärmeleitfähigkeiten unter Laborbedingungen. Diese Korrekturfaktoren liegen deutlich niedriger als der von Henry und Pollack (1988) generell angewandte Korrekturfaktor von 0,8. Die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Faktoren sind auf die Berücksichtigung wesentlich höherer Gesteinsporositäten zurückzuführen.

Die Ergebnisse der Wärmeleitfähigkeits-Bestimmungen an dem chilenischen Probenmaterial sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Für diese Gesteinsproben kann eine Temperaturkorrektur der Wärmeleitfähigkeit vernachlässigt werden, da in den Tiefenbereichen, aus denen Temperaturmessungen vorliegen (bis maximal etwa 500 m Tiefe), Bedingungen

Formation	N	N _{Mess}	$\lambda \pm \text{S.D.}$	
CHU/GRV	5	RDA	$3,25 \pm 0,98 (\lambda_{geo})$	
			$3,30 \pm 0,94 (\lambda_{ari-har})$	
CHU/SAN	2	RDA	$2,88 \pm 0,37 (\lambda_{geo})$	
			$2,91 \pm 0,39 (\lambda_{ari-har})$	
LOA/GRD	10	100	$3,77 \pm 0,52$	Granodiorite
LOA/RHY	6	60	$2,68 \pm 0,37$	Rhyolite
LOA/LAV	4	40	$1,40 \pm 0,12$	Laven Vulkan Miño
LOA/IGN	2	20		Ignimbrite Ujina
MAB/DIO	5	50	$2,48 \pm 0,46$	Diorite
MAB/DIO	1	RDA	$2,93 (\lambda_{geo})$	Diorit (Bohrklein)
			$2,99 (\lambda_{ari-har})$	
MAB/AND	1	10	$2,83 \pm 0,05$	Andesit
MAB/GRV	1	RDA	$2,97 (\lambda_{geo})$	
			$3,03 (\lambda_{ari-har})$	
MIC/DIO	4	40	$1,84 \pm 0,09$	Diorite
MIC/AND	8	80	$2,04 \pm 0,17$	Andesite
MMI/GRD	11	110	$4,35 \pm 1,02$	Granodiorite
MMI/AND	1	10	$2,20 \pm 0,05$	Andesit
MMI/GRV	5	RDA	$2,92 \pm 0,26 (\lambda_{geo})$	
			$2,99 \pm 0,25 (\lambda_{ari-har})$	
SLV/AND	1	10	$2,35 \pm 0,07$	Andesit
SLV/GRV	1	RDA	$3,20 (\lambda_{geo})$	
			$3,24 (\lambda_{ari-har})$	

Tabelle 2.2: Wärmeleitfähigkeiten (λ) der chilenischen Proben. N: Anzahl der Proben, N_{Mess}: Anzahl der Wärmeleitfähigkeitsmessungen bzw. einmalige Röntgen-Diffraktions-Analyse (RDA), Wärmeleitfähigkeiten in [W/mK] (\pm Standardabweichung).

vorherrschenden, die normalen Laborbedingungen ($< 30^\circ C$) nahekommen. Die Sedimentgesteine, an denen Porositätsbestimmungen durchgeführt wurden (s. Tab. B.2) sind entsprechend Gleichung 2.6 zu in-situ Porositäten korrigiert worden. Proben, an denen keine Porositäten gemessen werden konnten, wurde die aus den Einzelmessungen bestimmte mittlere Porosität von 15 % zugeordnet.

2.3 Wärmeflußdichte-Bestimmungen

Im Rahmen dieser Arbeit kamen je nach Problemstellung in den einzelnen Regionen vier unterschiedliche Methoden der Wärmeflußdichte-Bestimmung zur Anwendung:

Methode 1: In Gebieten, in denen die lokale Topographie einen signifikanten Einfluß auf die Untergrundtemperaturen ausübt (dies ist z.B. innerhalb von 1000 m Abstand einer 1000 m hohen Geländestufe der Fall, s. Kap. 2.1.2), wurde die Wärmeflußdichte anhand einer numerischen Methode bestimmt. In einem ersten Schritt wird dafür die Topographie des Untersuchungsgebietes anhand von topographischen Karten im Maßstab 1:50.000 gerastert. Da sich die Bohrungen, in denen Temperaturmessungen durchgeführt wurden, vorwiegend in Tälern befinden, konnten die zu modellierenden Gebiete auf zwei-dimensionale Schnitte, senkrecht zur Talachse, reduziert werden; die Temperaturprofile der Bohrungen wurden jeweils auf den gewählten 2D-Schnitt projiziert. Bei der Dimensionierung des Rasters müssen die in die Modellierung eingehenden Randbedingungen berücksichtigt werden. Dies sind zum einen die vertikalen Ränder des Profilschnittes, an denen kein horizontaler Wärmefluß zugelassen wird ($\frac{\partial T}{\partial x} = 0$) und zum anderen der untere Rand, an dem eine variable Basiswärmeflußdichte vorgegeben wird. Dies entspricht der Vorstellung, daß sämtliche Wärme, die am unteren Rand in das Modell eingegeben wird, dieses auch wieder durch den oberen Rand verläßt. Um die zu modellierenden Temperaturen in den Bohrungen nicht durch die Randbedingungen zu beeinflussen, muß das Gebiet entsprechend groß gewählt werden; das heißt (1) der untere Rand muß in einem Tiefenbereich liegen, welcher von der Topographie und den Oberflächentemperaturen nicht beeinflußt wird, und (2) die vertikalen Ränder müssen um den Betrag eines Vielfachen der Größe des Untersuchungsgebietes außerhalb desselben liegen. Die Temperaturverteilung entlang der Geländeoberfläche stellt eine weitere Randbedingung dar. Diese ist vorwiegend durch externe Einflüsse bestimmt. Der Einfluß der Basiswärmeflußdichte auf die Oberflächentemperatur ist, mit Ausnahme geothermisch anomaler Gebiete, vernachlässigbar. In der Regel wird die Oberflächentemperatur als linear mit der topographischen Höhe abnehmend angenommen (etwa $2\text{-}5^\circ\text{C}/\text{km}$, Jessop (1990); $5\text{-}10^\circ\text{C}/\text{km}$, Powell et al. (1988)). Um die Temperaturabnahme mit der Höhelage für das Untersuchungsgebiet zu bestimmen, wurden mittlere Jahrestemperaturen von Wetterstationen als Funktion ihrer topographischen Höhe aufgetragen (Abb. 2.13). Daraus ergibt sich eine mittlere Temperaturabnahme von $3,5^\circ\text{C}/\text{km}$. Eine weitere Möglichkeit, mittlere Oberflächentemperaturen zu bestimmen, liegt in der Extrapolation der in den Bohrungen gemessenen Temperaturen an die Oberfläche. Für die chilenischen Bohrungen ergibt sich somit eine Abnahme der Oberflächentemperatur mit der topographischen Höhe von $2,8^\circ\text{C}/\text{km}$ (Abb. 2.13).

Die Oberflächenwärmeflußdichte wird unter der Annahme stationärer Temperaturbedingungen bestimmt. Damit reduziert sich die Wärmeleitungsgleichung auf die Poisson-Gleichung (s. Anhang D, Gl. D.2). Als Lösungsverfahren für diese Differentialgleichung wurde das Finite-Elemente-Verfahren benutzt, wofür ein kommerzielles Programm

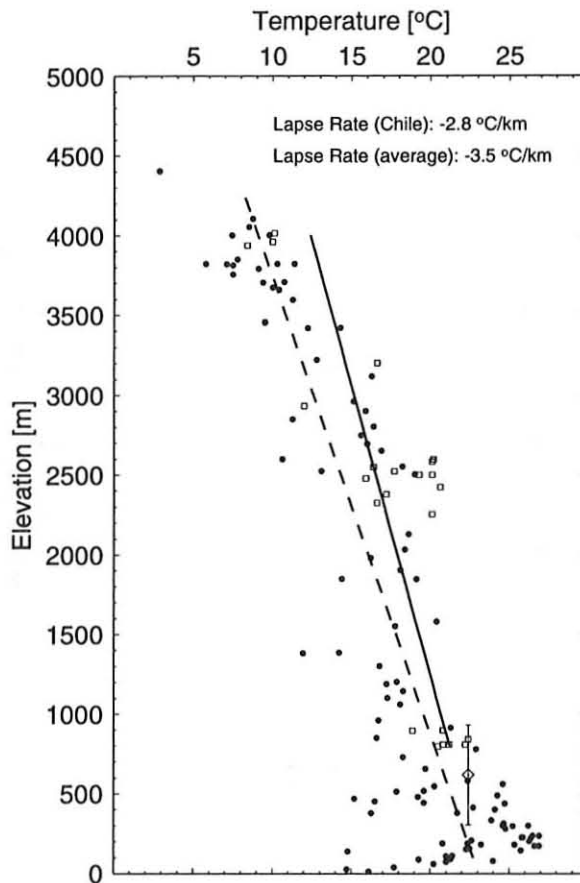


Abbildung 2.13: Mittlere Oberflächentemperaturen als Funktion der topographischen Höhe. Temperaturen von Wetterstationen (\bullet) aus dem gesamten Untersuchungsgebiet ($15\text{-}30^{\circ}\text{S}$ und $60\text{-}75^{\circ}\text{W}$) (nach Wernstedt, 1972) mit Registrierzeiten von 10 bis 39 Jahren. Die niedrigen Temperaturen in geringen topographischen Höhen (chilenische Wetterstationen) können auf lokale Effekte durch kalte Pazifikströmungen erklärt werden. Die mittlere Temperaturabnahme mit der Höhe beträgt $3,5^{\circ}\text{C/km}$ (---). Oberflächentemperaturen aus chilenischen Bohrungen (\square) mit einer mittleren Temperaturabnahme von $2,8^{\circ}\text{C/km}$ (—). Extrapolierte Oberflächentemperatur auf der Basis von BHT für das andine Vorland (\diamond , s.a. Abb. 2.11).

(ANSYS Version 4.4a) zur Verfügung stand. Nach der Rasterung des Untersuchungsgebietes und der Zuweisung der Randbedingungen (Abb. 2.14a) wird das Temperaturfeld iterativ bestimmt. Dabei paust sich die Topographie auf das Temperaturfeld im Untergrund ab. Ziel der Modellierung ist es, die berechneten Temperaturprofile den gemessenen Temperaturen anzugleichen. Da die Verteilung der Oberflächentemperatur die Untergrundtemperaturen nur in geringen Tiefen beeinflusst, wird der Angleich von modellierten und gemessenen Temperaturen über die Basiswärmeflußdichte realisiert (s. Abb. 2.14b). Der topographiekorrigierte Oberflächenwärmeflußdichte-Wert wird durch die Minimierung der mittleren quadratischen Abweichung zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen ermittelt (s. Abb. 2.14c).

Anhand dieser Methode wurden für die Felder Carolina de Michilla, Mantos Blancos und das Erkundungsgebiet Rio Loa Oberflächenwärmeflußdichten bestimmt. Da die Gebiete jeweils eine einfache geologische Struktur aufweisen, wurden in den Modellierungen Ein- oder Zwei-Schichtmodelle angewandt. Entsprechende Wärmeleitfähigkeits-Meßwerte (Tab. 2.2) wurden auf die in den Bohrungen anstehenden Kristallingesteine übertragen. Die berechneten Wärmeflußdichte-Werte sind in Tabelle 2.3 aufgelistet und mit Methode

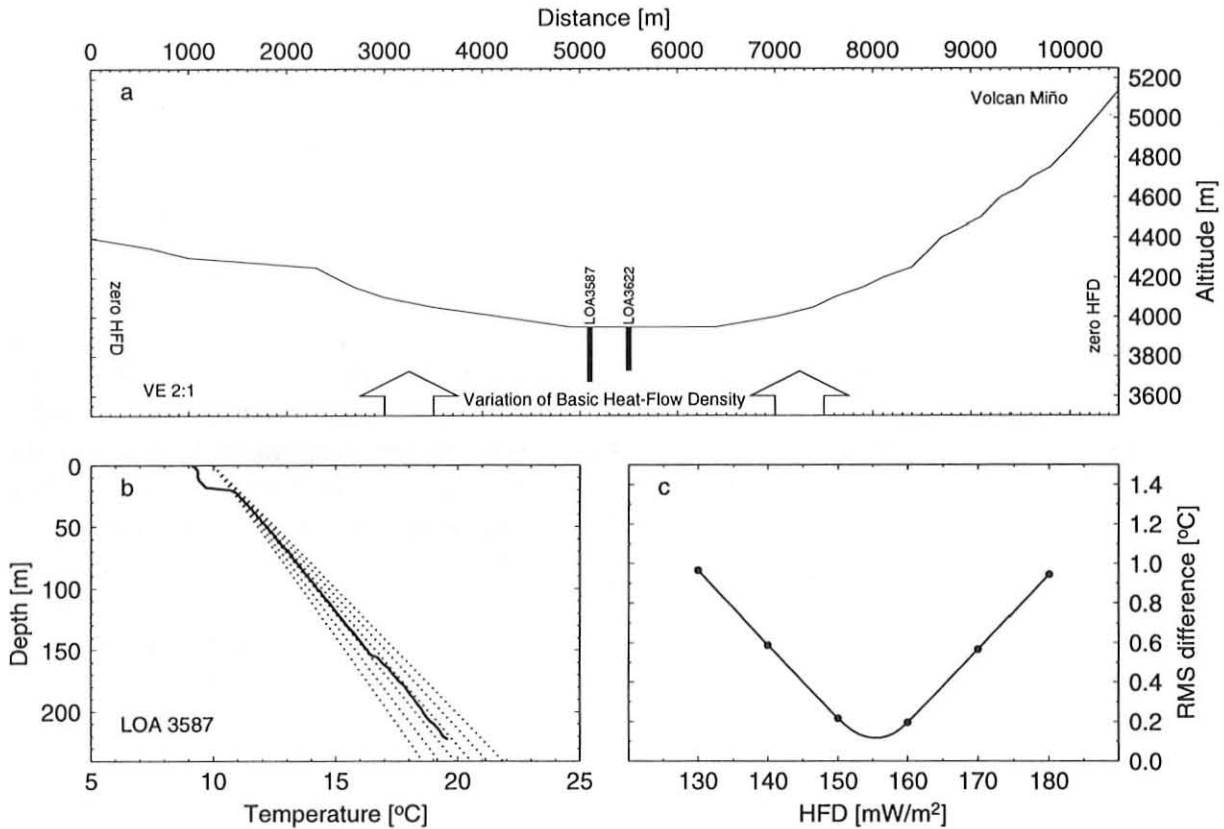


Abbildung 2.14: a) Gerasterte Topographie entlang eines Profils durch das Gebiet des Rio Loa auf der Höhe des Vulkans Miño und die auf das Profil projizierten Bohrprofile. Vertikale Überhöhung: 2:1. Zur Oberflächenwärmeflußdichte-Bestimmung wird die basale Wärmeflußdichte variiert.

b) Gemessenes Temperatur-Tiefen-Profil für die Bohrung LOA 3587 und Variationsbreite modellierter Temperatur-Tiefen-Profile bei Annahme unterschiedlicher Basiswärmeflußdichten.

c) Mittlere quadratische Abweichungen zwischen gemessenen und ermittelten Temperaturen, bestimmt für unterschiedliche Annahmen der Basiswärmeflußdichte; die bestimmte (topographie-korrigierte) Oberflächenwärmeflußdichte für die Bohrung LOA 3587 beträgt 155 mW/m^2 .

(1) bezeichnet.

Methode 2: Einige Bohrungen in Chile zeigen hydraulisch gestörte Temperatur-Tiefen-Profile. Um aus diesen Temperatur-Tiefen-Profilen ungestörte Wärmeflußdichten zu bestimmen, muß der konduktive Anteil am Wärmetransport von dem konvektiven Anteil getrennt werden. Diese Trennung kann durch die Methode der Péclet-Zahl-Analyse vorgenommen werden. Die Péclet-Zahl (Pe) ist definiert durch das Verhältnis von konvektivem zu konduktivem Wärmetransport:

$$Pe = \frac{Q_{\text{konvektiv}}}{Q_{\text{konduktiv}}} = \frac{\rho c_p v L}{\lambda} = \frac{v L}{\kappa} \quad (2.9)$$

mit ρ der Dichte und c_p der spezifischen Wärmekapazität des Fluids bei konstantem Druck, v der Darcy-Geschwindigkeit (negativ nach unten), L dem Tiefenintervall der

Fluidzirkulation, λ der Gesamtwärmeleitfähigkeit und κ der Temperaturleitfähigkeit des durchteuften Gesteins. Mit Hilfe der Péclet-Zahl ist es möglich, das Wärmetransportsystem zu klassifizieren: ist $|Pe| < 1$, so überwiegt der konduktive Wärmetransport, ist $|Pe| > 1$, so dominiert der konvektive Wärmetransport das System.

Die stationäre Wärmeleitungsgleichung für einen isotropen, homogen permeablen Untergrund wird beschrieben durch:

$$\frac{d}{dz} \left(\lambda \frac{dT}{dz} \right) = -\rho c_p v \frac{dT}{dz}. \quad (2.10)$$

Mit dem Fourier'schen Gesetz (Gl. 2.1) ergibt sich die Differentialgleichung:

$$\frac{dQ(z)}{dz} = -\frac{Pe/L}{Q(z)}, \quad (2.11)$$

mit der Lösung

$$Q(z) = Q_0 e^{-(z-z_0)Pe/L}. \quad (2.12)$$

Q_0 ist die Oberflächenwärmeflußdichte und $Q(z)$ die Wärmeflußdichte in der Tiefe z . Gleichung 2.12 bietet sowohl die Möglichkeit, die Péclet-Zahl zu bestimmen, als auch die basale Wärmeflußdichte zu ermitteln, die von unten in das System einströmt (Clauser und Villinger, 1990; Jobmann und Clauser, 1994).

Um eine Überprägung der konduktiven Temperaturbedingungen durch mögliche vertikale Fluidbewegungen zu untersuchen, wurden anhand der Temperaturprofile und der jeweiligen Wärmeleitfähigkeiten Wärmeflußdichte-Profile erstellt (s. Abb. 2.15a-c). Nach Normierung und anschließender logarithmischer Darstellung des Wärmeflusses über die Tiefe (positiv nach unten), kann aus der Steigung einer linearen Regression das Verhältnis Pe/L und aus dem exponentierten Achsenabschnitt die Oberflächenwärmeflußdichte ($Q_0(z_0)$) bestimmt werden. Zur Bestimmung der Péclet-Zahl muß weiterhin die Mächtigkeit L der fluidführenden Schicht bekannt sein. Wenn diese nicht exakt bekannt ist, kann nur eine obere und eine untere Schranke abgeschätzt werden (Clauser, 1988). Die untere Schranke von L stellt das Tiefenintervall der Temperaturmessung dar, die obere Schranke kann aus geologischen Informationen abgeleitet werden. Dies sind z.B. die Tiefe des kristallinen Basements oder impermeable Schichten, in denen konvektive Transportprozesse vernachlässigt werden können. In den Bohrungen der Lokation Sierra Limon Verde wurde in 220 m Tiefe Kristallingestein aufgeschlossen. Unter Verwendung dieser Tiefenangabe ergibt sich eine Péclet-Zahl von -0,29, eine Oberflächenwärmeflußdichte von 35 mW/m² und eine basale Wärmeflußdichte ($Q_b(z_0 + L)$) von 47 mW/m².

Péclet-Zahl-Analysen wurden an sämtlichen chilenischen Bohrungen, die grundwasserführende Schichten durchteuft haben, durchgeführt. Die Bohrungen der Lokationen Mansa Mina (Calama) und dem Erkundungsgebiet El Loa zeigten keine wesentlichen

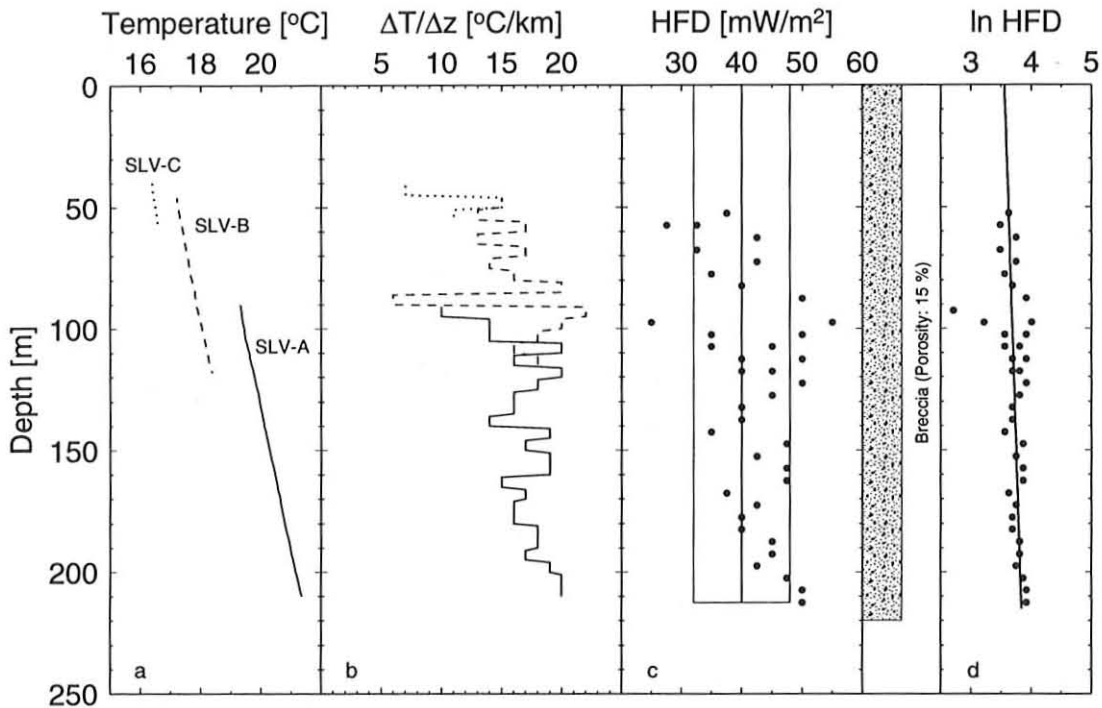


Abbildung 2.15: Wärmeflußdichte-Bestimmung am Beispiel der drei Bohrungen in der Sierra Limon Verde. a) Temperatur-Tiefen-Profile, b) Temperaturgradienten in 5 m-Intervallen und c) berechnete Wärmeflußdichte in 5 m Intervallen mit $\overline{HFD} = 40 \pm 8 \text{ mW/m}^2$ auf der Basis einer mittleren Wärmeleitfähigkeit von $2,5 \text{ W/mK}$ ($\lambda_{rock} = 3,2 \text{ W/mK}$ und 15 % wassergefüllter Porenraum, s. Kap. 2.2.3). d) Pécelt-Zahl-Analyse für die Brekzien-Formation. Logarithmisches Wärmeflußdichte-Profil, Pe/L bestimmt sich aus der Steigung der Regressionsgeraden und die Oberflächenwärmeflußdichte $q_0(z_0)$ aus dem exponentierten Achsenabschnitt. Mit $L=220 \text{ m}$ resultiert eine Pécelt-Zahl von $-0,29$, eine Oberflächenwärmeflußdichte Q_0 von 35 mW/m^2 und eine basale Wärmeflußdichte ($Q_b(z_0+L)$) von 47 mW/m^2 .

konvektiven Wärmetransportanteile, so daß dort von einem überwiegend konduktiven Wärmetransport ausgegangen werden kann. Die Temperaturprofile in der Sierra Limon Verde (s. Abb. 2.15) sind durch geringe abwärts gerichtete Fluidbewegungen überprägt. Lokationen, an denen die Oberflächenwärmeflußdichte anhand dieser Methode bestimmt wurde, sind in Tabelle 2.3 als Methode (2) gekennzeichnet.

Methode 3: Eine vollkommen andere Methode der Wärmeflußdichte-Bestimmung ist erforderlich, wenn Einzeltemperatur-Messungen (BHT) vorliegen. Die Wärmeflußdichte wird hier aus dem Produkt einer über das gesamte Profil gemittelten Wärmeleitfähigkeit und einem mittleren Temperaturgradienten berechnet. Durch diese Methode werden Wärmeflußdichte-Bestimmungen nicht an einzelnen Bohrungen, sondern für gesamte Explorationsfelder bzw. -regionen vorgenommen. Durch Zusammenfassung der Einzelmessungen mehrerer Bohrungen in einem Explorationsfeld bzw. der eventuellen Zusammenfassung mehrerer Explorationsfelder in einer Region wird eine höhere Datendichte erreicht.

Nur durch diese Zusammenfassung zu einem Temperatur-Tiefen-Profil kann aus einer großen statistischen Datenverteilung ein repräsentativer Temperaturgradient bestimmt werden.

Für das Explorationsfeld Bermejo (Bolivien) wurden, um eine hohe Datendichte zu erreichen, BHT-Daten von vier nahe beieinander liegenden Explorationsfeldern (aus einem Gebiet von etwa $15 \times 30 \text{ km}$) zusammengefaßt und zu einem Temperatur-Tiefen-Profil zusammengestellt. Aus insgesamt 121 Einzelmessungen bis in eine Tiefe von 4200 m wird der Temperaturgradient durch die Steigung einer robusten linearen Regression ermittelt (s. Abb. 2.16). Für das Explorationsfeld existieren zusätzlich zwei kontinuierliche Temperatur-Tiefen-Profile. Aufgrund fehlender Informationen zum Bohrfortschritt und über die Zeit der Temperaturmessungen, können diese Profile jedoch nicht zu Gleichgewichtsbedingungen korrigiert werden. So dienen sie lediglich zum Vergleich mit den BHT-Daten und dem Verlauf der ermittelten linearen Regression. Die Wärmeleitfähigkeit ist durch das harmonische Mittel (Gl. 2.4) der für ein Erdölfeld generalisierten Formationsleitfähigkeiten bestimmt (s.a. Tabelle B.3). Zu jedem Explorationsfeld ist lediglich die Stratigraphie für eine repräsentative Bohrung vorhanden (s. Abb. 2.16).

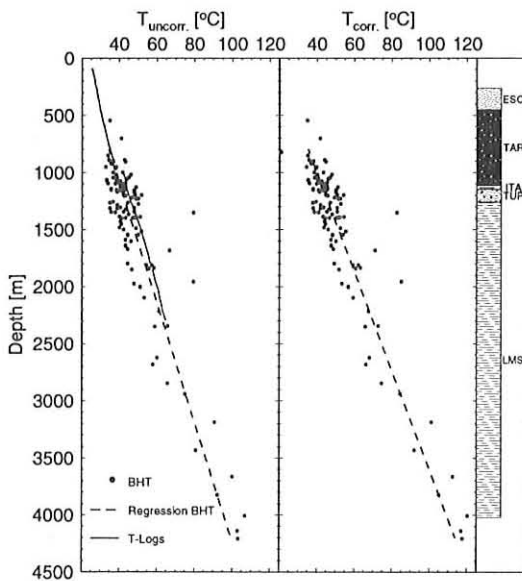


Abbildung 2.16: Wärmeflußdichte-Bestimmung am Beispiel des bolivianischen Erdölfeldes Bermejo. Darstellung unkorrigierter ($T_{uncorr.}$) und korrigierter ($T_{corr.}$) Maximumtemperaturen (BHT) sowie von zwei unter in-stationären Temperaturbedingungen gemessene Temperaturprofile. Angaben zu den durchteuften Formationen s. Tabelle 2.1.

Aus einem mittleren korrigierten Temperaturgradienten von $23,1^\circ\text{C}/\text{km}$ (unkorrigierter Temperaturgradient von $19,1^\circ\text{C}/\text{km}$) und einer mittleren Wärmeleitfähigkeit für den gesamten Tiefenbereich von $1,67 \text{ W}/\text{mK}$ resultiert für das Explorationsfeld Bermejo eine Oberflächenwärmeflußdichte von $39 \text{ mW}/\text{m}^2$. Unter Anwendung dieser Methode wurden für sämtliche bolivianische Explorationsfelder Oberflächenwärmeflußdichten bestimmt (in ihrer Gesamtheit 24 Werte) und in Tabelle 2.3 als Methode (3) gekennzeichnet.

Methode 4: Die Wärmeflußdichte des Explorationsfeldes Yoay (Bolivien) wurde auf der Basis von Formationswärmeleitfähigkeiten (s. Tab. 2.1) und dem aus einem Temperatur-Tiefen-Profil abgeleiteten Temperaturgradienten in 50 m Intervallen ermittelt (s. Abb. 2.17). Anschließend wurde für die einzelnen Formationen die Wärmeflußdichte durch arithmetische Mittelung bestimmt. Die Wärmeflußdichte für die gesamte Bohrung ergibt sich aus der harmonischen Mittelung der Formations-Wärmeflußdichten gewichtet nach Formationsmächtigkeiten. Die auf diese Art ermittelte Wärmeflußdichte ist in Tabelle 2.3 entsprechend (4) gekennzeichnet.

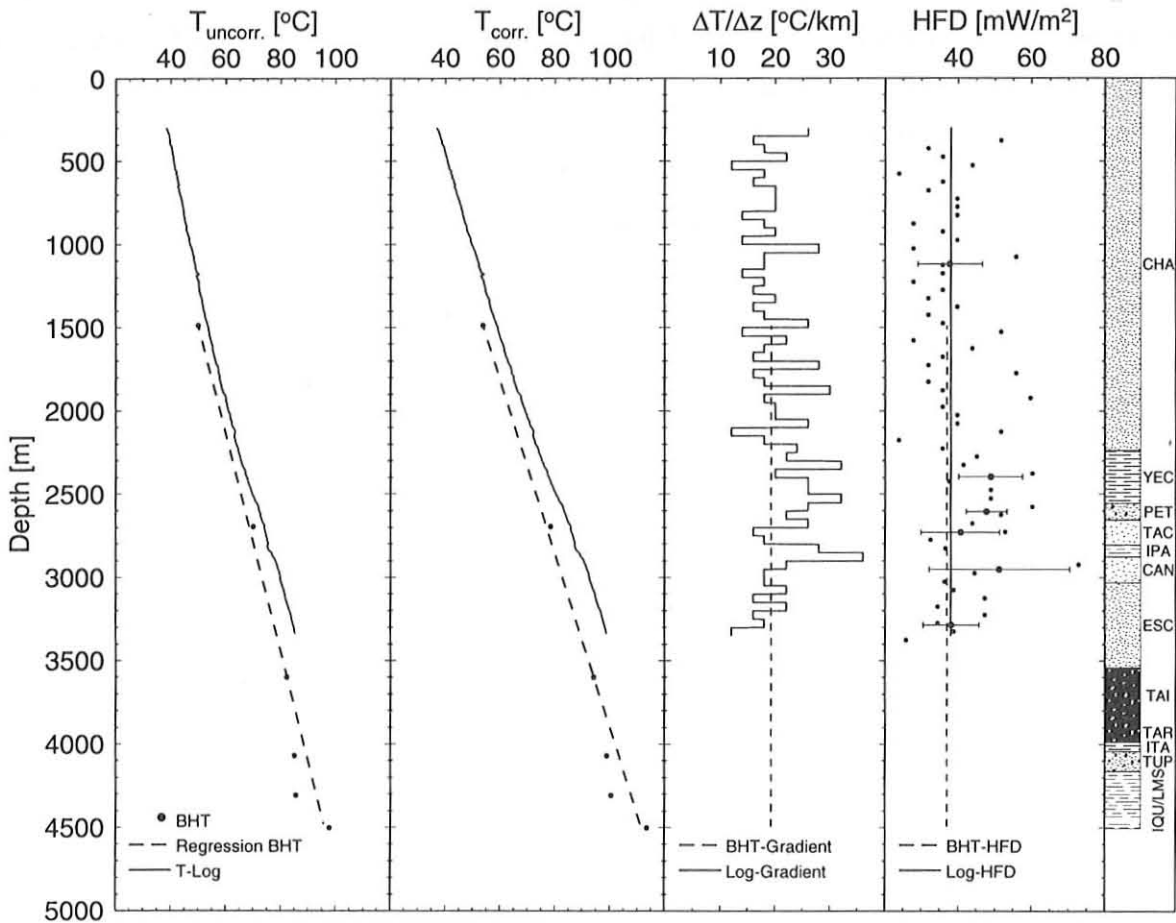


Abbildung 2.17: Wärmeflußdichte-Bestimmung am Beispiel des bolivianischen Erdölfeldes Yoay. Unkorrigierte ($T_{uncorr.}$) und korrigierte ($T_{corr.}$) Temperaturen für Maximumtemperaturen sowie ein Temperaturprofil. Temperaturgradienten in 50 m Intervallschritten für das Temperaturprofil und mittlerer Temperaturgradient bestimmt anhand einer robusten linearen Regression auf der Basis von Maximumtemperaturen (gestrichelte Linie). Bestimmte Wärmeflußdichte aus den Maximumtemperaturen (gestrichelte Linie) und aus dem Temperaturprofil (Punkte; in 50 m Intervallen und gemittelt für Formationen \pm Standardabweichung). Generalisierte Lithologie (s. Tab. 2.1). Die durch die Maximumtemperaturen bestimmte Wärmeflußdichte beträgt 37 mW/m^2 und die durch das Temperaturprofil bestimmte 38 mW/m^2 .

Lokation	N	Tiefen- Intervall [m]	Temperatur- Gradient [°C/km]	λ [W/mK]	HFD [mW/m ²]	relativer Fehler [±%]	
Abapo	ABP	14	873-3405	21,9	1,82	40 (3)	17
Bermejo†	BJO	121	546-4180	23,1	1,67	39 (3)	17
Caigua	CAI	32	406-2525	22,0	1,72	38 (3)	17
Camiri†	CAM	81	892-3677	13,0	1,65	21 (3)	17
Caranda†	CAR	129	295-3972	20,2	1,79	36 (3)	17
Cascabel	CCB	66	797-3847	21,2	2,00	42 (3)	17
Colpa†	CLP	81	607-3190	22,8	1,89	43 (3)	17
El Espino†	EPN	31	342-5200	20,0	1,98	40 (3)	17
Guairuy	GRY	35	594-3280	23,0	1,67	38 (3)	17
Madrejones	MJB	17	2364-4138	28,2	1,95	55 (3)	17
Monteagudo	MGD	73	696-3937	16,9	1,89	32 (3)	17
Montecristo	MCT	39	444-3459	28,7	1,89	54 (3)	17
Naranjillo	NJL	60	796-3739	19,1	1,92	37 (3)	17
Nupuco	NPC	37	696-4073	25,5	1,92	49 (3)	17
La Pena†	LPN	140	606-3800	20,0	1,91	38 (3)	17
Porvenir	PVN	42	450-3349	21,1	2,02	43 (3)	17
Rio Grande	RGD	50	103-3936	21,2	2,04	43 (3)	17
Rio Seco	RSC	24	844-3154	19,0	2,05	39 (3)	17
Tatarenda	TTR	74	301-2326	20,9	1,74	36 (3)	17
Tita	TIT	28	781-2847	24,0	1,89	45 (3)	17
La Vertiente	LVT	56	823-4480	21,0	2,01	42 (3)	17
Vuelta Grande†	VGD	39	621-3228	23,0	2,03	47 (3)	17
Yapacani†	YPC	30	585-3242	22,4	1,93	43 (3)	17
Yoay†	YOI	6	1488-4502	19,2	1,91	37 (3)	17
Toconao	TOC	20	770-5425	23,9
Michilla*		3	474			17 (1)	10
Mantos Blancos*		3	300			24 (1)	10
Mansa Mina*		3	190			55 (2)	30
Sierra Limon Verde*		3	210			47 (2)	10
El Loa*		2	222			150 (1)	15
La Escondida*		7	150	15,0
Yoay†	YOI	1	3050			38 (4)	20

Tabelle 2.3: Zusammenfassung der im Rahmen dieser Arbeit neu bestimmten Wärmeflußdichte-Werte, †: revidierte Werte von Henry (1981) bzw. Henry und Pollack (1988). *: Lokationen mit kontinuierlichen Temperaturprofilen. N: Anzahl der BHT zur Gradientenbestimmung bzw. Anzahl der Bohrungen zur Oberflächenwärmeflußdichte-Bestimmung. Tiefenintervall der BHT zur Gradientenbestimmung bzw. maximale Tiefe der Bohrungen zur Oberflächenwärmeflußdichte-Bestimmung. Mittlere Wärmeleitfähigkeit für die Explorationsfelder mit Wärmeflußdichte-Bestimmung nach Methode (3). Wärmeflußdichte, Bestimmungsmethode (in Klammern) und relativer Fehler.

Zum Vergleich wurde für das Explorationsfeld Yoay auf der Basis von 6 Maximumtemperaturen eine Wärmeflußdichte nach Methode (3) bestimmt. Die nach den beiden Methoden und unterschiedlichen Datensätzen ermittelten Wärmeflußdichten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Auf der Basis von BHT wurde eine Wärmeflußdichte von 37 mW/m^2 und unter Nutzung des Temperaturprofils eine Wärmeflußdichte von 38 mW/m^2 bestimmt (s. Abb. 2.17).

Unter Anwendung dieser Methoden konnten für das Untersuchungsgebiet insgesamt 29 Wärmeflußdichte-Bestimmungen vorgenommen werden (s. Tab. 2.3 und Tab. C.1). Dabei wurden sechs Wärmeflußdichte-Bestimmungen auf der Basis von kontinuierlichen Temperaturprofilen in N-Chile und Bolivien sowie 23 Bestimmungen für die Einheiten des Subandins und Chacos auf der Basis von etwa 1300 Maximumtemperaturen durchgeführt. Neun der aus den Maximumtemperaturen bestimmten Wärmeflußdichte-Werte entsprechen Lokationen aus vorhergehenden Studien (Henry, 1981; Henry und Pollack, 1988); aufgrund der nun vorliegenden höheren Datendichte und den überarbeiteten Wärmeleitfähigkeiten der durchteuften Gesteine (s. Kapitel 2.2.3) wurden sie im Rahmen dieser Arbeit revidiert.

Von Korrekturen für die Einflüsse von Sedimentation und Erosion auf die Untergrundtemperaturen wurde aufgrund unzureichender Informationen über die benötigten Parameter (z.B. Erosions- bzw. Sedimentationsraten für die jeweiligen Lokationen, Angaben der Zeitintervalle in denen die Erosion bzw. Sedimentation stattfand, mittlere Temperaturabnahme mit der topographischen Höhe (s. Variationsbreite in Abb. 2.13)) abgesehen. An einigen Altdaten wurde diese Korrektur in vorhergehenden Studien (Henry, 1981; Henry und Pollack, 1988) angebracht. Für die Wärmeflußdichte-Lokationen, die auf Maximumtemperaturen beruhen, wurde jedoch ebenfalls von dieser Korrektur abgesehen (Henry und Pollack, 1988), so daß für diese Gebiete von einer vergleichbaren Datenbearbeitung zur Wärmeflußdichte-Bestimmung ausgegangen werden kann.

Weitere zur Verfügung stehende Daten der bolivianischen und chilenischen Explorationsfelder (z.B. BHT aus kleinen Erdölfeldern, Logs der Mine La Escondida) konnten nicht zur Wärmeflußdichte-Bestimmung genutzt werden. Die Anzahl der für die Interpretation zur Verfügung stehenden BHT in den Explorationsfeldern ist oft zu gering, um repräsentative Gradienten abzuleiten, bzw. waren Informationen, wie z.B. zur geologischen Struktur des Explorationsgebietes oder Wärmeleitfähigkeiten, nicht vorhanden. Die Informationen der Temperaturprofile aus den geothermischen Feldern (Laguna Colorada und El Tatio) stellen hochthermale konvektive Systeme dar. Unterhalb der fluidführenden Schichten ist zwar z.B. für die Bohrungen im Explorationsfeld El Tatio (s. Abb. 2.4) eine abrupte Abnahme der Absoluttemperaturen und der Temperaturgradienten zu verzeichnen, jedoch kann hier noch nicht von rein konduktiven thermischen Bedingungen ausgegangen werden,

da der geothermische Gradient stetig mit der Tiefe zunimmt. Aus diesem Grund wurden diese Daten nicht in Wärmeflußdichte-Bestimmungen einbezogen.

In den Fällen, wo eine Temperaturgradienten-Bestimmung möglich war (s. Tabelle 2.3 und Tabelle C.1), wurden diese in die weitere Diskussion mit aufgenommen.

2.4 Wärmeflußdichte-Verteilung in den zentralen Anden

Die flächenhafte Verteilung der in vorangegangenen Studien sowie im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Oberflächenwärmeflußdichte-Daten zeigt Abbildung 2.18. Der neue Datenbestand beläuft sich auf 74 Werte (Altdatenbestand von 54 Werten und 29 neue Wärmeflußdichte-Bestimmungen, davon 9 revidierte Altdaten) für das gesamte Untersuchungsgebiet. Die Daten zeigen eine sehr inhomogene Verteilung auf. Eine große Datendichte besteht für die Explorationsgebiete im Subandin und Chaco (35 % aller Daten) sowie in der Ostkordillere (16 %). Die Wärmeflußdichte im Bereich des Altiplano ist aufgrund der geringen Datenbasis (8 % der Daten) nur schwach belegt. Durch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Neumessungen sind Aussagen über die Wärmeflußdichte im Bereich des Forearcs (27 % aller Daten) und magmatischen Bogens (4 %) in N-Chile möglich. Etwa 9 % der Wärmeflußdichte-Bestimmungen befinden sich im Bereich der Nazca-Platte. Anhand dieser Datenbasis kann eine Wärmeflußdichte-Isolinienkarte erstellt werden (s. Abb. 2.18). Variationen quer zum Streichen des Andenorogens werden deutlich, wohingegen sich in Streichrichtung keine signifikanten Trends abzeichnen. So kann für die Oberflächenwärmeflußdichte im Bereich der zentralen Anden in erster Näherung eine zweidimensionale Verteilung angenommen werden.

Unter der Annahme der Zweidimensionalität des Oberflächenwärmeflußdichte-Feldes können die Werte für die einzelnen tektonischen Einheiten gemittelt und auf ein Profil projiziert werden (s. Abb. 2.19). Anhand dieser Darstellung sowie der flächenhaften Verteilung kann die Variation der Wärmeflußdichte quer zum Andenorogen wie folgt beschrieben werden: Die Oberflächenwärmeflußdichte der Nazca-Platte nimmt mit zunehmendem Alter, das heißt mit Annäherung an die Peru-Chile-Tiefseerinne, ab. Der Bereich der Tiefseerinne ist durch Oberflächenwärmeflußdichte-Werte von etwa 30 mW/m^2 gekennzeichnet. Von lokal begrenztem Charakter sind einzelne Anomalien, die jedoch nicht den generellen Trend widerspiegeln. Der Bereich zwischen der Peru-Chile-Tiefseerinne und der Küstenlinie zeigt eine größere Variation in der Oberflächenwärmeflußdichte. Die hier eingehenden Daten beruhen auf den durchgeführten Messungen im Rahmen des CINCA-Projektes und sind als vorläufig zu betrachten. Im Bereich der Küstenkordillere besteht ein Minimum der Oberflächenwärmeflußdichte. Die beiden neu bestimmten Lokationen zeigen Werte von etwa 20 mW/m^2 und fügen sich somit in den durch Altdaten belegten

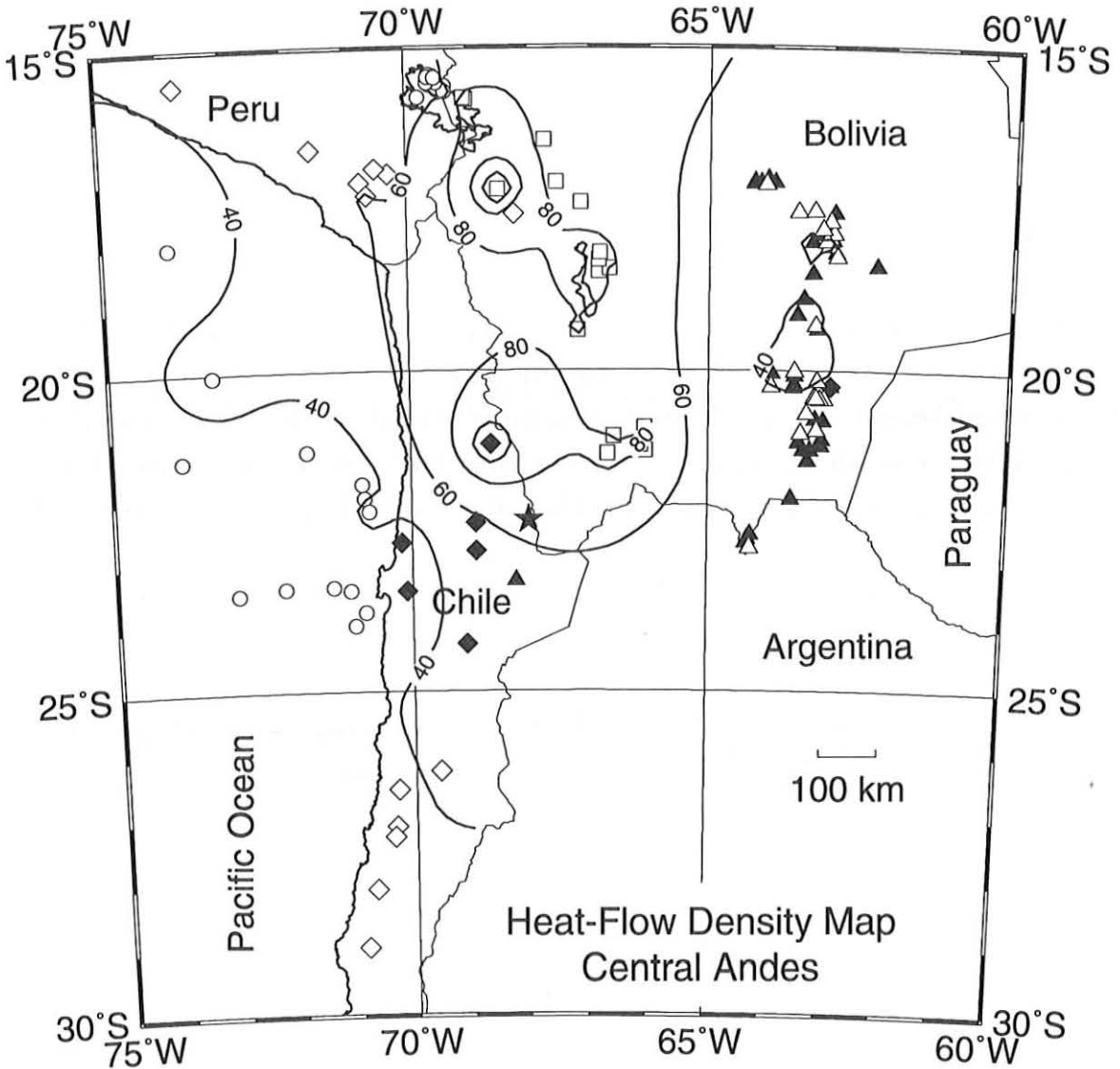


Abbildung 2.18: Überblick über die regionale Wärmeflußdichte-Verteilung im Untersuchungsgebiet. Publierte Daten sind in weißen Symbolen, die im Rahmen dieser Arbeit neu ermittelten Werte schwarz dargestellt. Zusätzlich werden die Wärmeflußdichtewerte nach ihren Bestimmungsmethoden unterschieden: (1) \circ Ozeanbodenmessungen, (2) \diamond kontinuierliche Temperaturprofile, (3) \square Minenmessungen und (4) \triangle Maximumtemperaturen. Lokationen des geothermischen Feldes El Tatio (Chile) (\star). Wärmeflußdichte-Isolinien in 20 mW/m^2 -Intervallen.

generellen Trend ein. Im Bereich des Längstals und der Präkordillere ist ein genereller Anstieg auf Werte zwischen 40 und 60 mW/m^2 zu erkennen. Insgesamt ist der Forearc-Bereich durch eine niedrige Oberflächenwärmeflußdichte geprägt. Unter der Annahme von konduktiven Wärmetransportprozessen gibt dies einen ersten Hinweis auf relativ niedrige Temperaturen in der Erdkruste.

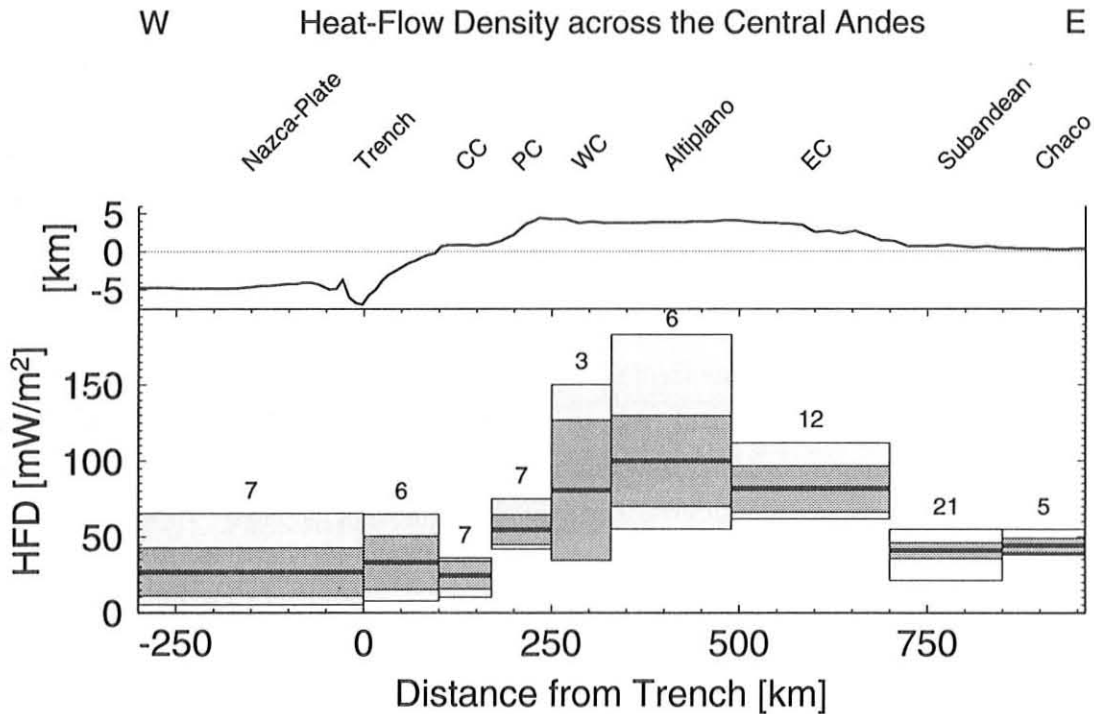


Abbildung 2.19: Mittelwerte der Oberflächenwärmeflußdichte in den tektonischen Einheiten der zentralen Anden projiziert auf ein W-E Profil bei 21°S. Anzahl, Mittelwert, mittlere absolute Abweichung (dunkelgrau) sowie Bereich zwischen minimaler und maximaler bestimmter Wärmeflußdichte (hellgrau) für die Bereiche: Westlich der Peru-Chile-Tiefseerinne, von der Peru-Chile-Tiefseerinne bis zur Küstenlinie, der Küstenkordillere (CC), der Präkordillere (PC), dem magmatischer Bogen (WC), dem Altiplano, der Ostkordillere (EC), dem Subandean und dem Chaco.

Der magmatische Bogen ist durch eine große Variationsbreite der Oberflächenwärmeflußdichte gekennzeichnet. Die für den magmatischen Bogen bestimmten Oberflächenwärmeflußdichte-Werte reichen von etwa 50 mW/m^2 bis zu 150 mW/m^2 (El Loa). Eine starke Variabilität der Oberflächenwärmeflußdichte kann ein Hinweis auf oberflächennahe, lokale Wärmeanomalien (z.B. Magmenkammern, vermehrte radiogene Wärmeproduktion, Fluidzirkulationen) sein (s. Chapman und Rybach, 1985). Für den Bereich des magmatischen Bogens ist anzunehmen, daß es sich um lokale Wärmeflußdichte-Anomalien handelt, verursacht durch oberflächennahe Magmenkammern. Dies drückt sich z.B. in dem bestimmten Temperaturgradienten der Bohrung Toconao (s. Tab. 2.3) aus. Hier wird in unmittelbarer Nähe zum aktiven Vulkan Lascar (etwa 30 km Entfernung) lediglich ein Temperaturgradient von $24^\circ\text{C}/\text{km}$ registriert.

Die Wärmeflußdichte für den Übergang vom magmatischen Bogen zur Ostkordillere ist weitgehend unbestimmt, da nur wenige Daten für die Altiplano-Region vorhanden sind. Die Messungen im Titicacasee ergaben einen Mittelwert der Oberflächenwärme-

flußdichte von etwa 55 mW/m^2 (Sclater et al., 1970). Dagegen geben Henry und Pollack (1988) für die Mine Corocoro (etwa 100 km südlich von La Paz) eine Wärmeflußdichte von 183 mW/m^2 an. Der Backarc-Bereich ist im Gebiet der Ostkordillere durch hohe Wärmeflußdichte-Werte von etwa 80 mW/m^2 gekennzeichnet. Aufgrund der Streubreite der Oberflächenwärmeflußdichte-Daten läßt sich kein Trend in Streichrichtung des Orogens erkennen. Das Subandin schließlich, sowie das andine Vorland (Chaco), sind durch eine niedrige Oberflächenwärmeflußdichte von etwa 40 mW/m^2 geprägt.

Kapitel 3

Modellierung des Temperaturfeldes der Lithosphäre

Die regionale Verteilung der aus dem oberflächennahen Temperaturfeld abgeleiteten Wärmeflußdichte läßt Rückschlüsse auf die in der Lithosphäre ablaufenden tektonischen Prozesse zu. So bilden sich lang andauernde Subduktionsprozesse durch eine typische stationäre Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung ab. Im Gegensatz dazu kann für den Prozeß einer aktiven Krustenstapelung nicht von einer stationären Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung ausgegangen werden. Mit Hilfe von Modellierungen der Temperaturverteilung in der Lithosphäre und der Oberflächenwärmeflußdichte als Vergleichsgröße der Modelle können Aussagen zur Validität entwickelter Szenarien und damit zu den tektonischen Prozessen getroffen werden.

Durch die Subduktion der ozeanischen Lithosphäre unter den südamerikanischen Kontinent wird kaltes Material in größere Tiefenbereiche transportiert. Im Bereich der zentralen Anden liegen die Subduktionsgeschwindigkeiten bei etwa 8 cm/a . Hieraus kann gefolgert werden, daß kaltes Material sehr viel schneller subduziert wird als der konduktive Wärmetransport aus dem Erdinneren an die Erdoberfläche stattfindet. Dies hat zur Folge, daß sich schon wenige Millionen Jahre nach Beginn der Subduktion die überlagernde Platte abkühlt, woraus sehr niedrige Temperaturgradienten und Wärmeflußdichte-Werte im Forearc-Bereich resultieren. Zunächst ergibt sich daraus die Annahme, daß durch die Subduktion ein sehr kaltes und somit rigides Regime entsteht. Da jedoch gleichzeitig mit der Subduktion auch aktiver Vulkanismus verbunden ist, müssen weitere Prozesse, die im Zusammenhang zu dem Subduktionsprozeß stehen, in Betracht gezogen werden. Eine wichtige Stellung nimmt hierbei eine durch den Subduktionsprozeß induzierte Mantelkonvektion sowie der Aufstieg von asthenosphärischem Mantel aufgrund von Dichteinstabilitäten in der tieferen Lithosphäre ein. Durch diese Mechanismen können Isothermen im Bereich des vulkanischen Bogens und des Backarc-Bereichs angehoben werden (Andrews und Sleep, 1974; England, 1993; Kay und Mahlburg Kay, 1993). Daraus ist auch für den Backarc-Bereich eine thermisch ausgedünnte und somit geschwächte Lithosphäre ableitbar. Nach Isacks (1988) bietet dies die Voraussetzung für eine Krustenverdickung durch tektonische Verkürzung, wodurch das Temperaturfeld des Backarc-Bereichs in entscheidender Weise bestimmt wird.

Entlang eines W-E-Schnittes (s. Abb. 1.2) werden die Einheiten der Nazca-Platte, des Forearc-Bereichs, des magmatischen Bogens, des Backarc-Bereichs (Ostkordillere und Subandin) sowie des Andenvorlandes (Chaco) einzeln untersucht. Den jeweiligen Problemstellungen in den einzelnen Einheiten angepaßt, werden unterschiedliche Arten der Modellierung durchgeführt. Für die Nazca-Platte werden eindimensionale Modelle zur Abkühlung ozeanischer Lithosphäre behandelt. Für den Forearc-Bereich und magmatischen Bogen werden eindimensionale Modellierungen anhand einer analytischen Lösung der Energiebilanzgleichung (bei der auch der advective Wärmetransport durch die Subduktion der Nazca-Platte berücksichtigt wird) sowie zweidimensionale Modellierungen unter Anwendung der Finite-Elemente-Methode durchgeführt. Zusätzlich wird das Abkühlungsverhalten von magmatischen Intrusionen unter Verwendung einer analytischen Lösung der Energiebilanzgleichung (drei-dimensional) untersucht. Für den Backarc-Bereich werden zweidimensionale Modellierungen unter Anwendung der Finite-Elemente-Methode und für das Andenvorland eindimensionale Modellierungen durchgeführt.

Ziel der Modellierungen ist es, die Einflüsse unterschiedlicher durch Subduktion oder Krustenstapelung induzierter Prozesse auf die thermische Struktur der Lithosphäre zu analysieren. In die Modellierungen gehen sowohl geometrische Größen wie z.B. der Subduktionswinkel und die Subduktionsgeschwindigkeit als auch petrophysikalische Parameter (z.B. Wärmeleitfähigkeit und Wärmeproduktion, Reibungswärme und Wärmequellen (im Sinne von Intrusivkörpern)) ein.

3.1 Nazca-Platte

Für die in späteren Kapiteln durchgeführten Modellierungen zum Temperaturfeld des Subduktionsprozesses der Nazca-Platte unter den südamerikanischen Kontinent stellt die Temperatur-Tiefen-Verteilung bzw. die Oberflächenwärmeflußdichte der Nazca-Platte westlich der Peru-Chile-Tiefseeerinne (vom Subduktionsprozeß unbeeinflusster Bereich) eine Randbedingung dar. Vornehmliches Ziel der in diesem Abschnitt durchgeführten Berechnungen besteht somit in der Erstellung einer repräsentativen Geotherme der Nazca-Platte für die folgenden Modellierungen.

Die Modellierung des Temperaturfeldes in der Lithosphäre setzt Kenntnisse über ihren strukturellen Aufbau voraus. Für die Nazca-Platte ist dieser weitgehend unbekannt, so daß auf allgemeingültige Modellvorstellungen einer ozeanischen Lithosphäre zurückgegriffen werden muß. Aus den bekannten Beziehungen von Ozeanbodentiefe/Alter bzw. Wärmeflußdichte/Alter (z.B. Turcotte und Oxburgh, 1967; Crough, 1975; Parsons und Sclater, 1977; Stein und Stein, 1992) kann die Oberflächenwärmeflußdichte abgeleitet und eine Temperatur-Tiefen-Verteilung modelliert werden. Anhand der Ozeanbodenalter der

Nazca-Platte (Abb. 3.1A) werden aus den Beziehungen für zwei unterschiedliche Modellvorstellungen (Halbraum-Modell und Platten-Modell, s. Anhang D) Wärmeflußdichtewerte abgeleitet (Abb. 3.1C, D) und mit den Oberflächenbeobachtungen (Abb. 3.1B) verglichen.

Die aus den beiden Modellen zur Abkühlung der ozeanischen Lithosphäre resultierenden Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilungen zeigen eine deutliche Diskrepanz zu der gemessenen Verteilung auf. Bei einem Plattenalter von 50 *Ma*, welches nach Müller et al. (1993) sowie Cande und Haxby (1991) etwa dem Alter der Nazca-Platte im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne bei 21°S entspricht, werden Oberflächenwärmeflußdichten nach den Platten-Modellen von 66 bzw. 70 mW/m^2 und nach dem Halbraum-Modell 63 mW/m^2 bestimmt (s. Abb. 3.1C, D). Oberflächenwärmeflußdichte-Werte aus der „Global Heat Flow Data Base“ (Pollack et al. 1991; 1993; Abb. 3.1B) zeigen, daß die Nazca-Platte im Bereich westlich der Peru-Chile-Tiefseerinne Werte von etwa 40 mW/m^2 besitzt. So besteht eine Differenz zwischen bestimmten Wärmeflußdichten und den Abkühlungsmodellen von etwa 20-30 mW/m^2 . Oberflächenwärmeflußdichte-Werte von 40 mW/m^2 ergeben sich aus den Abkühlungsmodellen erst bei einem Lithosphärenalter von 130 *Ma*, welches weit über dem höchsten publizierten Alter von 84 *Ma* (Mayes et al., 1990) liegt.

Die aus den beiden Modellen zur Abkühlung der ozeanischen Lithosphäre entwickelten Geothermen (Abb. 3.2) im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne sind bis zu einem Alter von 50 *Ma* annähernd identisch (s. auch Pollack und Sass, 1988). Für höhere Alter bewirkt die untere Temperaturrandbedingung des Platten-Modells leicht erhöhte Temperaturen im unteren Teil der Lithosphäre. Durch Lösung der Wärmeleitungsgleichung für den eindimensionalen stationären Fall (Gl. D.4) kann für die Nazca-Platte eine Geotherme zu einer Oberflächenwärmeflußdichte von 40 mW/m^2 bestimmt werden (Abb. 3.2). Diese wurde unter Annahme einer 10 *km* mächtigen Kruste mit $\lambda = 2,5 W/mK$ und einem lithosphärischen Mantel mit $\lambda = 3,3 W/mK$ ermittelt. Zusätzliche Wärmequellen, wie die radiogene Wärmeproduktion, wurden in beiden Einheiten nicht berücksichtigt. Aufgrund der bestehenden Abweichungen der Abkühlungsmodelle von den Oberflächenbeobachtungen wird die bestimmte stationäre Geotherme zu $Q_0 = 40 mW/m^2$ als repräsentativ angesehen und für die folgenden Modellierungen zum Temperaturfeld des Subduktionsprozesses als Randbedingung genutzt.

Wird die Lithosphäre als eine quasi rigide Platte gedeutet, die sich über den tieferen duktilen Mantel hinweg bewegt, so kann die Grenze zwischen diesen beiden Einheiten durch eine Isotherme beschrieben werden. Sie trennt die Einheit mit überwiegend konduktivem Wärmetransport (lithosphärischer Mantel) von der unterlagernden Einheit mit überwiegend advektivem Wärmetransport (asthenosphärischer Mantel). Die entsprechende Temperatur, bei der Mantelgesteine über geologische Zeiträume nicht deformiert wer-

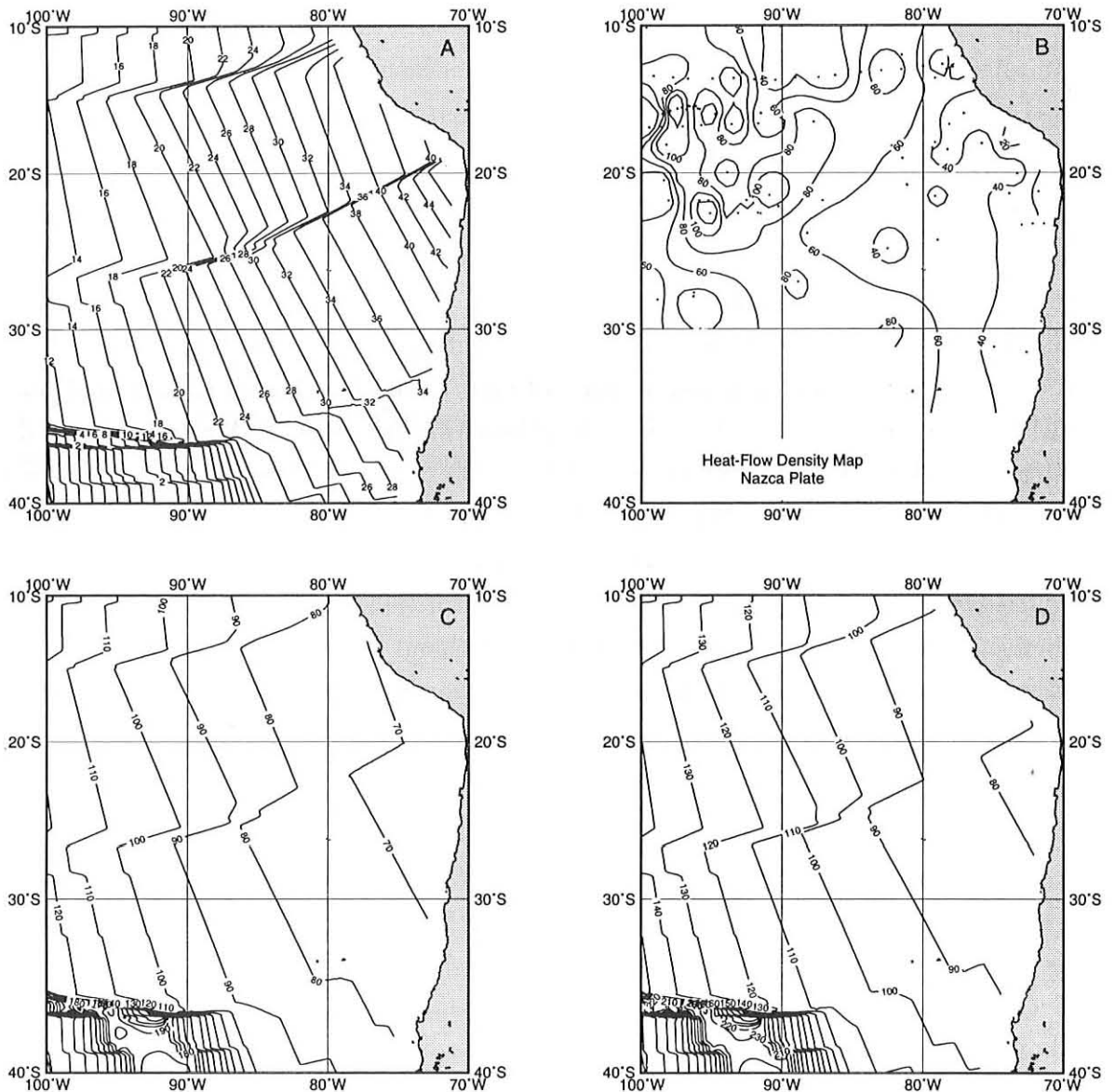


Abbildung 3.1: Ozeanbodenalter und Wärmeflußdichte der Nazca-Platte:

A: Anhand magnetischer Lineationen abgeleitete Karte der Ozeanbodenalter für die Nazca-Platte im Bereich von 10-40°S und 70-100°W nach Müller et al. (1993). Isochronen im Abstand von 2 *Ma*.

B: Verteilung der Wärmeflußdichte der Nazca-Platte im Bereich von 10-40°S und 70-100°W auf der Basis der „Global Heat Flow Data Base“ (Pollack et al. 1991; 1993). Isolinienabstand 20 *mW/m²*.

C: Berechnete Wärmeflußdichte-Verteilung der Nazca-Platte nach dem Halbraum-Modell von Turcotte und Schubert (1982). Isolinienabstand 10 *mW/m²*.

D: Berechnete Wärmeflußdichte-Verteilung der Nazca-Platte nach dem Platten-Modell von Stein und Stein (1992). Isolinienabstand 10 *mW/m²*. Berechnete Wärmeflußdichte-Verteilungen (C,D) auf der Basis der Altersdaten von Müller et al. 1993.

den, ist aus Laboruntersuchungen ableitbar. Diese Temperaturgrenze wird von einzelnen Autoren unterschiedlich angegeben und liegt in der Größenordnung von 1100°C (Fowler,

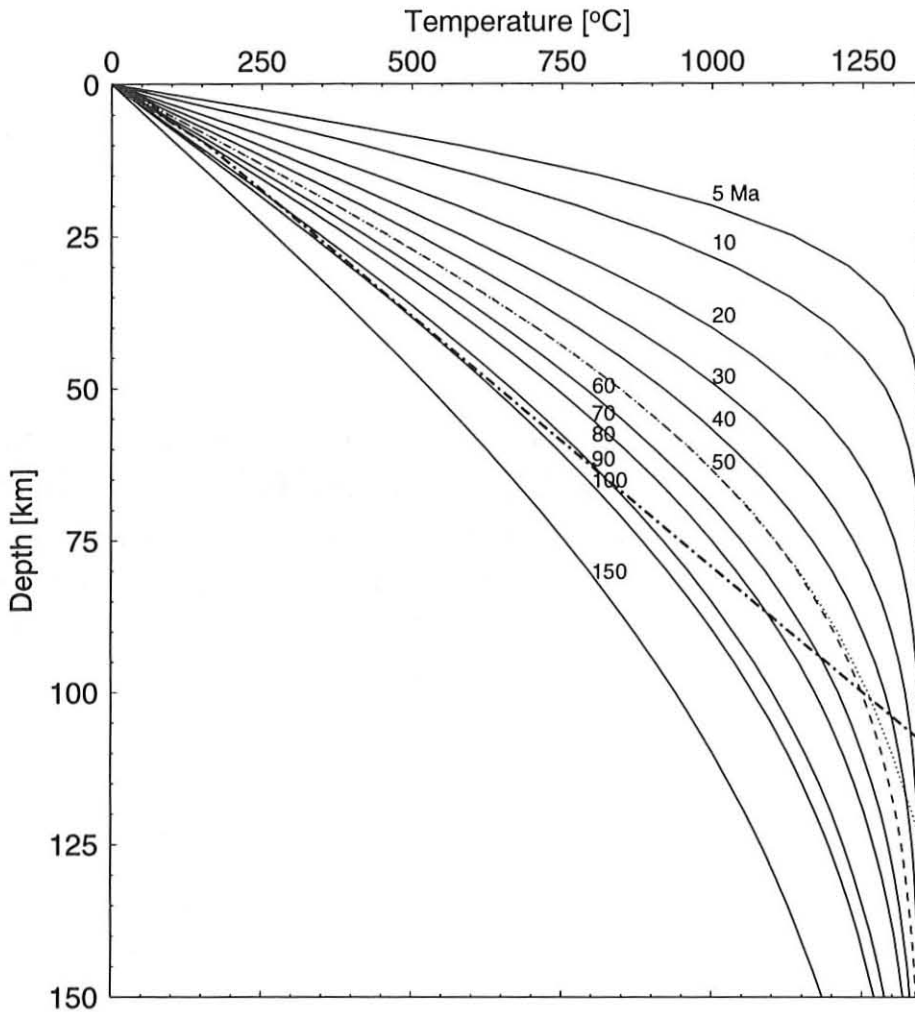


Abbildung 3.2: Geothermen einer ozeanischen Lithosphäre für unterschiedliche Alter (Ma) entsprechend dem Halbraum-Modell (—), gestrichelte (- - -) Geotherme entsprechend zu 50 Ma . Gepunktete (· · ·) Geotherme für eine 50 Ma alte ozeanische Lithosphäre nach dem Platten-Modell. Stationäre Geotherme (- · -) für eine ozeanische Lithosphäre entsprechend einer Oberflächenwärmeflußdichte von 40 mW/m^2 (s. Text).

1990) bis 1300°C (Turcotte und Schubert, 1982). Für sämtliche folgenden Betrachtungen wird hier die Lithosphären/Asthenosphären-Grenze durch eine 1250°C -Isotherme festgelegt. So besteht die Möglichkeit, die Lithosphäre durch zwei Temperaturrandbedingungen, der Oberflächentemperatur ($\approx 0^\circ\text{C}$) und der 1250°C -Isotherme, zu beschreiben, wodurch gleichzeitig die Mächtigkeit der Lithosphäre bestimmt ist. Unabhängig von den gewählten Modellen (Halbraum-, Platten-Modell oder stationäre Geotherme zu $Q_0 = 40 \text{ mW/m}^2$) ergeben sich im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne Mächtigkeiten der ozeanischen Lithosphäre von etwa 100 km (s. Abb. 3.2).

3.2 Forearc-Bereich

Seismische Untersuchungen kennzeichnen den Forearc-Bereich (s. Abb. 1.2) als rigiden Block (Schmitz, 1993). Aufgrund des rigiden Verhaltens wird für die Modellierungen angenommen, daß auch der Wärmetransport in der kontinentalen Kruste vorwiegend durch Konduktion erfolgt und daß das regionale Temperaturfeld durch die Subduktion der ozeanischen Nazca-Platte unter den südamerikanischen Kontinent bestimmt wird. Vorangegangene Arbeiten (Giese, 1994) basieren auf eindimensionalen Temperatur-Tiefen-Abschätzungen (Lösung der Wärmeleitungsgleichung D.2) für die kontinentale Kruste unter Verwendung der Oberflächenwärmeflußdichte als Eingangsgröße. Im folgenden wird ein davon verschiedener Ansatz vorgenommen: um Vorstellungen zur Temperatur-Tiefen-Verteilung in der kontinentalen Kruste zu erhalten, wird diese unabhängig von der gemessenen Oberflächenwärmeflußdichte bestimmt. Hierzu werden die Temperaturen entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre (im folgenden als Kontaktzone bezeichnet) ermittelt und anschließend wird anhand dieser Temperaturen auf eine Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung geschlossen, die mit den Meßdaten verglichen werden kann. Die Oberflächenwärmeflußdichte dient somit als Vergleichsgröße. Aus der Differenz von modellierten Oberflächenwärmeflußdichten und den Meßdaten kann eine Trennung von subduktionsbedingtem Anteil und durch oberflächennahe Störungen bedingten Anteilen an der Oberflächenwärmeflußdichte vorgenommen werden. Tichelaar und Ruff (1993 a) leiteten eine analytische Lösung her (s. Anhang D.2.2), die die Temperaturzustände entlang der Kontaktzone der beiden Lithosphärenplatten im stationären Fall des Subduktionsprozesses, welcher nach etwa 50 *Ma* erreicht ist (van den Beukel und Wortel, 1988), beschreibt. Für die Subduktionszone der zentralen Anden kann durch die seit mindestens 200 *Ma* andauernde Subduktion von stationären Bedingungen ausgegangen werden. Die analytische Lösung gilt für den Kontaktbereich der subduzierenden Platte mit der kontinentalen Kruste. Dieser Kontakt findet etwa bis in Tiefen (z_f) von 60 *km* statt (Schmitz, 1993). Projiziert an die Oberfläche, entspricht dies bei einem mittleren Subduktionswinkel von 20° der Distanz von der Peru-Chile-Tiefseerinne bis in die Präkordillere (etwa 165 *km*; s. Modellgeometrie in Abb. 3.3).

Mit Hilfe der analytischen Lösung werden hier die Einflüsse verschiedener Subduktionsparameter, wie die Oberflächenwärmeflußdichte der ozeanische Lithosphäre, der Subduktionswinkel und die Subduktionsgeschwindigkeit, auf die Temperaturen entlang der Kontaktzone und die Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung des Forearc-Bereichs untersucht. In Kapitel 3.1 konnte gezeigt werden, daß die beiden Modelle zum Abkühlungsverhalten ozeanischer Lithosphäre nicht den gemessenen Oberflächenbeobachtungen der Nazca-Platte entsprechen. Die Oberflächenwärmeflußdichte der Nazca-Platte ist eine in die Bestimmung der Temperaturen entlang der Kontaktzone eingehende Größe. Sie kann

vorgegeben oder aus dem Alter der Nazca-Platte abgeleitet werden. Beide Fälle werden, um den Einfluß dieser Eingangsgröße auf die Temperaturen entlang der Kontaktzone zu bestimmen, untersucht. Zur Bestimmung der Oberflächenwärmeflußdichte aus dem Alter wurde hierbei das Halbraum-Modell (s. Anhang D.2.1) angewendet.

Um die Ergebnisse der Modellierungen vergleichen und studieren zu können, wurde ein Referenzmodell erstellt. Hierfür werden die zur Temperaturbestimmung (n. Gl. D.14) notwendigen Parameter entsprechend Tabelle 3.1 genutzt.

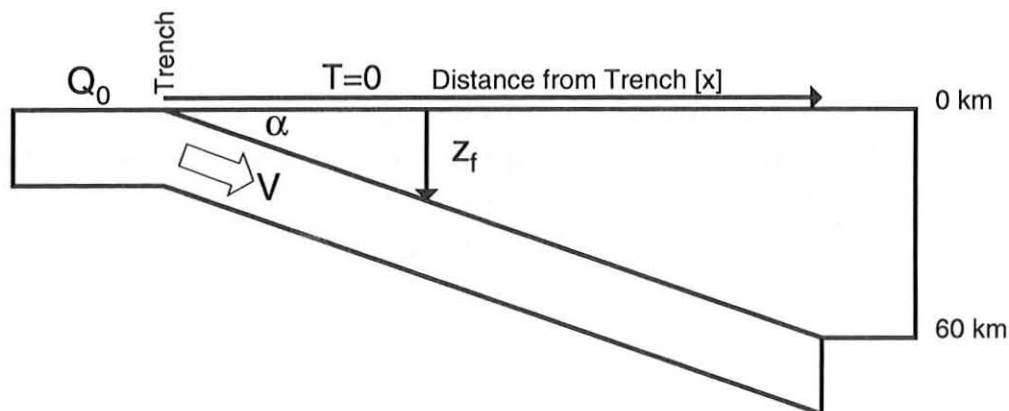


Abbildung 3.3: Modell zur Bestimmung der Temperaturen entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre. Subduktion der ozeanischen Lithosphäre unter die kontinentale Kruste mit einer Subduktionsgeschwindigkeit V und einem Winkel α . Die Oberflächenwärmeflußdichte der ozeanischen Platte vor der Subduktion beträgt Q_0 , Oberflächentemperaturen der kontinentalen Kruste $T = 0$. Bestimmung der Temperaturen zu den Tiefen z_f .

Der Einfluß der *Oberflächenwärmeflußdichte* (Q_0) der ozeanischen Lithosphäre auf die Temperaturen der Kontaktzone ist gering. Abbildung 3.4a zeigt die Temperaturen der Kontaktzone bei direkter Vorgabe der Oberflächenwärmeflußdichte in der Höhe von 40, 50 und 60 mW/m^2 und Abbildung 3.4b bei indirekter Vorgabe dieser aus dem unterschiedlichen Alter der ozeanischen Lithosphäre (40, 50, 60, 70, 80 Ma). Um mit der Vorgabe des Plattenalters Temperaturen entlang der Kontaktzone entsprechend denen des Referenzmodells (mit direkter Vorgabe von Q_0) zu erhalten, sind Alter der Nazca-Platte von über 100 Ma erforderlich (s.a. Abb. 3.2).

Von größerer Bedeutung für die Temperaturbestimmungen entlang der Kontaktzone ist der Einfluß des *Subduktionswinkels*. Dieser wurde zwischen 10 und 30° variiert. Nach Comte und Suárez (1995) zeigt die abtauchende Nazca-Platte Subduktionswinkel von 7-17° im Tiefenbereich von 0...60 km . Erst in größeren Tiefen ist eine Zunahme des Subduktionswinkels bis 40° zu beobachten. Der im Referenzmodell gewählte Subduktionswinkel von 20° wurde für den Tiefenbereich von 0-125 km gemittelt. Das flache Eintauchen der Nazca-Platte bis in den Tiefenbereich von 60 km hat eine Temperaturerhöhung entlang

Parameter		Quelle
HFD ozean. Lithosphäre	40 mW/m^2	Pollack et al. (1991, 1993)
Lithosphären/Asthenosphären-Grenze	1250°C	s. Kapitel 3.1
Mächtigkeit kont. Kruste	60 km	Schmitz (1993)
Scherspannung	15 MPa	Froidevaux und Isacks (1984)
Subduktionsgeschwindigkeit	$8,4 \text{ cm/a}$	DeMets et al. (1990)
Subduktionswinkel	20°	Comte und Suárez (1995)
Temperaturleitfähigkeit	$10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$	Turcotte und Schubert (1982)
spez. Wärmekapazität	$1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$	Turcotte und Schubert (1982)
Wärmeleitfähigkeit kont. Kruste	$2,5 \text{ W/mK}$	v.d. Beukel und Wortel (1988)
Wärmeleitfähigkeit ozean. Litho.	$3,3 \text{ W/mK}$	Turcotte und Schubert (1982)
Dichte Kruste (ozean./kont.)	2700 kg m^{-3}	v.d. Beukel und Wortel (1988)
Dichte lith. Mantel	3300 kg m^{-3}	v.d. Beukel und Wortel (1988)
Wärmeproduktion kont. Kruste	$0,9 \text{ } \mu\text{W/m}^3$	Weaver und Tarney (1984)
Wärmeproduktion ozean. Kruste	$0,25 \text{ } \mu\text{W/m}^3$	Schatz und Simmons (1972)
Wärmeproduktion lith. Mantel	$0,02 \text{ } \mu\text{W/m}^3$	Chapman und Furlong (1992)

Tabelle 3.1: Parameter für das Referenzmodell mit entsprechenden Literaturquellen. Diese sowie zusätzliche Parameter gelten ebenfalls als Referenzparameter für die Modellierungen folgender Kapitel.

der Kontaktzone zur Folge (s. Abb.3.4c). Variationen des Subduktionswinkels um 10° bewirken Temperaturänderungen bis zu 90°C .

Der Einfluß der *Subduktionsgeschwindigkeit* auf die Temperaturen entlang der Kontaktzone ist ebenfalls sehr gering. Variationen für 6 bzw. 12 *cm/a* zeigen nahezu keine Temperaturabweichungen zum Referenzmodell (mit 8,4 *cm/a*). Aufgrund hoher Subduktionsgeschwindigkeiten wird kaltes Lithosphärenmaterial schneller in größere Tiefenbereiche verfrachtet, jedoch auch aufgrund höherer Wärmeproduktion durch Reibung entlang der Kontaktzone beider Platten schneller aufgeheizt. Bei Variation der Subduktionsgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 6-12 *cm/a* kompensieren sich diese beiden Effekte. Bei extrem niedrigen Subduktionsgeschwindigkeiten (1 bzw. 3 *cm/a*) kann die ozeanische Lithosphäre stärker von der überlagernden kontinentalen Kruste erwärmt werden, so daß entlang der Kontaktzone höhere Temperaturen resultieren (s. Abb. 3.4d).

Die aus den bestimmten Temperaturen entlang der Kontaktzone resultierende Verteilung der *Oberflächenwärmeflußdichte* ist in Abbildung 3.5 dargestellt (der Entfernungsbereich von 0-165 *km* entspricht etwa dem Bereich von der Peru-Chile-Tiefseerinne bis zur Präkordillere). In allen Fällen resultiert ein ausgeprägtes Minimum der Oberflächenwärmeflußdichte im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne, welches durch die Sub-

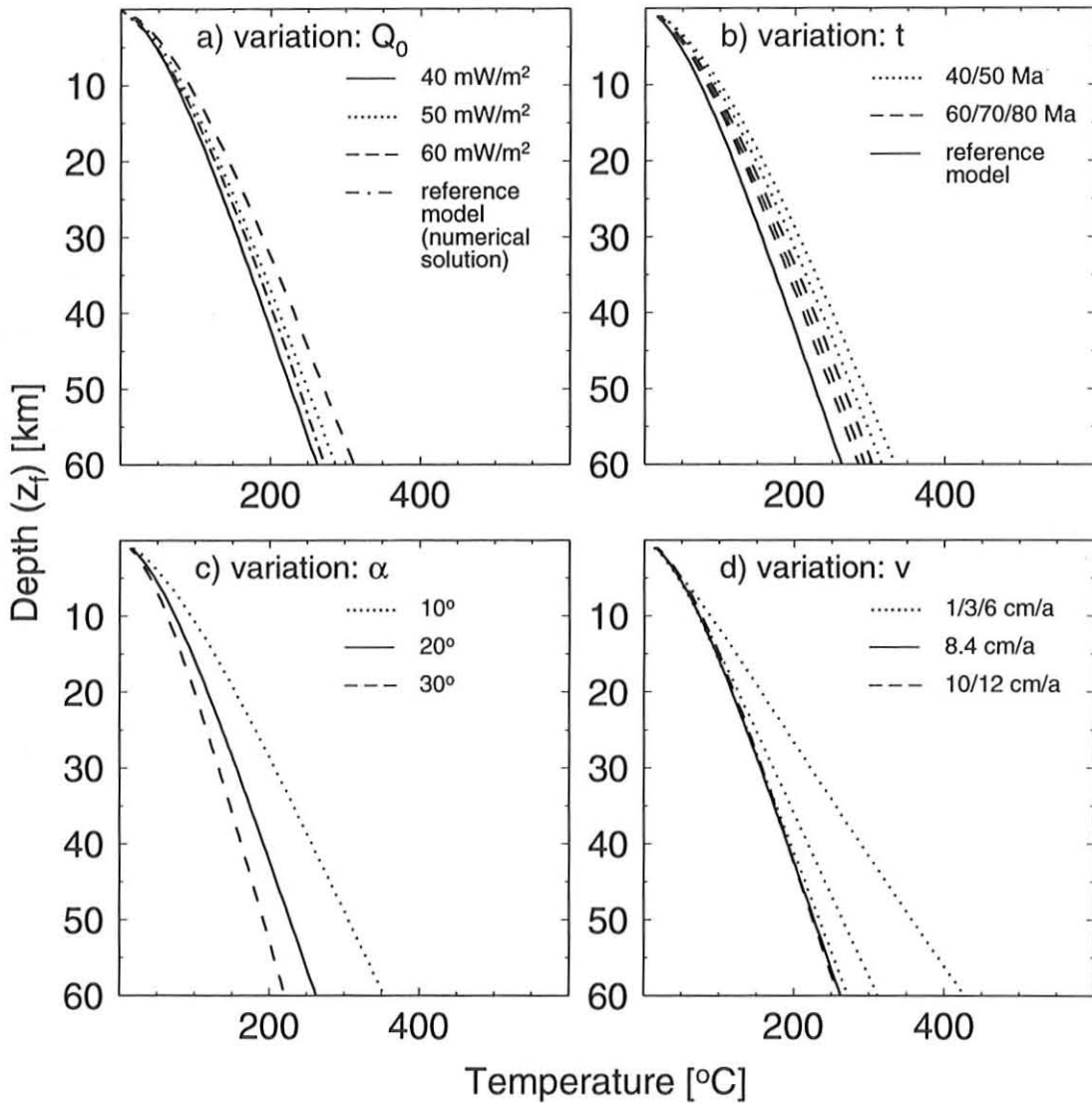


Abbildung 3.4: Analytisch bestimmte Temperaturen entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre. a) Variation der Oberflächenwärmeflußdichte der subduzierten Nazca-Platte, b) Variation der Oberflächenwärmeflußdichte der subduzierten Nazca-Platte durch Variation des Ozeanbodenalters (unter Anwendung des Halbraum-Modells), c) Variation des Subduktionswinkels und d) Variation der Subduktionsgeschwindigkeit. Durchgezogene Linie entspricht der Temperaturverteilung bestimmt aus den Parametern des Referenzmodells (Tabelle 3.1). Bestimmte Temperaturen entlang der Kontaktzone für das Referenzmodell aus zweidimensionalen numerischen Modellierungen (s. Kap. 3.3, a), $\cdot - \cdot$).

duktion der kalten ozeanischen Lithosphäre bedingt ist, und ein sich anschließender genereller Anstieg der Oberflächenwärmeflußdichte in Richtung der Präkordillere. Sämtliche auf die Variation der vier Parameter zurückzuführenden Modelle ergeben Oberflächenwärmeflußdichte-Werte von maximal 40 mW/m^2 für den Forearc-Bereich; das heißt Werte, die in der Größenordnung der Meßwerte liegen. Die Variation der hier

gewählten vier Parameter und die daraus resultierenden Änderungen in der Temperaturverteilung bilden sich jedoch nur in sehr abgeschwächter Form in der Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung ab. Erst mit extremen Parametervariationen können Oberflächenwärmeflußdichte-Änderungen von 10 mW/m^2 erreicht werden; dies sind Größen, die im Fehlerbereich der in den zentralen Anden bestimmten Wärmeflußdichte-Werte liegen. Insofern kann aus dem Verlauf der gemessenen Oberflächenwärmeflußdichte nicht der Einfluß der hier variierten Parameter unterschieden werden. Eine Ausnahme bildet die Variation des Subduktionswinkels, die sowohl die Größe der Wärmeflußdichte als auch die Breite des resultierenden Minimums bestimmt (s. Abb. 3.5c).

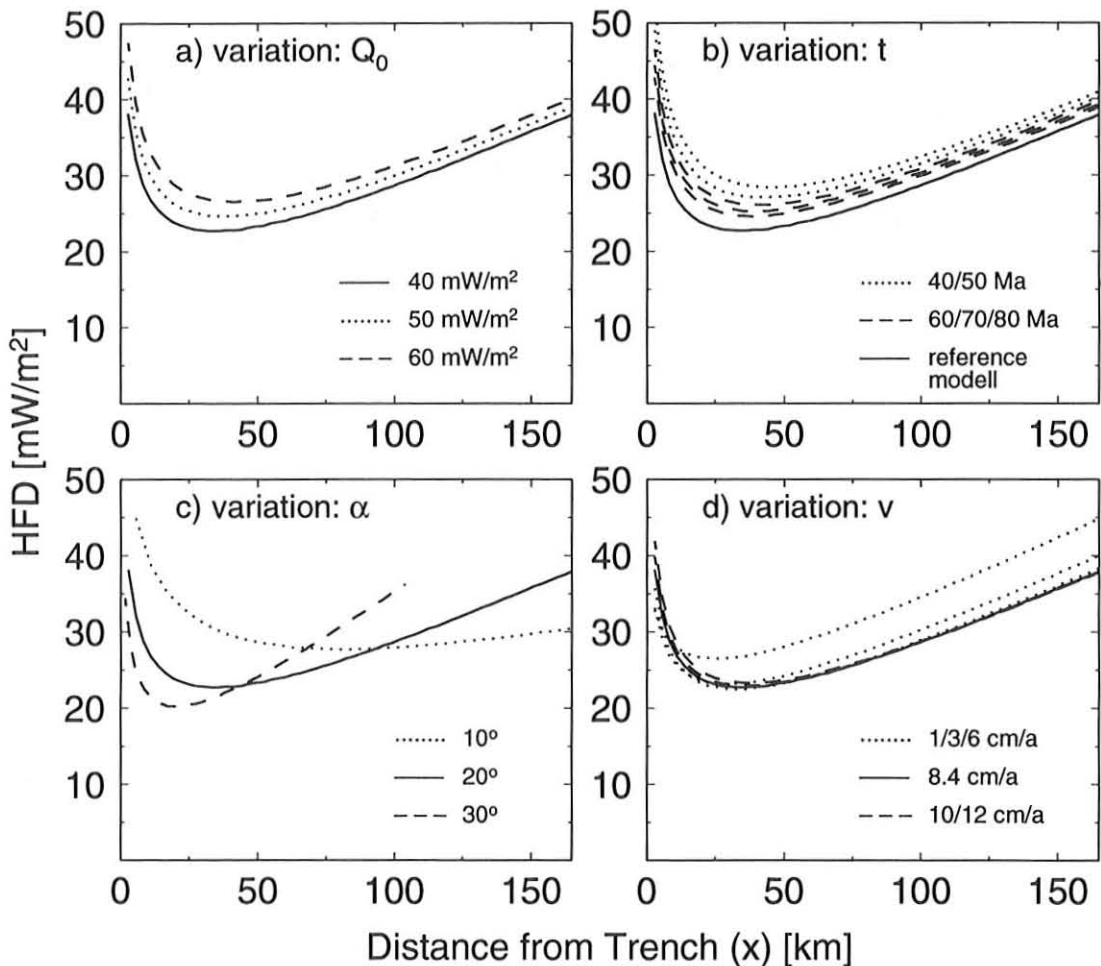


Abbildung 3.5: Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung resultierend aus den entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre modellierten Temperaturen. Parameter und Signaturen entsprechend Abbildung 3.4.

3.3 Übergang Forearc-Bereich/magmatischer Bogen

Um die Phänomene der Reibung/Scherung entlang der Plattengrenze von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre, die eventuelle Existenz eines asthenosphärischen Mantelkeils, die Verteilung der radiogenen Wärmeproduktion in der kontinentalen Kruste sowie den Einfluß einer temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit auf die thermische Struktur des Forearc-Bereichs zu untersuchen, werden weitere Modellierungen durchgeführt. Diese Phänomene können zum Teil nicht durch die analytische Lösung der Wärmetransportgleichung (Lösung der Gl. D.3 im Kap. 3.2) behandelt werden. Die Wärmetransportgleichung wird im folgenden auf zwei Dimensionen reduziert (x, z) und mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode (FE) gelöst. Die zweidimensionalen Modelle können im Gegensatz zu den eindimensionalen Modellen (Kap. 3.2) in östliche Richtung bis in den Bereich des magmatischen Bogens erweitert werden. Da durch die Modellierungen zum Subduktionsprozeß die Einflüsse oberflächennaher Intrusionen unberücksichtigt bleiben, werden zusätzlich Modellrechnungen (analytisch, dreidimensional) zur Temperaturverteilung in der Umgebung sich abkühlender Magmenkammern sowie deren Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte angestellt.

Zweidimensionales Subduktionsmodell

Das konzeptionelle Modell des Subduktionsprozesses ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die Nazca-Platte wird als starrer Block betrachtet, der mit einem konstanten Winkel (α) von 20° unter die südamerikanische Platte subduziert wird (s. Kap. 3.2, Comte und Suárez (1995)). Der Abstand zwischen dem Trench und dem magmatischen Bogen beträgt etwa 260 km ; die Oberkante der ozeanischen Kruste befindet sich hier in etwa 95 km Tiefe. Die kontinentale Kruste besitzt im Bereich des magmatischen Bogens eine Mächtigkeit von 70 km (Götze et al., 1994; Zandt et al., 1994; Beck et al., 1996). Die Mächtigkeit der ozeanischen Kruste beträgt 10 km (Schmitz, 1993; Wigger et al. 1994). Die Tiefe des Kontaktes von ozeanischer und kontinentaler Kruste liegt bei 60 km (Schmitz, 1993; Punkt D in Abb. 3.6). In größeren Tiefen wird der Bereich zwischen subduzierter Platte und überlagernder kontinentaler Kruste im Referenzmodell als kontinentaler lithosphärischer Mantel betrachtet. Der Wärmetransport findet dort ausschließlich durch Konduktion statt. Im Gegensatz dazu wird im Abschnitt „Einfluß eines asthenosphärischen Mantelkeils“ die Existenz von asthenosphärischem Mantelmaterial für den Bereich zwischen subduzierter Platte und kontinentaler Kruste angenommen. Dies wird anhand einer konstanten Temperaturrandbedingung von 1250°C entsprechend der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze (s. Kapitel 3.1) realisiert. Um einen möglichen Effekt auf die Oberflächenwärmeflußdichte sowie auf das Temperaturfeld der Lithosphäre (Möglichkeit der Schmelzbildung im

Bereich des magmatischen Bogens) zu untersuchen, wird die westliche Ausdehnung der Isotherme in dem Keil variiert (s. Abb. 3.6). Während der Temperaturberechnung wird die gesamte Modellgeometrie konstant gehalten.

Für das 2D-Modell wurden folgende Randbedingungen gewählt:

1. Eine Oberflächentemperatur von 0°C am oberen Rand.
2. Eine ozeanische Geotherme entsprechend einer Oberflächenwärmeflußdichte von 40 mW/m^2 (s. Kap. 3.1 und Abb. 3.2) am linken Rand des Modells.
3. Eine 1250°C -Isotherme entsprechend der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze für die ozeanische Lithosphäre als unterer Rand. Die Mächtigkeit der ozeanischen Lithosphäre beträgt 100 km . Eine Mächtigkeitszunahme der ozeanischen Lithosphäre aufgrund ihres zunehmenden Alters während der Subduktion findet hier keine Berücksichtigung (dieser Effekt spielt im Falle alter ozeanischer Lithosphäre keine wesentliche Rolle, lediglich bei der Subduktion junger Lithosphärenplatten ($< 2 \text{ Ma}$; Dumitru, 1991)).
4. Kein horizontaler Wärmefluß ($\frac{\partial T}{\partial x} = 0$) an der rechten Begrenzung des Modells. Daraus folgt, daß sich die berechneten Isothermen senkrecht zu diesem Rand einstellen, wodurch dort Fehler in der Temperaturbestimmung resultieren können. Um den Fehler bei der Temperaturbestimmung im Bereich des magmatischen Bogens zu minimieren, wurde das Modell über den Bereich des magmatischen Bogens hinausgehend nach Osten hinreichend erweitert.

Ausgehend von einer mittleren Krusten- und Lithosphärenzusammensetzung (s. Meissner, 1986; van den Beukel und Wortel, 1988; Standardkruste bzw. Standardlithosphäre) wurden Dichten von 2700 kg m^{-3} bzw. 3300 kg m^{-3} (s. Tab. 3.1) und die spezifische Wärmekapazität beider Materialien auf $1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ festgesetzt (van den Beukel und Wortel, 1988). Sowohl die Dichte als auch die spezifische Wärmekapazität wird im Laufe der Modellierungen nicht variiert.

Bei der automatischen Modellvernetzung (ANSYS, Version 4.4a) wurden im Bereich der Plattengrenze von kontinentaler und ozeanischer Lithosphäre (eine 1 km -mächtige Zone, s.u.) Knotenabstände von maximal 2 km und in der kontinentalen Kruste, dem asthenosphärischen Mantelkeil sowie der ozeanischen Lithosphäre von 5 km zugelassen. Somit wird eine hohe Vernetzungsdichte im Bereich der Plattengrenze erreicht, die sich in Richtung zu den weniger vom Subduktionsprozeß beeinflussten Gebieten verringert.

Zur Überprüfung der numerischen Ergebnisse mit den Ergebnissen der analytischen Lösung von Tichelaar und Ruff (1993 a) wurde ein 2D-Modell mit den entsprechenden

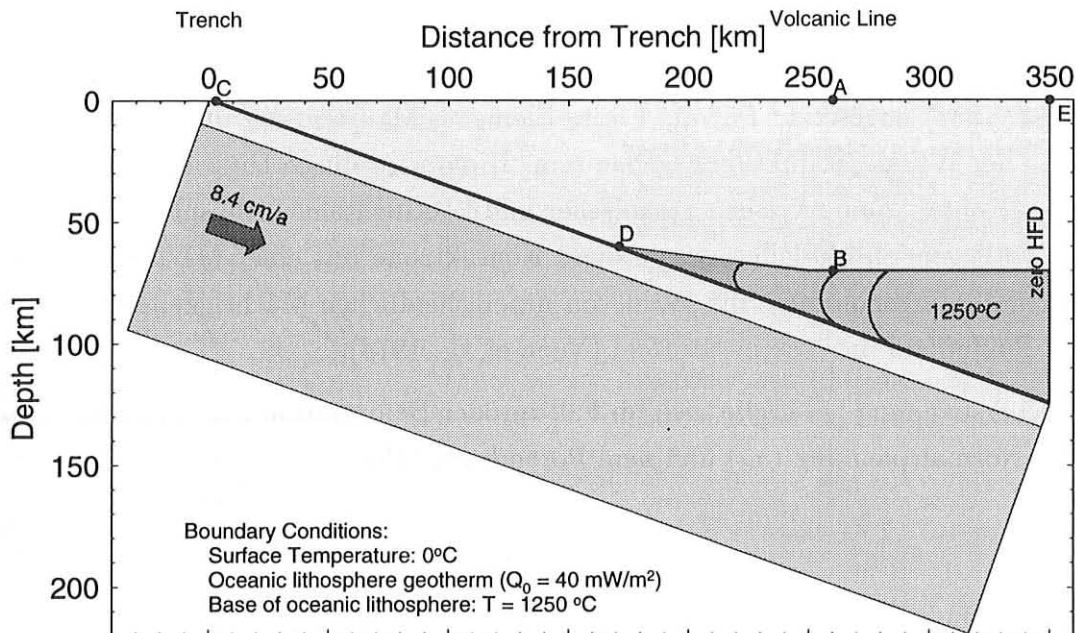


Abbildung 3.6: Geometrie des zweidimensionalen Subduktionsmodells mit seinen Randbedingungen. Für die unter „Einfluß eines asthenosphärischen Mantelkeils“ diskutierte Modelle wird eine 1250°C -Isotherme für den Bereich zwischen ozeanischer Lithosphäre und kontinentaler Kruste festgesetzt; die Lage der Isotherme wird variiert. Die Profile A-B, C-D sowie C-E entsprechen den untersuchten Temperaturverteilungen im Bereich des vulkanischen Bogens (Abb. 3.10) und entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre (Abb. 3.9) sowie der Oberflächenwärmeflußdichte (Abb. 3.11).

Parametern der 1D-Modellierungen berechnet. Die numerisch (2D) bestimmten Temperaturen entlang der Kontaktzone zeigen für den Bereich bis 60 km Tiefe nur geringfügige Abweichungen ($< 10\%$) von den analytischen (1D) Ergebnissen (s. Abb. 3.4 und Anhang D).

Einfluß von Reibung und Scherung

Die Relativbewegung zwischen subduzierter und überlagernder Platte ist mit der Existenz einer Entkopplungs- oder Scherzone verbunden. Hierbei handelt es sich im Vergleich zu den Gesamtdimensionen um einen schmalen Bereich, in dem auf das Gestein im wesentlichen mechanische Kräfte wirken. Dabei kommt es zu bruchhaften oder duktilen Verformungen innerhalb der Zone, bei der Bewegungsenergie in Wärme umgesetzt wird. Im Falle spröder Verformung spricht man von Reibungserwärmung, bei duktiler Verformung von Schererwärmung.

Die entstehende Reibungswärme ist durch das Produkt der Scherspannung τ und der

Subduktionsgeschwindigkeit V gegeben und besitzt die Einheit $[W/m^2]$ (s.a. Anhang D). Bei den eindimensionalen Modellierungen (Kap. 3.2) wurde die Scherspannung entlang der Kontaktzone als konstant betrachtet und ein mittlerer Wert von 15 MPa (Froidevaux und Isacks, 1984) angesetzt. Für die Finite-Elemente-Modellierung muß eine volumetrische Form der Wärmeproduktion gegeben sein. Diese wird durch Division mit der Mächtigkeit der Kontaktzone zwischen ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre erreicht. In den hier vorliegenden Modellen wurde diese Kontaktzone mit einer Mächtigkeit von einem Kilometer angenommen; die Wahl von unterschiedlichen Mächtigkeiten besitzt nur geringen Einfluß auf das Temperaturfeld (Yuen et al., 1978).

Die Scherspannung (τ) ergibt sich im Fall spröder Deformation aus der Differenz zwischen der Normalspannung (σ_n) und dem Porendruck (P_f):

$$\tau = \mu(\sigma_n - P_f) \quad (3.1)$$

mit μ dem Reibungskoeffizienten (Turcotte und Schubert, 1982). Für den Fall der duktilen Deformation aufgrund von Dislokationskriechen bestimmt sich die Scherdeformationsrate $\dot{\epsilon}$ zu:

$$\dot{\epsilon} = A_P(2\tau)^m \exp\left(\frac{-Q_A}{RT}\right) \quad (3.2)$$

mit R der Gaskonstante, T der absoluten Temperatur sowie dem Präexponenten A_P , dem Spannungsexponenten m und der Aktivierungsenergie Q_A als Materialkonstanten (Kirby, 1983).

Um für die spröde Deformation Scherspannungen abschätzen zu können, ist die Kenntnis des Porendrucks notwendig, der in der Regel jedoch schwer abzuschätzen ist. In Subduktionszonen, an denen wasserführende ozeanische Kruste sowie hoch poröse Sedimente subduziert werden, ist von hohen Porendrücken auszugehen. Innerhalb der Störungszone können Porendrücke Größenordnungen des lithostatischen Druckes annehmen und somit die effektive Scherspannung stark herabsetzen (Cloos und Shreve, 1988). Ebenso problematisch ist die Bestimmung von Scherspannungen für die duktile Deformation. Neben den gesteinsabhängigen Parametern muß die Scherdeformationsrate bestimmt werden.

Da weder Porendrücke, noch die mineralogischen und petrophysikalischen Eigenschaften der subduzierten Gesteine sowie Deformationsraten bekannt sind, ist eine Bestimmung der Scherspannung in Abhängigkeit von der Tiefe sehr zweifelhaft. Deshalb wird hier, wie schon bei den analytischen Modellierungen (Kap. 3.2), eine mittlere Scherspannung von 15 MPa angenommen, jedoch im Vergleich dazu mit unterschiedlichen Tiefenverteilungen (s. Abb. 3.7). Drei Fälle für die Scherspannungsverteilungen werden untersucht und mit dem Referenzmodell (konstante Scherspannung) verglichen: (1) Vernachlässigung der Scherspannung ($\tau = 0 \text{ MPa}$), (2) lineare Zunahme bis 40 km Tiefe und ein in größeren

Tiefen konstanter Wert sowie (3) lineare Zunahme bis 40 km Tiefe und ein für größere Tiefen exponentieller Abfall.

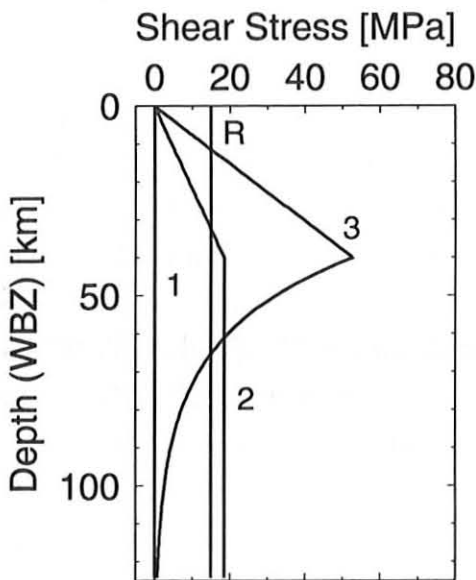


Abbildung 3.7: Verteilung der Scherspannung entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre. (R) Referenzmodell mit konstanter Scherspannungsverteilung von 15 MPa, (1) keine Scherspannung, (2) lineare Zunahme der Scherspannung bis 40 km und anschließende Konstanz sowie (3) lineare Zunahme der Scherspannung bis 40 km und anschließender exponentieller Abfall.

Die resultierende Wärmeproduktion durch Reibung innerhalb der 1 km-mächtigen Kontaktzone liegt im Fall der konstanten Scherspannung (15 MPa) bei $40 \mu W/m^3$, im zweiten Fall bei maximal $50 \mu W/m^3$ und bei dem dritten Fall bei maximal $140 \mu W/m^3$. Damit wird gezeigt, daß die Wärmeproduktion aus Reibungsenergie um einige Größenordnungen höher liegen kann als die Wärmeproduktion durch den Zerfall radiogener Elemente, die in der Größenordnung von etwa $1-5 \mu W/m^3$ (Rybach und Čermák, 1982) liegt. Da die durch Reibung entstehende hohe Wärmeproduktion auf einen sehr schmalen Bereich begrenzt ist, ist ein starker Einfluß auf das Temperaturfeld in der näheren Umgebung der Kontaktzone zu erwarten.

Tichelaar und Ruff (1993 a) untersuchten für unterschiedliche Subduktionszonen ebenfalls den Einfluß der Scherspannungsverteilung auf die Temperaturen entlang der Kontaktzone. Dabei wurden zwei Szenarien unterschieden: zum einen die Annahme einer konstanten Scherspannung und zum anderen die eines konstanten Reibungskoeffizienten. Unter Annahme konstanter Scherspannung bestimmten sie einen mittleren Wert von 14 MPa, für den Fall eines konstanten Reibungskoeffizienten einen Wert von 0,059 (s. Anhang D.2.2).

Einfluß eines asthenosphärischen Mantelkeils

Im Bereich der zentralen Anden deuten zahlreiche Hinweise auf eine thermisch ausgedünnte Lithosphäre. So begründet Isacks (1988) die Hebung des Altiplano/Puna-Plateaus

durch eine thermisch ausgedünnte und somit geschwächte Lithosphäre sowie durch Krustenverdickung aufgrund tektonischer Verkürzung. Als weiteres Indiz für die Existenz eines asthenosphärischen Mantels in geringen Tiefen dient der Magmatismus im aktiven vulkanischen Bogen, welcher auf asthenosphärische Quellen zurückgeführt wird (z.B. Francis und Hawkesworth, 1994; Davidson und de Silva, 1995). Mechanismen für die Existenz und Konvektion von asthenosphärischem Mantelmaterial sind dabei noch weitgehend ungeklärt. Angetrieben durch den Subduktionsprozeß kann eine Mantelkonvektion entstehen (Andrews und Sleep, 1974). Durch viskoses Ziehen an der Oberkante der Nazca-Platte wird die Konvektion induziert und kontinuierlich aus dem Backarc-Bereich gespeist. Als eine weitere Möglichkeit zum Aufstieg eines asthenosphärischen Mantels werden Dichtestabilitäten in der tieferen Lithosphäre diskutiert (England, 1993; Kay und Mahlburg Kay, 1993). Durch die Verdickung der Lithosphäre wird ein Dichtekontrast zur umgebenden Asthenosphäre aufgebaut, welcher durch einen konvektiven Austausch von Lithosphärenmaterial durch heiße Asthenosphäre ausgeglichen wird.

Aus diesen Überlegungen heraus wird hier ein Modell für die Existenz eines konvektierenden Mantelkeils entwickelt. Als erste Näherung kann dieser Prozeß durch eine Isotherme entsprechend der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze von 1250°C beschrieben werden. Variiert wird das westwärts gerichtete Vordringen dieser Isotherme in den Keil (s. Abb. 3.6). Es werden drei Fälle unterschieden. (1) die westliche Grenze der Isotherme liegt dabei östlich, (2) exakt unterhalb bzw. (3) westlich des aktiven magmatischen Bogens. Eine Abkühlung des asthenosphärischen Mantels findet hierbei keine Berücksichtigung. Dies bedeutet, daß der Mantelkeil zwar Wärme an die umgebenden Einheiten abgibt, dabei jedoch nicht seine Temperatur ändert. Diese starke Vereinfachung kann sicherlich nur unter Voraussetzung einer ständigen Nachlieferung von heißem Asthenosphärenmaterial aus dem Backarc-Bereich vorgenommen werden. Unter der Annahme, daß die Mantelkonvektion durch den Subduktionsprozeß (mit Subduktionsgeschwindigkeiten von etwa 8 cm/a) induziert wird, können bei einer hundertprozentigen Kopplung auch Konvektionsgeschwindigkeiten in dieser Größenordnung angenommen werden. Modelle z.B. von Hsui (1988), Davies und Stevenson (1992), Furukawa (1993 a, b) sowie Peacock (1990, 1993), bei denen diese Mantelkonvektion modelliert wird, zeigen ähnliche wie die hier vereinfachten Verläufe der Temperaturisolinen für den Bereich des Mantelkeils. Die Reduktion auf eine vorgegebene Isotherme stellt daher für die Bestimmung der krustalen Temperaturen keine wesentliche Einschränkung dar.

Einfluß der krustalen radiogenen Wärmeproduktionsverteilung

Die Oberflächenwärmeflußdichte setzt sich im wesentlichen aus zwei verschiedenen Anteilen zusammen. Zum einen durch die Wärmeproduktion im Erdkern und -mantel, zum

anderen durch die Wärmeproduktion in der Kruste. Die Wärmeproduktion wird durch den Zerfall radioaktiver Elemente wie Uran, Thorium und Kalium bestimmt. Die durch den Zerfallsprozeß freigesetzte Strahlungsenergie wird durch Absorption in Wärmeenergie umgesetzt. Im Bereich des Erdmantels und Erdkerns kommen noch exotherme Prozesse, wie z.B. Phasenumwandlungen hinzu. Bei der Quantifizierung dieser Wärmequellen ergeben sich jedoch erhebliche Probleme. Für begrenzte Regionen wurde von Birch et al. (1968) sowie Roy et al. (1968) eine Beziehung zwischen der Oberflächenwärmeflußdichte (Q_s) und der krustalen Wärmeproduktion (A) hergeleitet:

$$Q_s = Q_M + D A, \quad (3.3)$$

wobei Q_M einen Wärmeflußdichteanteil aus größeren Tiefen (Mantelwärmeflußdichte) darstellt. Der Parameter D besitzt die Einheit einer Länge und entspricht der für die Region charakteristischen Mächtigkeit der oberflächennahen radiogenen Schicht. Von Lachenbruch (1970) wurde diese Beziehung verallgemeinert zu:

$$Q_s = Q_M + \int_0^{z^*} A(z) dz, \quad (3.4)$$

mit z^* der Tiefe, in der die konstante Mantelwärmeflußdichte (Q_M) angenommen wird. Lachenbruch (1970) zeigt, daß die Verteilung radioaktiver Elemente nicht homogen sein muß, sondern jede Tiefenverteilung ($A(z)$) möglich ist, solange gilt:

$$\int_0^{z^*} A(z) dz = D A_0 \quad (3.5)$$

und

$$A(z=0) = A_0. \quad (3.6)$$

Gewöhnlich werden folgende drei Modellverteilungen, die diese Kriterien erfüllen, genutzt: die Stufenfunktion mit $A(z) = A_0$ für $0 \leq z \leq D \equiv z^*$, die lineare Funktion mit $A(z) = A_0(1 - z/2D)$ für $0 \leq z \leq 2D \equiv z^*$ sowie die Exponentialfunktion mit $A(z) = A_0 \exp^{-z/D}$ für $0 \leq z \leq z^*$.

Für das Referenzmodell wurde entsprechend Standardmodellen eine konstante Wärmeproduktionsverteilung innerhalb der kontinentalen Kruste von $0,9 \mu W/m^3$ nach Weaver und Tarney (1984) gewählt. Die Wärmeproduktionsraten für die ozeanische Kruste wurde auf $0,25 \mu W/m^3$ (Schatz und Simmons, 1972) und die des ozeanischen sowie kontinentalen Lithosphärenmaterials auf $0,02 \mu W/m^3$ nach Chapman und Furlong (1992) festgelegt (s. Tab. 3.1). Diese beiden Parameter wurden während der folgenden Modellierungen nicht variiert. Variiert werden im folgenden die Wärmeproduktionsverteilungen innerhalb der kontinentalen Kruste. Dazu wird eine exponentielle Verteilung mit unterschiedlichen Oberflächenwärmeproduktionsraten von $1,5, 3,0$ und $4,0 \mu W/m^3$ gewählt. Als charakteristische Mächtigkeit (D) der radiogenen Schicht wurde in allen Fällen 10 km angenommen

(Čermák und Hänel, 1988). Die exponentielle Abnahme findet bis zu einem minimalen Wert von $0,45 \mu W/m^3$ entsprechend für Unterkrustengesteine (Chapman und Furlong, 1992) statt und wird für größere Tiefenbereiche auf diesem Wert konstant gehalten.

Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit

Bei der Ermittlung des Temperaturfeldes bis in Tiefen der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze muß die in Kapitel 2.2.2 behandelte Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit berücksichtigt werden. Den Laboruntersuchungen zufolge können im Temperaturbereich von 0 bis $1000^\circ C$ Erniedrigungen der Wärmeleitfähigkeiten bis zu 50 % auftreten (s. Abb. 2.10). Das Abnahmeverhalten der Wärmeleitfähigkeit mit zunehmender Temperatur kann durch folgenden Ausdruck beschrieben werden (Čermák und Hänel, 1988; Kurve 4 in Abb. 2.10):

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{(1 + c T)}. \quad (3.7)$$

Hierbei sind λ_0 die Wärmeleitfähigkeit bei $0^\circ C$, T die Temperatur in $[^\circ C]$ und c eine Materialkonstante. Für sämtliche Materialien wurde $c = 10^{-3} C^{-1}$ festgesetzt (Balling, 1995). Für Wärmeleitfähigkeiten unter Oberflächenbedingungen (λ_0) wurden in Anlehnung an Meßwerte (Čermák und Rybach, 1982; Zoth und Hänel, 1988) für Krustenmaterialien $3,0 W/mK$ (saure Gesteine) und für subkrustales Lithosphärenmaterial $4,4 W/mK$ (ultrabasische Gesteine) angenommen.

Für das Referenzmodell wurden mittlere Wärmeleitfähigkeiten genutzt, die die Temperaturabhängigkeit schon indirekt implizieren. Für krustales Material wurden mittlere Wärmeleitfähigkeiten von $2,5 W/mK$ (van den Beukel und Wortel, 1988) und für subkrustales Lithosphärenmaterial von $3,3 W/mK$ (Turcotte und Schubert, 1982) gewählt (s. Tab. 3.1).

Ergebnisse der zweidimensionalen Subduktionsmodelle

Das Temperaturfeld für das Referenzmodell ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Temperatur-Tiefen-Verteilung in der ozeanischen Lithosphäre im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne kann am linken Rand des Modells abgelesen werden. Der Forearc-Bereich ist durch einen niedrigen geothermischen Gradienten im Bereich der überlagernden Platte gekennzeichnet, was in großen Abständen der Isothermen deutlich wird. Unter Nutzung von Gleichung 2.9 kann für das Subduktionssystem eine Péclet-Zahl-Bestimmung vorgenommen werden (Peacock, 1989): Mit einer Subduktionsrate von $8,4 cm/a$, einer charakteristischen Länge L von $50 km$ (entspricht der halben Mächtigkeit der ozeanischen Lithosphäre) und einer Temperaturleitfähigkeit für das Lithosphärenmaterial von

$10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ergibt sich eine Péclet-Zahl von 133. Daraus folgt, daß der advective Wärmetransport den Wärmetransport durch Konduktion dominiert. Während der Subduktion werden ausschließlich die obersten Kilometer der ozeanischen Lithosphäre erwärmt. Der tiefergelegene Teil der ozeanischen Lithosphäre ist zu weit entfernt, um durch den Advektionsprozeß beeinflußt zu werden. Im Bereich des magmatischen Bogens besitzt die Oberkante der abtauchenden Lithosphäre maximale Temperaturen von etwa 400°C ; Temperaturen, die zu gering sind, um eine Schmelzbildung zu ermöglichen. Erwärmt wird die Oberkante der ozeanischen Lithosphäre zum einen durch entstehende Reibungswärme entlang der Scherzone, zum anderen durch die „warme“ überlagernde kontinentale Lithosphäre. Um den Temperaturbereich zur Bildung von Schmelzen zu erreichen, sind in diesem Modell Scherspannungen von etwa 100 MPa notwendig. Dieser Wert ist unrealistisch, da er ein bis zwei Größenordnungen höher als gemessene Scherfestigkeiten von Gesteinen unter erhöhten Druck- und Temperaturbedingungen liegt (Yuen et al., 1978). Aus diesem Grund wurde der Einfluß eines asthenosphärischen Mantelkeils, in dem ein konvektiver und somit effektiverer Wärmetransport zugelassen wird, auf die Temperaturbedingungen in der überlagernden Kruste untersucht.

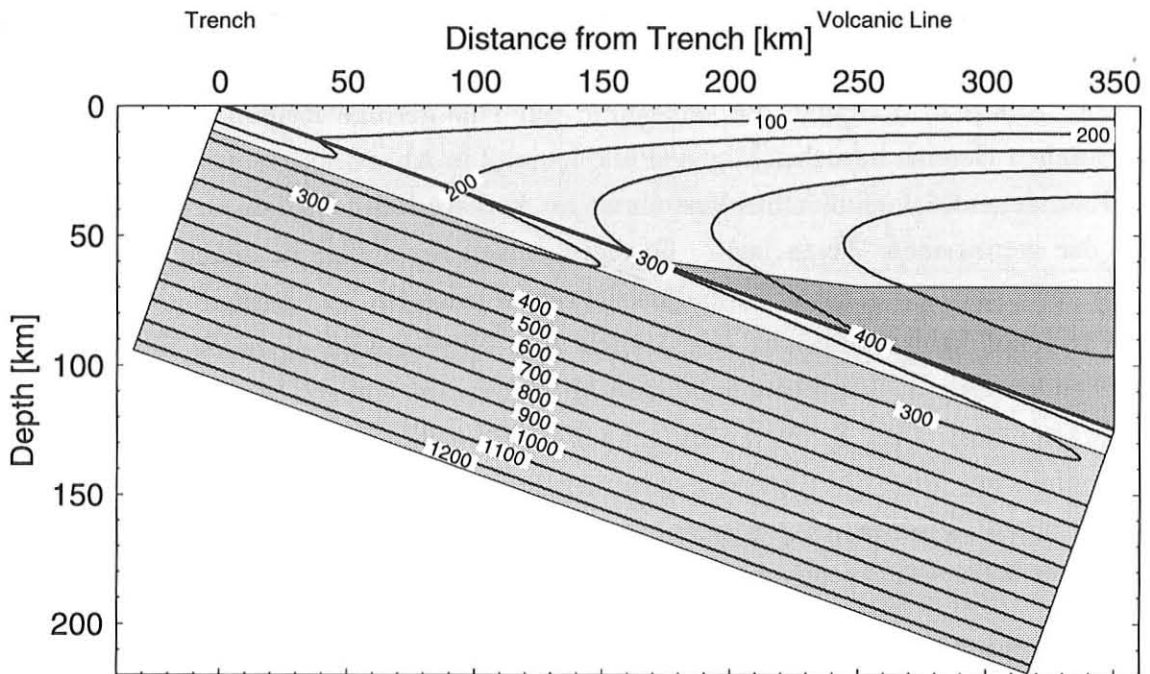


Abbildung 3.8: Berechnete Temperaturverteilung einer Subduktionszone ohne asthenosphärischen Mantelkeil. Die Parameter entsprechen dem Referenzmodell (Tab. 3.1).

In Abbildung 3.6 sind fünf Profilpunkte (A-E) angegeben, für die im folgenden Temperatur- bzw. Wärmeflußdichteprofile aufgezeigt werden. Hiermit können die Ein-

flüsse einzelner Parameter auf diese Profile analysiert werden. Das Profil C-D entspricht der Kontaktzone bis in 60 km Tiefe, welche dem maximalen Kontakt von ozeanischer und kontinentaler Kruste entspricht (Schmitz, 1993). Die Temperaturen hierfür werden über die jeweilige Tiefe (z_f entsprechend Abb. 3.3) aufgetragen. Es können die ermittelten Temperaturen (Abb. 3.9) mit der Erdbebenverteilung entlang der Scherzone verglichen und die Temperaturbereiche für den spröd/duktile Übergang angegeben werden. Krustale Temperaturen unterhalb des magmatischen Bogens werden im Profil A-B dargestellt (Abb. 3.10). Hier ist die Überprüfung unterschiedlicher Szenarien bezüglich der Bildungsbedingungen von Schmelzen möglich. Das Profil C-E entlang der Oberfläche entspricht einem West-Ost-Schnitt, so daß die hier ermittelten Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilungen (Abb. 3.11) direkt den in Bohrungen bestimmten Werten gegenübergestellt werden können. Die Variationsbreite der ermittelten Geothermen spiegelt die Einflußstärke der einzelnen Parameter wider. Zum Vergleich werden zusätzlich in sämtlichen Darstellungen die entsprechenden Resultate des Referenzmodells gezeigt.

Es zeigt sich, daß die an der Scherzone angenommene *Reibungswärme* (Abb. 3.9a, 3.10a und 3.11a) einen entscheidenden Einfluß auf das Temperaturregime des Forearc-Bereichs ausübt. Sie beeinflusst in entscheidender Weise sowohl die Temperaturen entlang der Kontaktzone als auch die Verteilung der Oberflächenwärmeflußdichte. Dagegen ist ihr Einfluß auf die Temperaturen im Bereich des vulkanischen Bogens unwesentlich. Aus den Modellen, die keine bzw. nur eine geringe Reibungswärme im oberflächennahen Bereich berücksichtigen (Fälle 1 und 2 in Abb. 3.7), resultiert ein Minimum der Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung im Forearc-Bereich, daß in der Größenordnung der gemessenen Werte liegt. Dagegen zeigen die Fälle, in denen eine konstante bzw. erhöhte Reibungswärme berücksichtigt wurde, ein nur geringfügig ausgebildetes Wärmeflußdichte-Minimum. Zusätzlich zum Niveau wird ebenfalls die Breite des entstehenden Oberflächenwärmeflußdichte-Minimums im Forearc-Bereich durch die Reibungswärme bestimmt. Schmelzbedingungen im Bereich des magmatischen Bogens werden ebenfalls nur unter der Annahme extremer Reibungswärme produktionen erreicht. Für die Fälle einer mittleren Scherspannung von 15 MPa resultieren maximale Temperaturen von etwa 550°C.

Die Abbildungen 3.9b, 3.10b und 3.11b zeigen den Einfluß eines *asthenosphärischen Mantels* zwischen abtauchender ozeanischer Lithosphäre und überlagernder kontinentaler Kruste auf das Temperaturfeld der Lithosphäre. Während entlang der Kontaktzone (Abb. 3.9) keine Unterschiede zwischen dem Referenzmodell und den Modellen, die einen asthenosphärischen Mantelkeil berücksichtigen, besteht (Dominanz des advektiven Wärmetransportes), wird das krustale Temperaturfeld im Bereich des magmatischen Bogens von der Position des Asthenosphärenkeils beeinflusst. Die krustale Temperaturver-

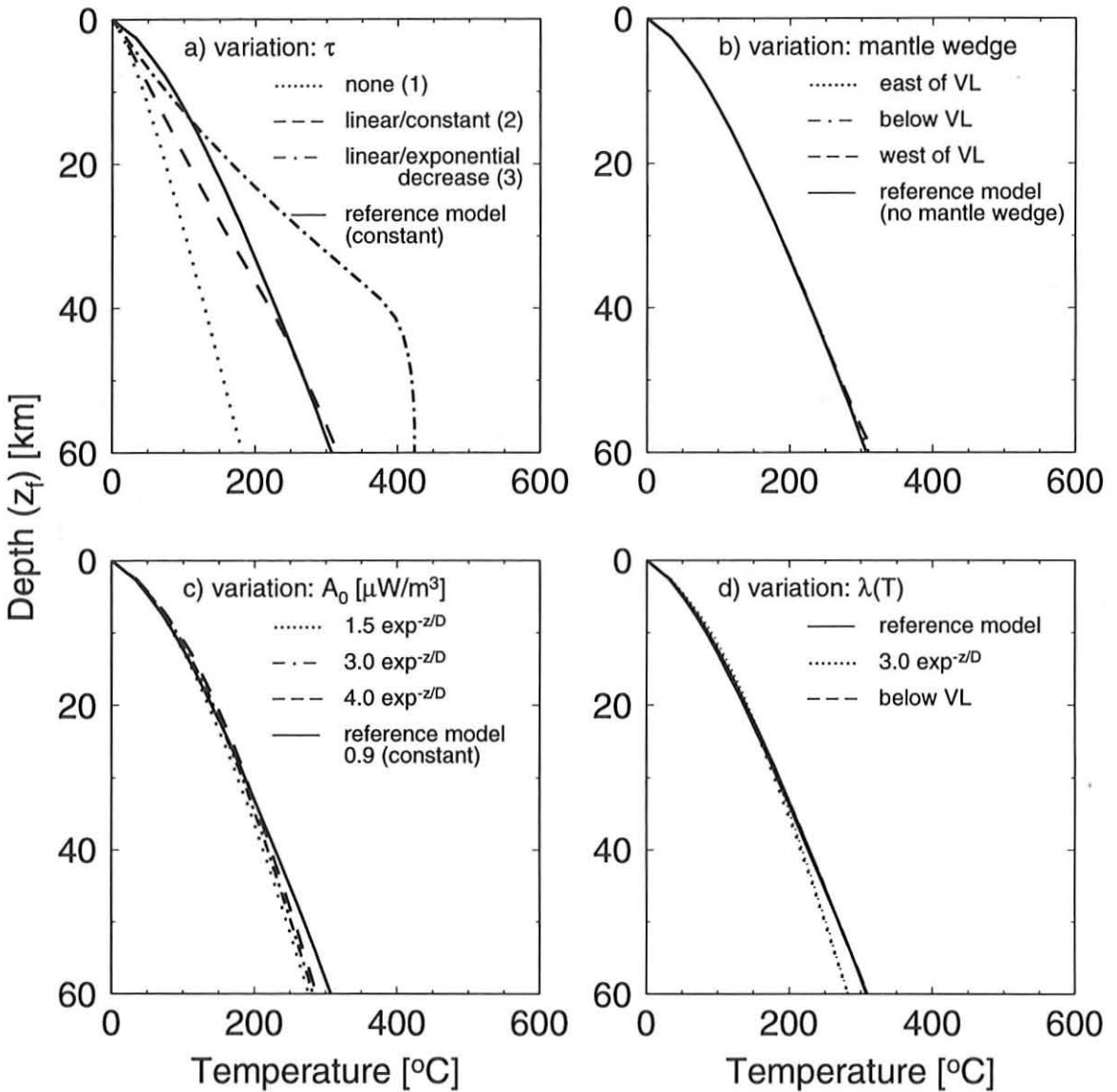


Abbildung 3.9: Ermittelte Temperaturen entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre (s. Profil C-D in Abb. 3.6) durch Variation der Parameter: (a) Scherspannung (τ , Nomenklatur s. Abb. 3.7), (b) Einfluß eines asthenosphärischen Mantelkeils und seiner Position in Bezug auf den magmatischen Bogen (VL), (c) Wärmeproduktionsverteilung in der kontinentalen Kruste sowie (d) temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeiten (temperaturunabhängig: dünne Linie; temperaturabhängig: fette Linie). Durchgezogenes Profil entspricht dem des Referenzmodells.

teilung über dem Asthenosphärenkeil ist stark durch die vorgegebenen Temperaturrandbedingungen ($T_{(Oberfläche)} = 0^\circ\text{C}$ und $T_{(Asthenosphäre)} = 1250^\circ\text{C}$) bestimmt, so daß Aussagen über die krustale Temperaturverteilung in diesen Bereichen nur bedingt möglich sind. Durch die Existenz des asthenosphärischen Mantels kann ein genereller Anstieg der Oberflächenwärmeflußdichte bis in den Bereich des magmatischen Bogens erklärt werden.

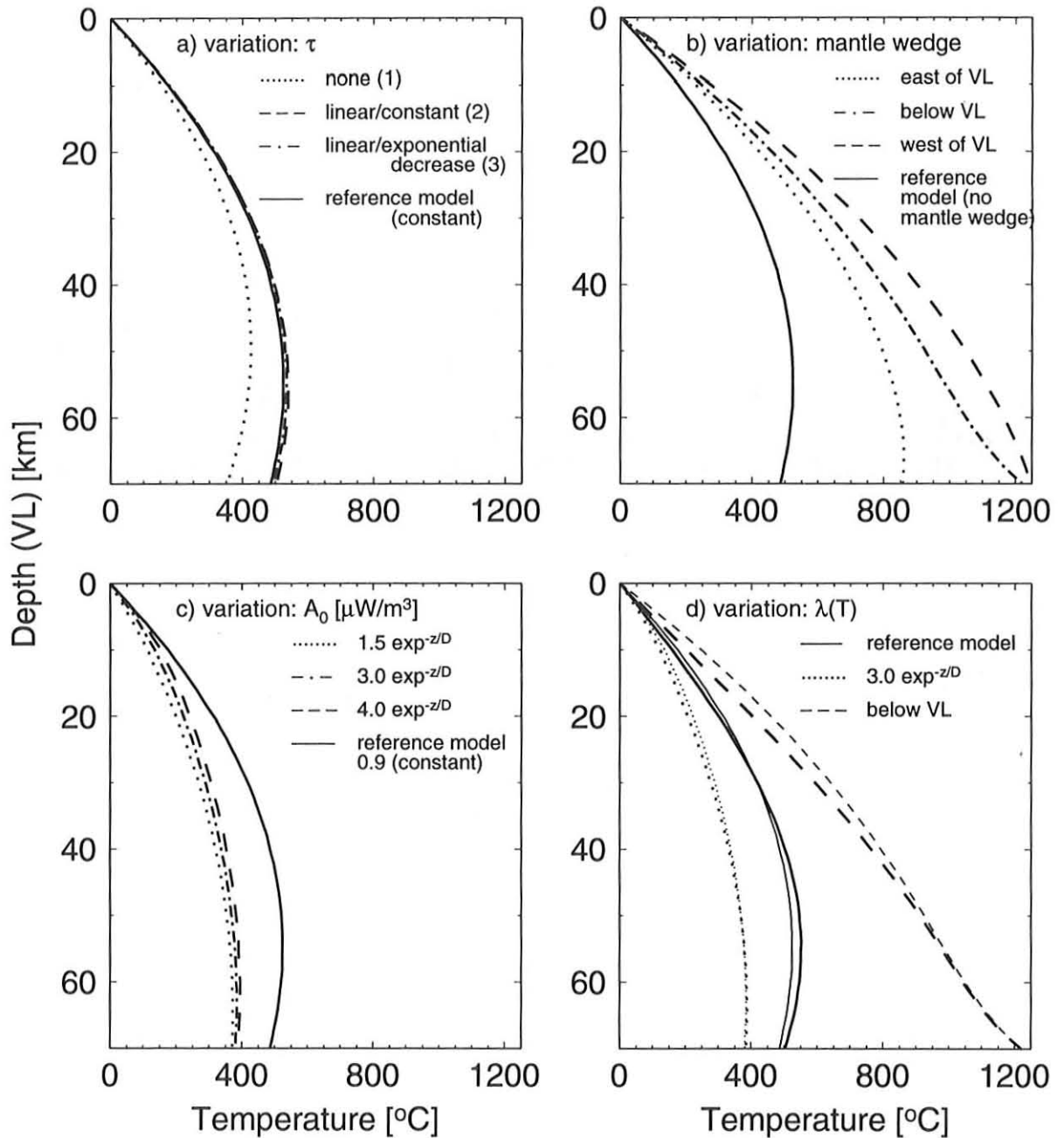


Abbildung 3.10: Ermittelte Temperaturen im Bereich des magmatischen Bogens (VL) (s. Profil A-B in Abb. 3.6) durch Variation der Parameter: (a) Scherspannung (τ , Nomenklatur s. Abb. 3.7), (b) Einfluß eines asthenosphärischen Mantelkeils und seiner Position in Bezug auf den magmatischen Bogen (VL), (c) Wärmeproduktionsverteilung in der kontinentalen Kruste sowie (d) temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeiten (temperaturunabhängig: dünne Linie; temperaturabhängig: fette Linie). Durchgezogenes Profil entspricht dem des Referenzmodells.

Es resultiert jedoch für den magmatischen Bogen eine Wärmeflußdichte von maximal $60\text{--}70 \text{ mW/m}^2$. Instationäre Einflüsse, wie z.B. die Platznahme und Abkühlung von Intrusivkörpern finden noch keine Berücksichtigung. Die westliche Begrenzung des Asthe-

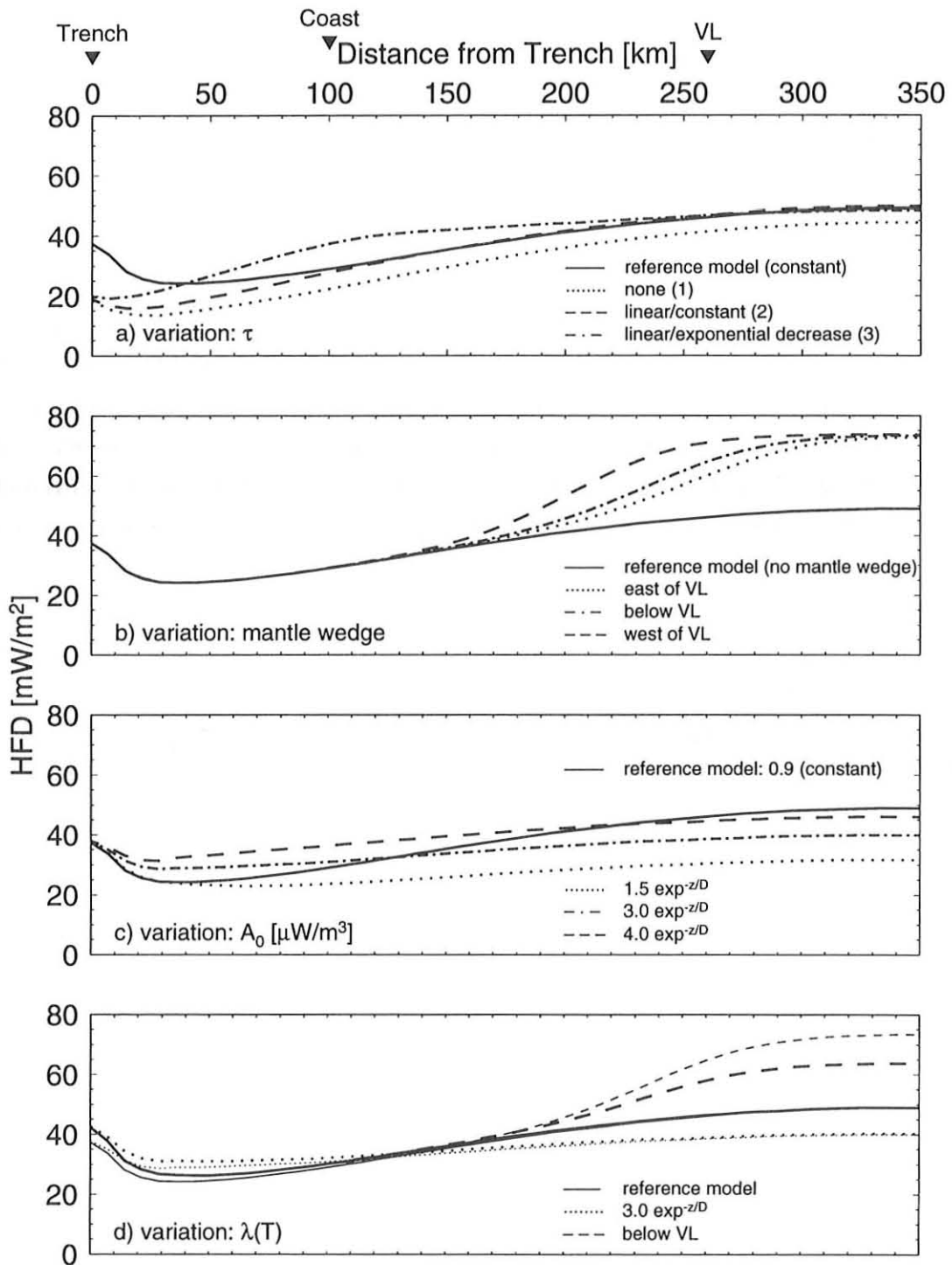


Abbildung 3.11: Ermittelte Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung (s. Profil C-E in Abb. 3.6) durch Variation der Parameter: (a) Scherspannung (τ , Nomenklatur s. Abb. 3.7), (b) Einfluß eines asthenosphärischen Mantelkeils und seiner Position in Bezug auf den magmatischen Bogen (VL), (c) Wärme-produktionsverteilung in der kontinentalen Kruste sowie (d) temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeiten (temperaturunabhängig: dünne Linie; temperaturabhängig: fette Linie). Durchgezogenes Profil entspricht dem des Referenzmodells.

nosphärenmaterials kann aufgrund seines geringen Einflusses auf die Oberflächenwärme-

flußdichte nicht festgelegt werden. Die ermittelten Oberflächenwärmeflußdichten liegen im Auflösungsbereich der gemessenen Wärmeflußdichte-Werte. Aufgrund der Temperaturbedingungen unterhalb des magmatischen Bogens kann eine Minimalabschätzung für die westliche Begrenzung des Asthenosphärenkeils vorgenommen werden. Liegt die maximale Ausdehnung des asthenosphärischen Mantels östlich des magmatischen Bogens, so werden Temperaturbedingungen zur Generierung von Schmelzen nicht erreicht.

Die Abbildungen 3.9c, 3.10c und 3.11c zeigen den Einfluß unterschiedlicher *Wärmeproduktionsverteilungen* innerhalb der kontinentalen Kruste auf das Temperaturfeld der Lithosphäre. Durch Variation der Oberflächenwärmeproduktionsrate wird ausschließlich das Niveau der Oberflächenwärmeflußdichte jedoch nicht ihr genereller Verlauf beeinflusst. Zudem ist die Größe der Oberflächenwärmeflußdichte abhängig von der Krustenmächtigkeit. Im Gegensatz zu dem Forearc-Bereich (mit geringer Krustenmächtigkeit) liegt die Oberflächenwärmeflußdichte für das Referenzmodell im Bereich maximaler Krustenmächtigkeit (Bereich des magmatischen Bogens) aufgrund der höheren krustalen Gesamtwärmeproduktion höher als bei den Modellen mit exponentiell mit der Tiefe abnehmender Wärmeproduktionsrate. Die Auswirkungen auf die Temperaturen im Forearc-Bereich sowie im Bereich des vulkanischen Bogens sind gering.

Für die Behandlung der *temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeiten* wurde jeweils ein Fall der vorhergehenden Modellierungen: (a) das Referenzmodell (—), (b) das Modell mit einer Oberflächenwärmeproduktion von $3,0 \mu W/m^3$ und exponentieller Abnahme (\cdots), sowie (c) das Modell mit existierendem Mantelkeil bis unter den magmatischen Bogen (- - -) untersucht (s. Abb.'n 3.9d, 3.10d und 3.11d). Ein Vergleich der jeweiligen Modelle (temperaturabhängig/temperaturunabhängig) ist erschwert durch die indirekte Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit bei den vorhergehenden Modellierungen. Die „kalten“ Modelle (a) und (b) liefern nahezu identische Ergebnisse, so daß mit den mittleren Wärmeleitfähigkeiten die Temperaturabhängigkeit bereits gut angenähert wurde. Lediglich im Fall (c) tritt eine Erniedrigung der Oberflächenwärmeflußdichte auf, die durch einen erniedrigten Temperaturgradienten verursacht wird.

Abkühlung oberflächennaher Magmenkammern

Durch die vorangegangenen Modellierungen zum Temperaturfeld wurden die Bildung und der Aufstieg von Schmelzen nicht berücksichtigt. Es konnte gezeigt werden, daß durch die Berücksichtigung von Asthenosphärenmaterial ($1250^\circ C$ -Isotherme) in 70 km Tiefe eine Oberflächenwärmeflußdichte von $60\text{-}70 \text{ mW}/m^2$ für den Bereich des magmatischen Bogens resultiert. Der magmatische Bogen ist durch lokale Maxima der Oberflächenwärmeflußdichte gekennzeichnet, wie z.B. die Lokation El Loa ($150 \text{ mW}/m^2$, s. Abb. 2.18). Nach

Chapman und Rybach (1985) können lokale Wärmeflußdichte-Anomalien auf oberflächen-nahe Wärmequellen zurückgeführt werden; für den magmatischen Bogen kann daher auf die Existenz oberflächennaher Magmenkammern geschlossen werden. Im folgenden soll untersucht werden, inwieweit Oberflächenwärmeflußdichte-Maxima durch sich abkühlende Magmenkammern erklärt werden können.

Kenntnisse über Volumen, Tiefenlage, Form sowie Temperaturen für Magmenkammern der Vulkane in den zentralen Anden sind weitgehend unbekannt. Von unterschiedlichen Autoren werden Annahmen über die Volumenverhältnisse von Magmenkammern, aus denen die Vulkane gespeist werden, und extrudierten Laven von 1:1 bis 10:1 getroffen (s. z.B. Francis und Rundle, 1976; Francis und Hawkesworth, 1994). Diese Verhältnisangaben sind jedoch sowohl zeitlich als auch regional sehr variabel sowie stark von der Zusammensetzung der gefördertten Magmen abhängig. Somit können aus mittleren Extrusionsvolumen nur grobe Vorstellungen über die Magmenkammervolumen gewonnen werden. Extrusionsvolumen für die Vulkane der zentralen Anden sind von Francis und Hawkesworth (1994) bestimmt worden. Aus der Mittelwertbildung ergeben sich durchschnittliche Extrusionsvolumen unabhängig vom Alter von etwa 24 km^3 pro Vulkan. Ebenfalls sehr variabel sind die Tiefen der Magmengenerierung und -intrusion. Geochemische Analysen deuten an, daß Magmen im Bereich der unteren/mittleren Kruste differenzieren, mit dieser reagieren und in unterschiedliche Niveaus der mittleren/oberen Kruste intrudieren (Davidson und de Silva, 1995). Intrusionstiefen für Magmen der zentralen Anden wurden aus geobarometrischen Untersuchungen abgeschätzt und deuten für einzelne Vulkane auf relativ flache Tiefen der Magmenkammern von $< 10\text{-}12 \text{ km}$ hin (Feeley und Davidson, 1994; Matthews, et al. 1994). Ebenfalls wurden Temperaturabschätzungen vorgenommen. Sie ergeben einen Temperaturbereich von etwa $800\text{-}1100^\circ\text{C}$ für die Magmenkammern.

Exemplarisch wurden folgende Annahmen bezüglich einer Magmenkammer getroffen: als Form der Magmenkammer wird die einfache Geometrie eines Quaders mit gleicher Längen- und Breitenausdehnung angesetzt. Als mittleres Magmenkammervolumen wurde eine etwa 8-fache Menge des o.g. durchschnittlichen Extrusionsvolumens gewählt. Unterschieden werden zwei Fälle, eine Magmenkammer mit einer Ausdehnung von $7 \times 7 \times 4 \text{ km}$ (Länge, Breite, Höhe) (Abb. 3.12a, b) und eine Magmenkammer mit einer Ausdehnung von $14 \times 14 \times 1 \text{ km}$ (Abb. 3.12c, d). Um den Einfluß dieser Magmenkammern auf die Oberflächenwärmeflußdichte zu untersuchen, wird die Tiefenlage der Magmenkammern variiert. Die Intrusionstemperatur wurde entsprechend der Größenordnung für andesitische Schmelzen mit 1000°C festgelegt.

Das Abkühlungsverhalten von Magmenkammern muß aufgrund deren lokal begrenzter Ausdehnung als dreidimensionales Problem behandelt werden. Für einfache geometrische Formen von Intrusivkörpern sind analytische Lösungen der Wärmetransportgleichung u.a.

bei Carslaw und Jäger (1959) oder Hänel und Mongelli (1988) gegeben (s. Anhang D.2.3). Der Aufstieg der Magmen sowie die zeitliche Platznahme werden dabei nicht berücksichtigt, es wird lediglich die zeitliche Entwicklung des Temperaturfeldes einer bereits existierenden Magmenkammer untersucht. Unterschiede in der Temperaturleitfähigkeit zwischen Intrusion und umgebendem Gestein sowie eine krustale radiogene Wärmeproduktion werden vernachlässigt.

Aus den Untersuchungen lassen sich folgende Aussagen ableiten: Die Größe der durch die Magmenkammer verursachten Oberflächenwärmeflußdichte-Anomalie ist vornehmlich von der Intrusionstiefe abhängig und nur von sehr kurzer Zeitdauer. Für beide untersuchten Magmenkörper sind, unabhängig von ihrer Tiefenlage, die Oberflächenwärmeflußdichte-Anomalien in weniger als 1 *Ma* auf Werte abgeklungen, die im Falle des für die zentralen Anden verfügbaren Datensatzes nicht mehr auflösbar wären ($< 10 \text{ mW/m}^2$). Das Erreichen des Oberflächenwärmeflußdichte-Maximums ist tiefenabhängig und liegt für Intrusionen zwischen 4 und 14 *km* Tiefe zwischen 0,1 und 0,5 *Ma*. Extremalabschätzungen hierfür wurden von Hurter und Pollack (1995) anhand der Fälle einer Extrusion sowie des „magmatic underplating“ für das Paraná-Becken (S-Brasilien) untersucht. Im Falle eines „magmatic underplating“ kann eine Temperaturstörung mehrere Millionen Jahre andauern, jedoch mit sehr geringen und somit nicht auflösbaren Temperaturstörungen im oberflächennahen Bereich. Oberflächenwärmeflußdichte-Anomalien in der Größenordnung von 80-100 mW/m^2 lassen sich nur durch sehr oberflächennahe Magmenkammern in Tiefenlagen von 4-5 *km* (Oberkante der Intrusion) erklären. Magmenkammern in Tiefen $> 10 \text{ km}$ liefern keinen signifikanten Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte. Die lokale Ausdehnung der Wärmeflußdichte-Anomalie (Anomalie $> 10 \text{ mW/m}^2$) an der Erdoberfläche ist abhängig von der Mächtigkeit der Magmenkammer und liegt bei den untersuchten Fällen (4 *km* und 1 *km* Mächtigkeit) bei der vierfachen bzw. doppelten Magmenkammerbreite (s. Abb. 3.12b, d).

3.4 Backarc-Bereich

Der Backarc-Bereich der zentralen Anden, das heißt die Ostkordillere und das Subandin, ist stark durch Einengungstektonik, verbunden mit Überschiebungstektonik, geprägt (Isacks, 1988; Roeder, 1988; Gubbels et al., 1993; Kley, 1993; Schmitz, 1994). Entlang einer nach W einfallenden Rampe wird der Brasilianische Schild unter die andine Kruste geschoben, woraus eine Krustenverdickung folgt. Durch diesen aktiven tektonischen Prozeß (10 *Ma* bis rezent) wird auch das Temperaturfeld der Lithosphäre beeinflusst. So kann für den Backarc-Bereich des Andenorogens nicht von stationären Temperatur-

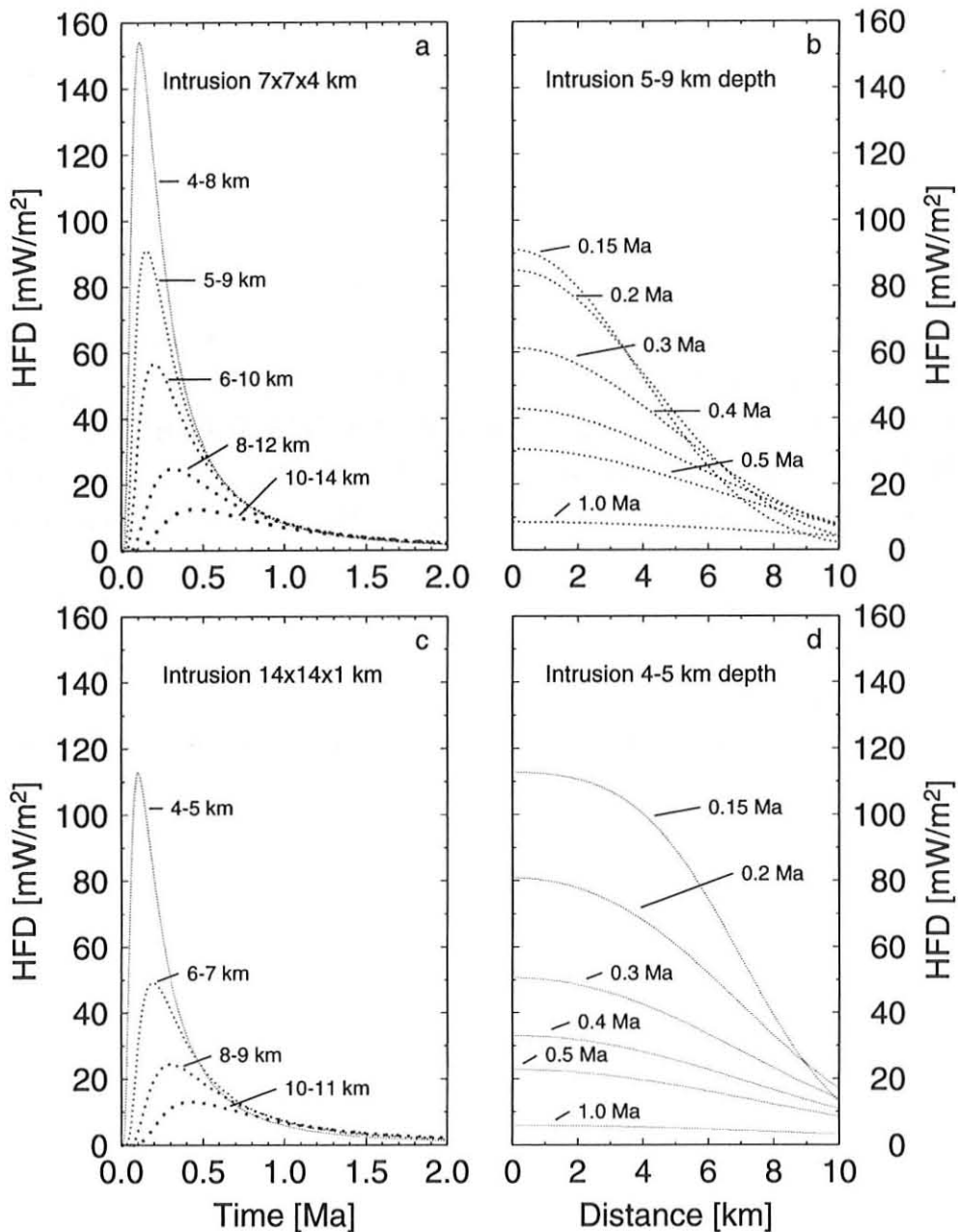


Abbildung 3.12: Oberflächenwärmeflußdichte-Effekte sich abkühlender Magmenkammern. a) Quaderförmige Intrusion mit einer Ausdehnung von $7 \times 7 \times 4$ km in unterschiedlichen Tiefenlagen und ihr zeitlicher Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte. b) Intrusion aus (a) in 5-9 km Tiefe und ihr regionaler und zeitlicher Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte. c) Quaderförmige Intrusion mit einer Ausdehnung von $14 \times 14 \times 1$ km in unterschiedlichen Tiefenlagen und ihr zeitlicher Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte. d) Intrusion aus (c) in 4-5 km Tiefe und ihr regionaler und zeitlicher Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte. Nullpunkt der Entfernungsskala entspricht dem Zentrum der Intrusion an der Erdoberfläche.

bedingungen ausgegangen werden. Transiente Effekte, hervorgerufen sowohl durch den

Überschiebungsprozeß als auch durch eine Temperaturrelaxation, müssen in die Bestimmungen mit einbezogen werden.

Modelle zur thermischen Entwicklung von Überschiebungsprozessen wurden von unterschiedlichen Autoren hergeleitet, beruhen jedoch überwiegend auf eindimensionalen Temperaturabschätzungen. Diese *eindimensionalen Modelle* basieren zum einen auf dem Ansatz einer sägezahnartigen Verteilung der Anfangstemperatur, welche aus einer unendlich hohen Überschiebungsgeschwindigkeit resultiert (z.B. England und Thompson, 1984). Andere Modelle gehen von einer homogenen Krustenverdickung (Peacock, 1989; McKenzie, 1978¹) aus, welche sich ebenfalls mit unendlich hoher Geschwindigkeit vollzieht. Aus diesen beiden Ansätzen kann somit lediglich die thermische Relaxation im Anschluß an eine Krustenverdickung vollzogen werden. In Abbildung 3.13 sind für diese beiden Modelle Temperatur-Tiefen-Verläufe zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach der Krustenverdickung dargestellt (aus Peacock, 1989). Beide Modelle zeigen, daß mit Beginn des Relaxationsprozesses zunächst eine Temperaturgradientenverringerung (im Vergleich zur unverdickten Kruste) verbunden ist. Im Fall einer Krustenstapelung ist die Temperaturinversion nach etwa 5 *Ma* abgebaut, und die Temperatur nimmt über die gesamte Krustenmächtigkeit mit der Tiefe zu. Erst nach einer Relaxationszeit von etwa 60 *Ma* wird eine Erhöhung des oberflächennahen Temperaturgradienten (gegenüber der Startzeit $t = 0$) aufgrund der vermehrten (verdoppelten) radiogenen Wärmeproduktion erreicht. Daraus kann gefolgert werden, daß für den Backarc-Bereich keine stationären Temperaturbedingungen angenommen werden können, da diese zu überhöhten krustalen Temperaturen führen (s. Kurven für t_{∞} in Abb. 3.13). Bei diesen Modellen werden folgende Gesichtspunkte nicht berücksichtigt: (1) durch die Eindimensionalität wird nur ein vertikaler Wärmetransport behandelt und (2) durch die „plötzliche“ Krustenverdickung wird ein Temperaturangleich während der Verdickung nicht berücksichtigt. So gewähren diese Modelle nur einen stark limitierten Einblick in das durch Krustenverdickung gestörte Temperaturfeld.

Der Prozeß einer Krustenstapelung muß somit als zweidimensionales Phänomen betrachtet werden. Da geologisch relevante Überschiebungsgeschwindigkeiten gering sind, müssen auch Temperatúrausgleichsprozesse durch Konduktion während der Krustenstapelung berücksichtigt werden. Dies führt zu *2D-Modellierungen* wie z.B. von Shi und Wang (1987) oder Germann (1990). Diese Modellierungen zeigen, daß bei Überschiebungen mit geologisch relevanten Geschwindigkeiten keine Temperaturinversionen resultieren. Nur bei unrealistisch hohen Überschiebungsgeschwindigkeiten von etwa 2 *m/a*

¹Die bei McKenzie (1978) hergeleitete analytische Lösung behandelt die Temperaturentwicklung aufgrund einer ausgedünnten thermischen Lithosphäre. Wird der von McKenzie eingeführte Extensionsfaktor β kleiner 1 gewählt, so entspricht die analytische Lösung einer Verdickung der Lithosphäre.

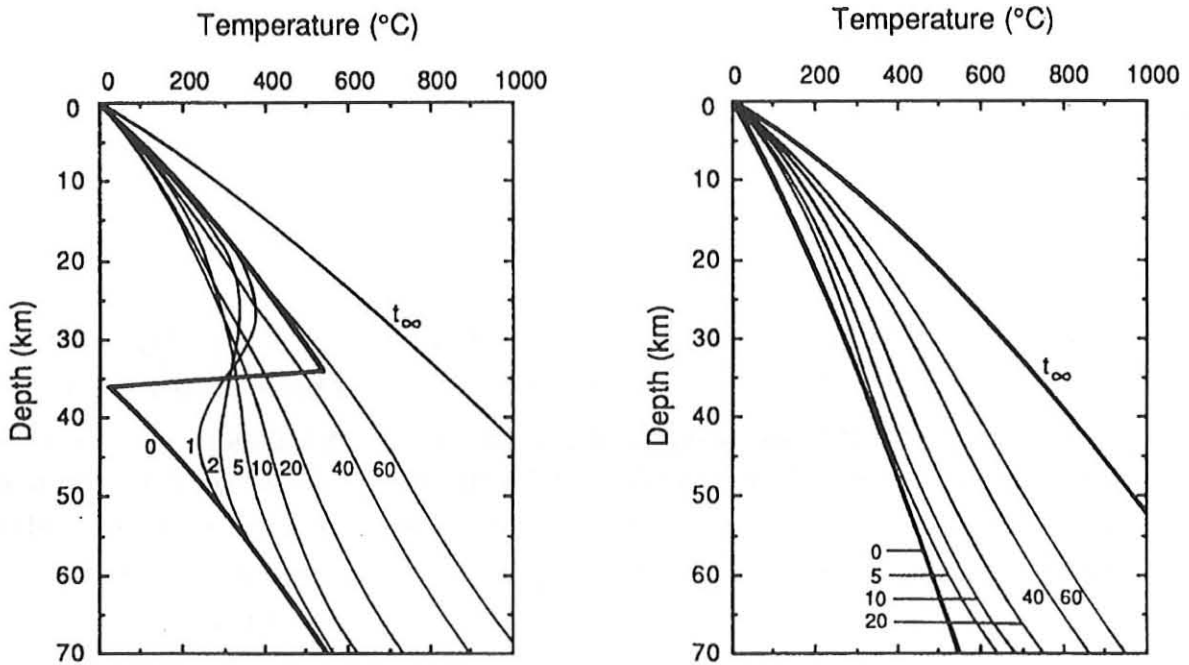


Abbildung 3.13: Zeitliche Temperaturentwicklung im Anschluß an eine „plötzliche“ Krustenverdickung (aus Peacock, 1989). Zeitangaben in Millionen Jahren. Links: aufgrund einer Krustenstapelung, woraus zur Zeit der Stapelung eine sägezahnartige Temperaturverteilung vorherrscht; Rechts: aufgrund einer homogenen Krustenverdickung.

ergeben sich invertierte Temperaturverläufe entsprechend den eindimensionalen Modellen (Shi und Wang, 1987). Wie schon bei den Subduktionsmodellen (s. Kap. 3.2 und 3.3) berücksichtigt, sollte auch hier die Entstehung von Reibungswärme einbezogen werden. In der Arbeit von Shi und Wang (1987) bleibt dieses Phänomen unbehandelt, es wird jedoch bei Germann (1990) berücksichtigt. Im folgenden soll hier ein 2D-Modell erstellt werden, um lithosphärische Temperaturbereiche sowie eine mögliche Tiefenlage der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze für den Backarc-Bereich abschätzen zu können.

2D-Modell zur Krustenstapelung

Zur Abschätzung der lithosphärischen Temperaturbedingungen für den Backarc-Bereich wurde folgendes Modell zur Krustenstapelung entwickelt (s. Abb. 3.14): zu Beginn der Stapelung ($t = 0$) besteht ein homogenes Temperaturfeld resultierend aus einer Kruste mit unterlagerndem lithosphärischen Mantel. Der Prozeß der Unterschiebung von Kruste und lithosphärischem Mantel in Richtung W unter die andine Kruste wurde in zwei Schritten realisiert. Der Austausch (1) des Lithosphärenmaterials durch das unterschobene Krustenmaterial erfolgt aus technischen Gründen instantan (schraffierter Bereich in Abb. 3.14). Anschließend (2) wird der zu unterschiebenden Lithosphäre (Kruste und Man-

tel) eine Geschwindigkeit zugewiesen. Bei diesem Modell einer Krustenstapelung werden Prozesse wie isostatische Ausgleichsvorgänge sowie syntektonische Erosion nicht berücksichtigt, das heißt, es bildet sich kein Plateau aus, an dem Erosionsvorgänge ablaufen können. Der Einfluß isostatischer Ausgleichsvorgänge auf das lithosphärische Temperaturfeld spielt eine untergeordnete Rolle (Germann, 1990). Dagegen haben syntektonische Erosionsvorgänge einen deutlichen Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte. Dieser Einfluß wird im Kapitel 3.6 separat diskutiert.

Ausgehend von einer Krustenverkürzung für die Ostkordillere und das Subandin von 140 km seit dem Miozän (Gubbels et al., 1993; Kley, 1993) wird eine mittlere Geschwindigkeit für den Prozeß der Krustenstapelung von etwa 1,4 cm/a angenommen. Ein Überschiebungswinkel (α) von 15° wurde in Anlehnung an Schmitz (1994) gewählt. Die Krustenmächtigkeit vor der Stapelung beträgt 35 km entsprechend der Krustenmächtigkeit des Andenvorlandes und Brasilianischen Schildes. Da die Krustenmächtigkeit bei der Krustenstapelung konstant gehalten wird, resultiert so eine verdickte Kruste von 70 km. Die thermischen Materialparameter (λ, A) wurden entsprechend denen der mittleren Krusten- und Lithosphärenzusammensetzung aus Tabelle 3.1 gewählt. Als Randbedingungen gelten eine 0°C-Isotherme am oberen Modellrand, am rechten und linken Modellrand findet kein horizontaler konduktiver Wärmefluß ($\frac{\partial T}{\partial x} = 0$) statt und am unteren Rand wird eine Basiswärmeflußdichte vorgegeben. Durch den oben beschriebenen instantanen Materialaustausch (Austausch von Lithosphärenmaterial durch Krustenmaterial) werden für den Bereich der Krustenverdickung (schraffierter Bereich in Abb. 3.14) Krustenparameter angenommen, die eigentlich erst während des Überschiebungsprozesses für diese Gebiete relevant werden. Aufgrund der veränderten Materialparameter resultieren höhere Temperaturen. Aus einer Modellrechnung, bei der dieser Materialaustausch für 10 Ma (Zeitdauer des Krustenstapelungs-Prozesses) vorgenommen wurde, jedoch ohne Geschwindigkeitszuweisung für die Kruste und Lithosphäre, ergibt sich eine maximale Temperaturerhöhung für diesen Bereich von 65°C. Diese Temperaturerhöhung kann als Fehler der Temperaturbestimmung, resultierend aus der Vereinfachung des Überschiebungsprozesses, angesehen werden.

Die Überschiebungsbahn ist gekennzeichnet durch eine Zone mit entstehender Reibungswärme. In Anlehnung an die Subduktionsmodelle wurde sie als eine 1 km-mächtige Scherzone angenommen, in der eine konstante Wärmeproduktion vorgegeben wird. Sie setzt sich entsprechend Anhang D aus dem Produkt von Überschiebungsgeschwindigkeit und Scherspannung zusammen. Zwei Fälle werden hier unterschieden, ein Regime niedriger Scherspannung ($\tau = 10 \text{ MPa}$) von einem hoher Scherspannung ($\tau = 100 \text{ MPa}$).

Die thermische Randbedingung der Modellunterseite ist als Wärmeflußdichte-Randbedingung realisiert. Durch Änderung dieser Randbedingung wird das Erschei-

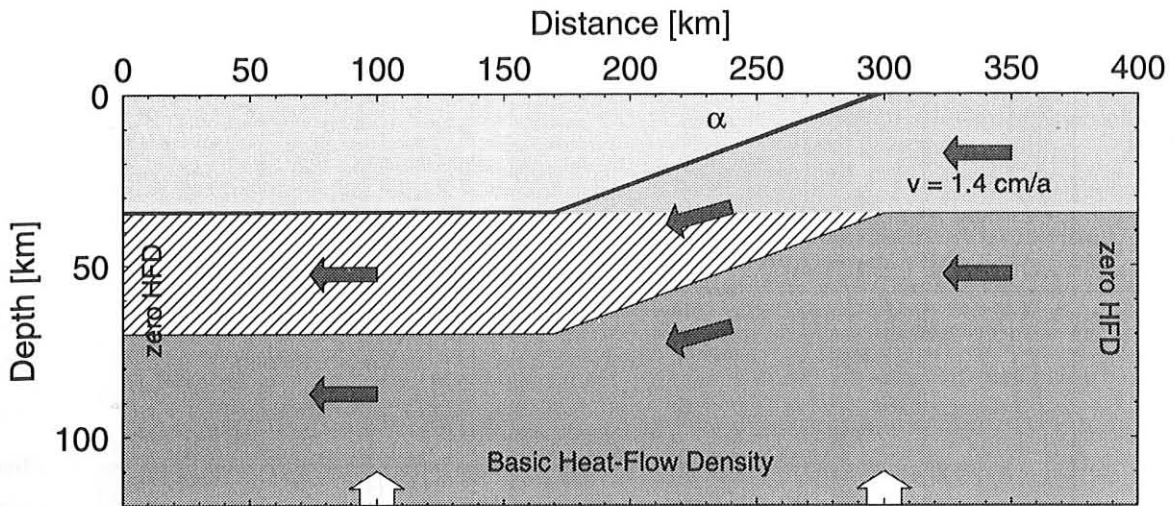


Abbildung 3.14: Modell zur Krustenstapelung. Der schattierte Bereich wird zu Beginn der Überschiebung ($t = 0$) durch Krustenmaterial ersetzt. Die Kruste und Lithosphäre wird mit einer Geschwindigkeit von $1,4 \text{ cm/a}$ und einem Winkel $\alpha = 15^\circ$ unter ein unbewegliches Krustensegment geschoben. Am rechten und linken Rand des Modells findet kein horizontaler konduktiver Wärmefluss statt. Eine 0°C -Isotherme dient als obere Randbedingung. Variation der Basiswärmeleitdichte am unteren Rand des Modells.

nungsbild des Temperaturfeldes nicht verändert. Hiermit steht vielmehr ein Parameter zur Verfügung, mit dem das Niveau des Temperaturfeldes beeinflusst werden kann. Eine Erhöhung bzw. Erniedrigung des basalen Wärmeflusses ist (bei Konstanz sämtlicher weiterer thermischer Parameter) mit einem steileren bzw. flacheren Temperaturgradienten verbunden. Im folgenden werden hier zwei Extremmodelle dargestellt, ein „kaltes“ und ein „warmes“ Regime. Als „kaltes“ Modell wird die Basiswärmeleitdichte so gewählt, daß Oberflächenbedingungen resultieren, die den Oberflächenwärmeleitdichte-Bestimmungen des Andenvorlandes (Chaco) entsprechen. Aus einer Basiswärmeleitdichte von 12 mW/m^2 ergeben sich eine Oberflächenwärmeleitdichte von 45 mW/m^2 und eine Tiefenlage der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze (1250°C -Isotherme) von etwa 215 km . Das „warme“ Modell wurde entsprechend einer Oberflächenwärmeleitdichte von etwa 60 mW/m^2 erstellt. Aus einer Basiswärmeleitdichte von 30 mW/m^2 resultiert eine Lithosphären/Asthenosphären-Grenze in etwa 95 km Tiefe (s. Abb. 3.15).

Die resultierenden Temperatur- und Oberflächenwärmeleitdichte-Verteilungen 10 Ma nach Beginn der Überschiebung sind in Abbildung 3.15 dargestellt. Die jeweiligen Anfangstemperaturverteilungen ($t = 0$) können noch am rechten Rand des Modells abgelesen werden; aufgrund des hier lediglich advektiv stattfindenden Wärmetransports in horizontaler Richtung resultiert keine Verformung der Isothermen. Das generelle Temperaturverteilungsmuster ist durch eine Verzerrung der Isothermen im Bereich der Überschiebungszone als Folge der Absenkung von kälterem Material in größere Tiefenbereiche bestimmt.

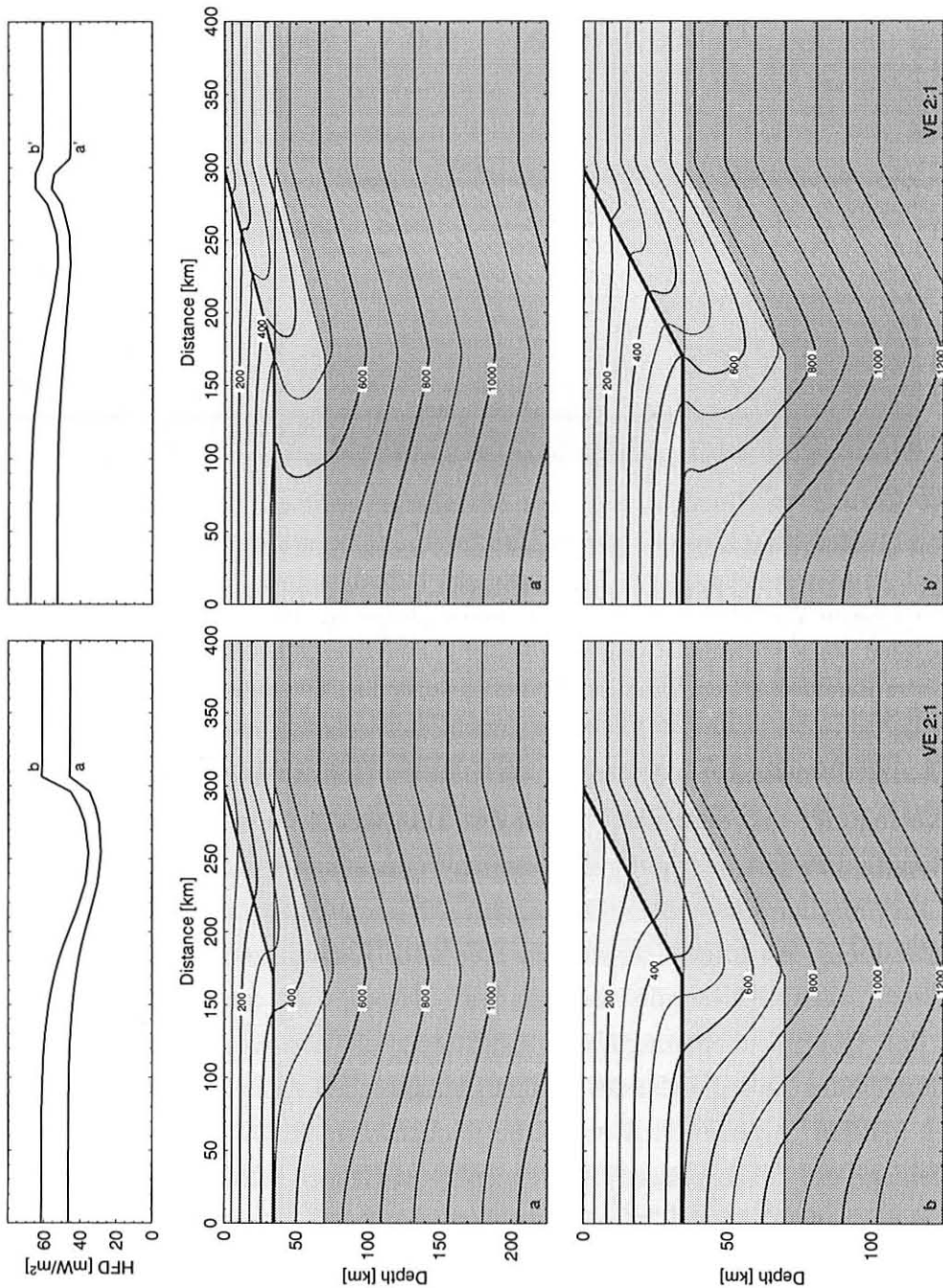


Abbildung 3.15: Temperatur- und resultierende Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilungen 10 *Ma* nach Beginn einer Krustenstapelung mit unterschiedlichen Anfangstemperaturbedingungen: a und a') durch das „kalte“ Modell zu einer Anfangs-Oberflächenwärmeflußdichte von 45 mW/m^2 ; b und b') durch das „warme“ Modell zu einer Anfangs-Oberflächenwärmeflußdichte von 60 mW/m^2 . Modelle mit konstanter Scherspannung von 10 *MPa* (a und b) bzw. 100 *MPa* (a' und b') entlang einer 1 *km*-mächtigen Scherzone. Der Isolinienabstand beträgt 100°C . Die Modelle b und b' sind zur besseren Auflösung zweifach überhöht dargestellt.

Der damit verbundene größere Abstand der Isothermen zeichnet sich auch in einem lokalen

Minimum der Oberflächenwärmeflußdichte ab. Da sich die gesamte Lithosphäre absenkt, werden die Isothermen parallel verformt; für den Bereich des horizontalen Materialtransportes (Bereich des linken Modellrands) gleichen sich die Isothermen wieder entsprechend einem stationären Temperaturfeld an.

Je nach Anfangstemperaturfeldbedingung resultieren Temperaturen entlang der Kruste/Mantel-Grenze von etwa 500-650°C für das „kalte“ Modell und etwa 700-1000°C für das „warme“ Modell. Für den Überschiebungsbereich (Profilkilometer 170 bis 300) folgt die Kruste/Mantel-Grenze annähernd einer Isotherme. Das Temperaturfeld wird durch einen advektiven Wärmetransport, hervorgerufen durch die Plattenbewegung, dominiert. Ein konduktiver Temperatenausgleich findet nur geringfügig statt. Der Advektionsprozeß erzeugt ein Oberflächenwärmeflußdichte-Minimum von etwa 20 mW/m^2 . Für den Bereich der gestapelten Kruste (Profilkilometer 0 bis 170) wird Material nur in horizontaler Richtung transportiert, das heißt, es wird kein kaltes Material in größere Tiefen verfrachtet, so daß sich das Temperaturfeld konduktiv einer Gleichgewichtsbedingung annähern kann. Die Auswirkungen einer Temperaturerhöhung aufgrund einer höheren Wärmeproduktionsrate (durch eine verdickte Kruste) ist in der Oberflächenwärmeflußdichte nicht erkennbar. Dieser Effekt bewirkt eine signifikante Oberflächenwärmeflußdichte-Erhöhung erst nach wesentlich längeren Zeitintervallen ($\approx 60 Ma$, s.a. Abb. 3.13). Eine Temperaturinversion (sägezahnartige Temperatur-Tiefen-Verteilung) stellt sich unter Überschiebungsbedingungen mit niedriger Scherspannung (10 MPa) an keiner Stelle des Modells ein. Ein Vergleich der hier erzielten Resultate mit den eindimensionalen Abschätzungen zeigt vielmehr eine ähnliche Temperatur-Tiefen-Verteilung entlang des Profils entsprechend der homogenen Krustenverdickung (s. Abb. 3.13).

Eine grundsätzlich unterschiedliche krustale Temperaturverteilung folgt aus den Modellen mit hoher Reibungswärme (100 MPa) entlang der Scherzone (Abb. 3.15 a', b'). Die hier entstehende Reibungswärme ($44 \mu W/m^3$) liegt etwa 50 mal höher als die radiogene Wärmeproduktion des umgebenden Materials. Sie ist jedoch auf einen sehr schmalen Bereich konzentriert und demzufolge ergeben sich signifikante Änderungen im Temperaturfeld insbesondere in der Umgebung der Überschiebungszone. Durch den zusätzlichen Transportprozeß von kaltem Material in größere Tiefen können entlang gedachter Temperatur-Tiefenprofile (z.B. bei Profilkilometer 150) Temperaturinversionen entstehen. Die Verteilung der Oberflächenwärmeflußdichte zeigt kein ausgeprägtes Minimum wie in den Modellen mit niedriger Reibungserwärmung. Im Austrittsbereich der Überschiebungszone (Profilkilometer 300) resultiert, bedingt durch die lokal hohe Wärmeproduktion durch Reibung, ein Maximum in der Oberflächenwärmeflußdichte. Aufgrund der Reibungserwärmung wird im Bereich des linken Modellabschnittes das Ober-

flächenwärmeflußdichte-Niveau lediglich um einen Betrag von etwa 5 mW/m^2 angehoben.

3.5 Andenvorland (Chaco)

Der Chaco bildet das Vorland der Anden und stellt den Übergang zum Brasilianischen Schild dar. Er erstreckt sich als große Tiefebene, in der Sedimente des Subandins abgelagert wurden. Kompressionsstrukturen aus dem Subandin setzen sich in abgeschwächter Form unter den Sedimenten fort. Für das Andenvorland werden vereinfachend stationäre, rein konduktive und eindimensionale Wärmetransportprozesse angenommen und modelliert. Die Variation der bestimmten Geothermen beruht auf der Wahl der unterschiedlichen thermischen Parameter (λ, A) für das Krustenmaterial. Wie schon in den vorangegangenen Modellierungen, wird auch hier von einer mittleren Krustenzusammensetzung ausgegangen.

Die Wärmetransportgleichung (Gl. D.1) wird mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode gelöst. Als Randbedingungen werden zwei Temperaturbedingungen gewählt: als obere Temperaturreandbedingung eine 0°C -Isotherme und als untere Randbedingung eine Isotherme, die der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze (1250°C) entspricht. Variiert wird die Tiefenlage der Asthenosphären/Lithosphären-Grenze zwischen 150 und 200 km Tiefe. Zusätzlich wurde die Verteilung der radiogenen Wärmeproduktion in der Kruste variiert. Folgende Fälle werden unterschieden: eine konstante Wärmeproduktion ($0,9 \mu\text{W/m}^3$) sowie die exponentielle Abnahme der Wärmeproduktion mit Oberflächenwerten von 1,5 bzw. $3,0 \mu\text{W/m}^3$ (Bestimmung der Verteilung s. Kap. 3.3). Zusätzlich wurde eine Geotherme bestimmt, bei der die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit berücksichtigt wird (s.a. Kapitel 3.3). Sämtliche weiteren Parameter entsprechen den Mittelwerten der Tabelle 3.1. Die aus den numerischen Modellierungen resultierenden Geothermen sowie die bestimmten Oberflächenwärmeflußdichten sind in Abbildung 3.16 dargestellt.

Die aus den Modellierungen resultierenden Temperaturen an der Kruste/Mantel-Grenze variieren zwischen 400 und 600°C . Diese Größenordnung entspricht den von Giese (1994) für das Andenvorland bestimmten Temperaturen sowie den Temperaturen einer mittleren kontinentalen Kruste für Kratone von Chapman und Furlong (1992). Die bestimmte Oberflächenwärmeflußdichte ergibt je Parameterwahl Werte zwischen 40 und 55 mW/m^2 . Aufgrund der für das Andenvorland bestehenden niedrigen Oberflächenwärmeflußdichte (s. Abb. 2.19) kann hier von einer kalten kontinentalen Kruste ausgegangen werden, Schmelztemperaturen für Krustengesteine werden in keinem Tiefenbereich erreicht.

Für die ausgedehnten Sedimentbecken des andinen Vorlandes müssen jedoch auch das Temperaturfeld beeinflussende Prozesse wie z.B. die Effekte einer schnellen Sedimenta-

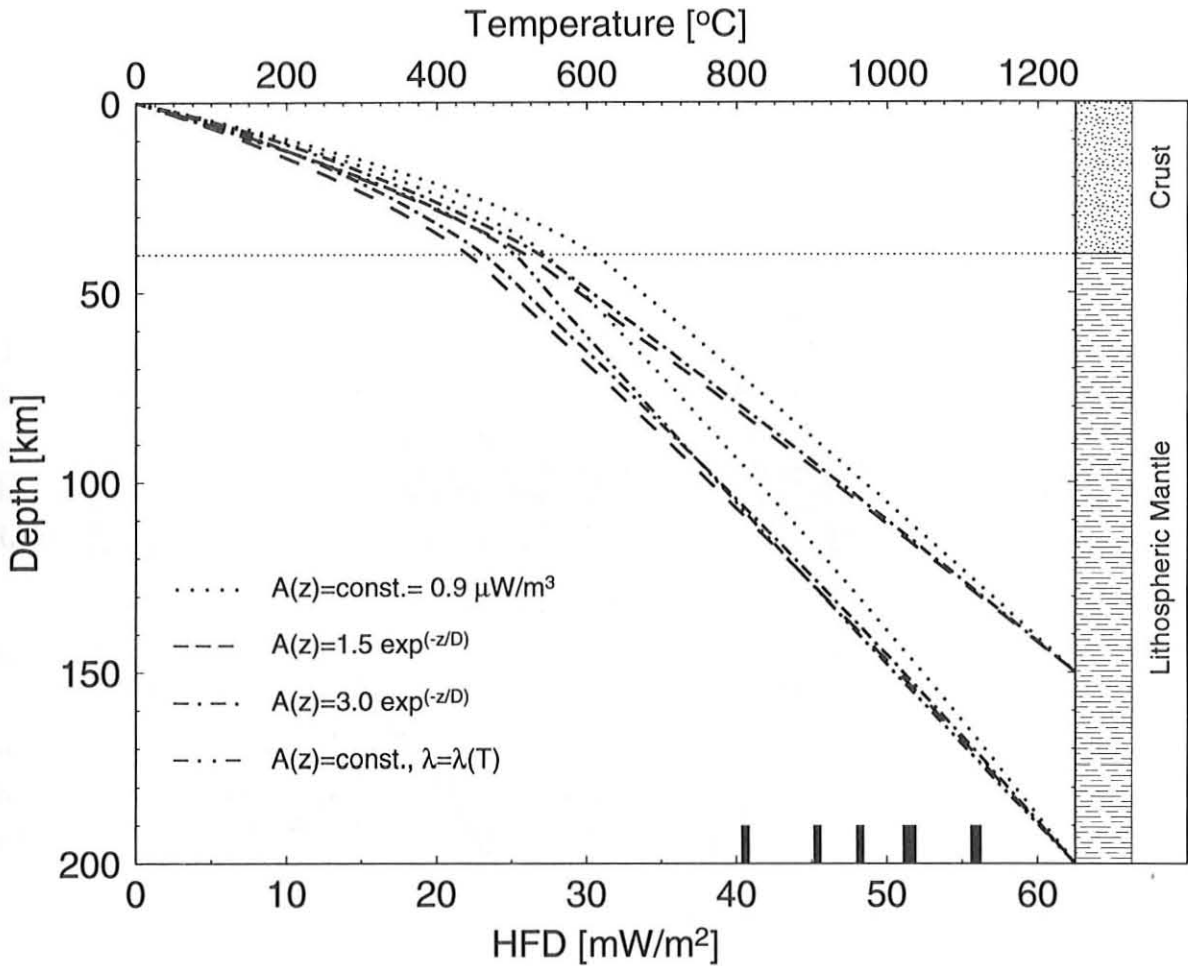


Abbildung 3.16: Temperaturverteilungen und resultierende Oberflächenwärmeflußdichte für das andine Vorland (Chaco). Die Geothermen resultieren aus unterschiedlichen Annahmen zur Wärmeleitfähigkeits- (temperaturunabhängig/temperaturabhängig) und Wärmeproduktionsverteilung sowie unterschiedlichen Tiefenlagen der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze (1250°C-Isotherme).

tion in die Interpretation mit einbezogen werden. Aufgrund von hohen Sedimentationsraten resultiert eine Erniedrigung der Oberflächenwärmeflußdichte, so daß die bestimmten Oberflächenwärmeflußdichten eventuell nicht dem Regime für größere Tiefenbereiche entsprechen. Dieser Gesichtspunkt wird im Kapitel 3.6 behandelt.

3.6 Schlußfolgerungen aus den Modellierungen

Die in den vorangegangenen Abschnitten durchgeführten Modellierungen gehen von unterschiedlichen tektonischen Prozessen aus und beschreiben deren Einflüsse auf das Temperaturfeld der Lithosphäre. Die Ergebnisse sind entlang eines W-E-Schnittes (Abb. 3.17) beispielhaft zusammengestellt und werden im folgenden erläutert:

Die niedrigen Oberflächenwärmeflußdichte-Werte der *Nazca-Platte* können nicht durch

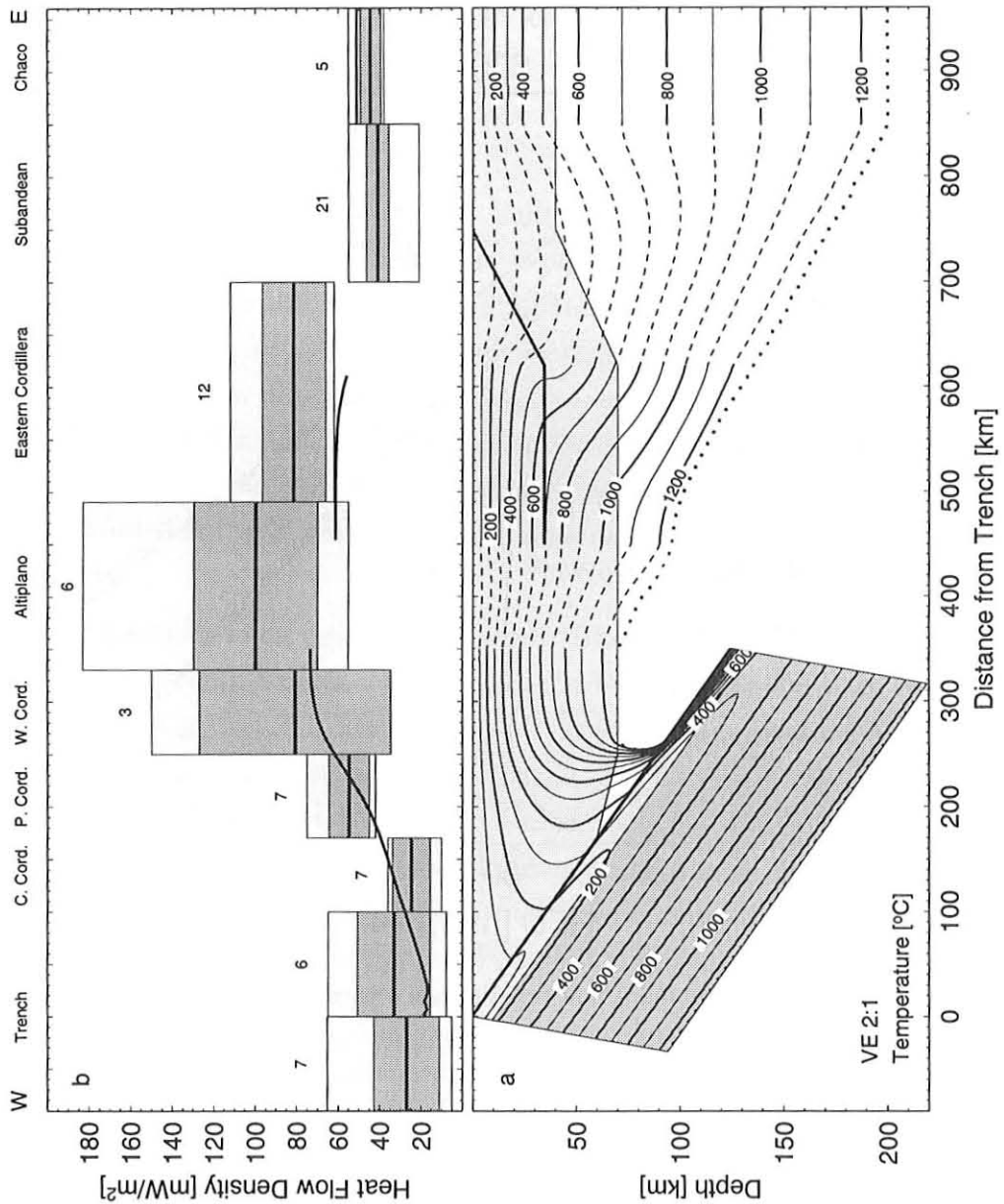


Abbildung 3.17: a: Beispielhafte Temperaturverteilung für die Lithosphäre der zentralen Anden entlang eines W-E-Schnittes bei 21°S. Durchgezogene Isolinien (—) entsprechen Ausschnitten, für die Modellrechnungen durchgeführt wurden, gestrichelte Isolinien (---) für extrapolierte Abschnitte (1250°C-Isotherme linear extrapoliert), 1250°C-Isotherme (···). b: Mittelwerte der Oberflächenwärmeflußdichte in den tektonischen Einheiten aus Abbildung 2.19 sowie aus den Modellierungen resultierende Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung. Parameter für die Modellierungen: *Subduktionsmodell*: Fall 2 der Scherspannungsverteilung (Abb. 3.7) entlang der Kontaktzone sowie westliche Ausdehnung eines Asthenosphärenkeils bis in den Bereich des magmatischen Bogens. *Krustenstapelungsmodell*: „warmes“ Modell mit Anfangs-Oberflächenwärmeflußdichte von 60 mW/m^2 , niedrige Scherspannung (10 MPa) entlang der Überschiebungszone (Ausschnitt 50-170 km aus Abb. 3.15a). *Andenvorland*: Geotherme mit Lithosphären/Asthenosphären-Grenze in 200 km Tiefe. Weitere Parameter siehe Tab. 3.1.

existierende Modelle zur Abkühlung ozeanischer Lithosphären erklärt werden. Bezüglich

ihres Alters besitzt die Nazca-Platte im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne um 20 bis 30 mW/m^2 niedrigere Oberflächenwärmeflußdichte-Werte als eine „durchschnittliche“ ozeanische Lithosphäre. Eine mögliche Erklärung hierfür kann in einer verstärkten Abkühlung ozeanischer Lithosphäre durch oberflächennahe Fluidzirkulationen gesehen werden; dieser Prozeß wird in den rein konduktiven Abkühlungsmodellen nicht berücksichtigt. Die Verwendung dieser Modelle als Randbedingung für Modellierungen des Subduktionsprozesses (Tichelaar und Ruff, 1993 a) führen zu leicht überhöhten Temperaturbedingungen des Forearc-Bereichs. Als repräsentative Geotherme der Nazca-Platte für den Bereich westlich der Peru-Chile-Tiefseerinne wird eine stationäre Geotherme entsprechend der beobachteten Oberflächenwärmeflußdichte von 40 mW/m^2 angesehen. Ausgehend von einem ausschließlich konduktiven Wärmetransport resultiert eine Lithosphären/Asthenosphären-Grenze ($1250^\circ C$) in etwa 100 km Tiefe.

Das Temperaturfeld des *Forearc-Bereichs* wird signifikant durch die entstehende Reibungswärme entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre geprägt. Ausgehend von der niedrigen Oberflächenwärmeflußdichte kann auf ein Regime niedriger Scherspannung geschlossen werden. Die untersuchten Szenarien mit vernachlässigter bzw. geringer Scherspannung im oberflächennahen Bereich approximieren gut die Oberflächenbeobachtungen (s. Abb. 3.17), wohingegen durch die Szenarien mit höheren Scherspannungen überhöhte Oberflächenwärmeflußdichten bestimmt werden. Die Abschätzung einer mittleren Scherspannung für die zentralen Anden von 15 MPa (Froidevaux und Isacks, 1984) wird hierbei als obere Begrenzung angesehen. Der Subduktionswinkel besitzt ebenfalls einen entscheidenden Einfluß auf das Temperaturfeld des Forearc-Bereichs. Bei Berücksichtigung der flachen oberflächennahen Subduktion (Comte und Suárez, 1995) ergeben sich höhere Temperaturen entlang der Kontaktzone und der kontinentalen Kruste. Einen weiteren wichtigen Faktor zur Bestimmung des krustalen Temperaturfeldes stellt die Verteilung der radiogenen Wärmeproduktion innerhalb der kontinentalen Kruste dar. Ihr Einfluß auf die Temperaturen entlang der Kontaktzone ist vernachlässigbar, jedoch beeinflusst sie stark die Oberflächenwärmeflußdichte. Die niedrige Oberflächenwärmeflußdichte des Forearc-Bereichs kann ebenfalls aus einer niedrigen oberflächennahen Wärmeproduktionsrate resultieren. Da jedoch für das gesamte Untersuchungsgebiet keine Meßdaten vorliegen, können keine einschränkenden Aussagen getroffen werden.

Für die maximale Tiefe der seismischen Kopplung zwischen ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre (nach Tichelaar und Ruff (1991, 1993 a, b) sowie Suárez und Comte (1993) in etwa 45 km Tiefe) resultieren Temperaturen von etwa $250^\circ C$ bis $400^\circ C$. Ausgehend von der bestimmten Oberflächenwärmeflußdichte kann folgende Einschränkung der Szenarien vorgenommen werden: durch eine vernachlässigbare Scherspannung im ober-

flächennahen Bereich (s.o.) und eine nur geringfügig zunehmende Scherspannung für größere Tiefen resultieren für die Tiefe der maximalen seismischen Kopplung ($\approx 45 \text{ km}$) 250 bis 300°C und für den Bereich des maximalen Kontaktes von kontinentaler und ozeanischer Kruste (60 km nach Schmitz, 1993) Temperaturen von 300 bis 350°C . Diese Temperaturen liegen in der Größenordnung der von Tichelaar und Ruff (1993 a) bestimmten Temperaturen für den Bereich der maximalen seismischen Kopplung an unterschiedlichen Subduktionszonen von 250°C bis 550°C .

Der Bereich des *aktiven magmatischen Bogens* ist in Streichrichtung des Andenoro-gens durch sehr variable Oberflächenwärmeflußdichte-Werte geprägt. Von Henry (1981) wurden Werte im Bereich des magmatischen Bogens (für S-Peru) in der Größenordnung von etwa 50 mW/m^2 bestimmt. Zwar werden diese von Henry (1981) als „zweifelhaft“ eingestuft, deuten jedoch an, daß der Bereich des magmatischen Bogens nicht einheitlich durch ein Oberflächenwärmeflußdichte-Maximum geprägt ist. Die Lokation El Loa wird als ein lokales Maximum interpretiert.

Die Modellierungen zeigen, daß das Temperaturfeld im Übergangsbereich vom Forearc zum magmatischen Bogen und in östlicher Richtung durch die Existenz eines asthenosphärischen Mantelkeils in geringen Tiefen geprägt ist. Zur Generierung von Schmelzen im subkrustalen Bereich ist die Existenz eines asthenosphärischen Mantels, in dem ein advektiver Wärmetransport ermöglicht wird, notwendig. Eine Minimalabschätzung für die westliche Begrenzung des Asthenosphärenmaterials kann vorgenommen werden; die minimale westliche Ausdehnung des asthenosphärischen Mantels wird mit der Position des magmatischen Bogens gleichgestellt. Für den aktiven magmatischen Bogen wird eine mittlere Oberflächenwärmeflußdichte von etwa $60\text{-}70 \text{ mW/m}^2$ bestimmt (s. Abb. 3.11 und 3.17) und als eine durch den Subduktionsprozeß bedingte Oberflächenwärmeflußdichte ohne Berücksichtigung des aktiven Magmatismus interpretiert.

Das Auftreten lokaler Oberflächenwärmeflußdichte-Anomalien kann durch die Existenz oberflächennaher Magmenkammern interpretiert werden. Anhand der Modellierungen konnte gezeigt werden, daß kurzzeitige ($< 0,5 \text{ Ma}$) Oberflächenwärmeflußdichte-Anomalien in der Größenordnung bis zu 100 mW/m^2 durch oberflächennahe Magmenkammern in Tiefenbereichen von 4-6 km verursacht werden können. Magmenkammern in Tiefenbereichen $> 10 \text{ km}$ besitzen keinen signifikanten Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte und können anhand dieser nicht aufgelöst werden. Die Modellierungen sind jedoch als exemplarisch und lediglich als erste Näherung zu betrachten. Informationen über Aufstiegsmechanismen, Platznahme und Art der Abkühlung (latente Wärme) sind weitgehend unbekannt. Weiterhin wurden Prozesse wie Fluidzirkulationen in den Modellierungen nicht berücksichtigt, diese können jedoch einen wesentlichen Einfluß auf das oberflächennahe Temperaturfeld besitzen. So zeigen z.B. die Messungen im geothermi-

schen Feld El Tatio ein durch Fluide gestörtes Temperaturfeld bis etwa 500 m Tiefe. Für größere Tiefenbereiche stellt sich dort wiederum ein überwiegend konduktiver Wärmetransport ein. Die Störung durch den konvektiven Wärmetransport ist somit nur sehr lokal an ein Störungssystem gebunden. Weitere Anzeichen für den lokalen Einfluß von Fluidzirkulationen im Bereich des magmatischen Bogens können aus der Verteilung der hydrothermalen Quellen abgeleitet werden (Abb. 3.18). Als Liefergebiet dieser Geothermalsysteme können die Salzseen des Altiplano angesehen werden. Meteorische Wässer gelangen dort durch tiefreichende Störungssysteme in größere Tiefen; nach lokaler Aufheizung treten diese am westlichen und östlichen Rand des Altiplano wieder aus.

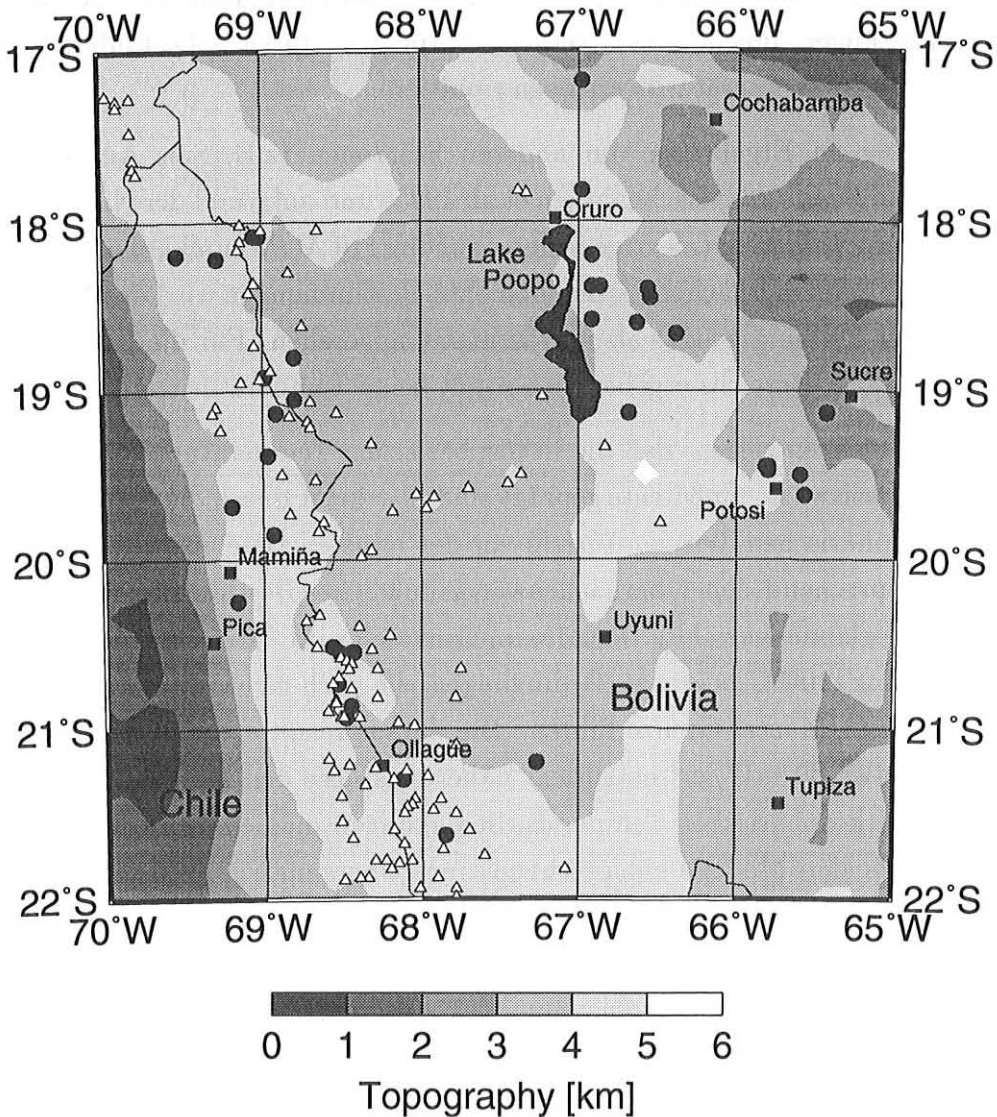


Abbildung 3.18: Lokationen der hydrothermalen Quellen (•) im Bereich der zentralen Anden nach Montes de Oca (1989); Muñoz (1987); Muñoz und Hamza (1993). Lage der Vulkane (△, Kategorie 1 und 2) nach de Silva und Francis (1991).

Der *Backarc-Bereich* der andinen Subduktionszone ist durch eine Krustenstapelung gekennzeichnet, welche auch das Temperaturfeld beeinflusst. Zur Untersuchung der Temperaturbedingungen wurden zwei Modelle mit unterschiedlichen lithosphärischen Temperaturniveaus („warmes“ und „kaltes“ Modell; hervorgerufen durch unterschiedliche Basiswärmeflußdichten) untersucht. Der Einfluß der Scherspannung entlang der Störzone auf die Oberflächenwärmeflußdichte ist zu gering, um sich als markante Anomalie abzuheben. Somit ist eine alleinige Unterscheidung zwischen einem Regime hoher bzw. niedriger Reibungswärme entlang der Störzone aufgrund der Verteilung der Oberflächenwärmeflußdichte nicht möglich. Durch den Prozeß der Krustenstapelung resultieren aufgrund niedriger Überschiebungsbeträge keine Temperaturinversionen, wie sie von anderen Autoren (England und Thompson, 1984; Peacock, 1989) durch eindimensionale Temperatur-Tiefen-Abschätzungen angenommen werden. Verursacht durch hohe Reibungswärmebeiträge können lokale Temperaturinversionen resultieren.

In Anlehnung an Ergebnisse von anderen Störzonen (z.B. San Andreas Störung; Lachenbruch und Sass, 1992; Lachenbruch et al. 1995) und aufgrund der Nichtunterscheidbarkeit der beiden Szenarien (niedrige Scherspannung (10 MPa) und hohe Scherspannung (100 MPa)) aus den Oberflächenwärmeflußdichte-Bestimmungen wird das Regime niedriger entstehender Reibungswärme als repräsentativ angesehen. Für die Krustenstapelung des andinen Backarc-Bereichs ergeben sich somit keine Temperaturinversionen.

Die Modellierungen zeigen, daß die lithosphärischen Temperaturbedingungen signifikant durch die Basiswärmeflußdichte geprägt sind, das heißt durch die getroffenen Annahmen zum lithosphärischen Temperaturfeld vor der Krustenstapelung. Das Minimummodell wurde entsprechend den Oberflächenwärmeflußdichte-Bestimmungen des Subandin und des Andenvorlandes gewählt. Das Maximummodell wird durch Unterkrustentemperaturen von 1000 bis 1100°C begrenzt; Bedingungen, die noch nicht zur Schmelzbildung² im Bereich der Kruste/Mantel-Grenze führen. Die daraus resultierende Oberflächenwärmeflußdichte von etwa 60 mW/m² entspricht näherungsweise den Beobachtungen der Ostkordillere. Die lithosphärischen Temperaturbedingungen müssen somit durch eine Kombination dieser beiden Modelle entsprechend eines Übergangs vom Maximummodell für die Ostkordillere zum Minimummodell für das Subandin und Andenvorland und somit dem Übergang von einer Hochlage der Asthenosphären/Lithosphären-Grenze zur einer „normalen“ Tiefenlage für Schildgebiete angesehen werden.

Eine mittlere Oberflächenwärmeflußdichte von etwa 80 mW/m² für die Ostkordillere (s. Abb. 2.19) kann durch die Krustenstapelungsmodelle nicht erklärt werden (s. Abb.

²Angesetzt wird eine Unterkruste mit überwiegend basaltischer Zusammensetzung (White, 1995); die Schmelztemperaturen wurden nach Schmid (1982) abgeleitet.

3.17). Einen weiteren, bislang in den Modellierungen unberücksichtigten Einfluß, besitzen Erosionsprozesse. Dieser Effekt kann analytisch durch Wärmeleitung in einem sich bewegenden Medium (Carslaw und Jaeger, 1959) abgeschätzt werden. Ihr Einfluß auf den Temperaturgradienten ist in Abbildung 3.19 dargestellt. Ausgehend von Erosionsbeträgen von etwa 0,2 bis 0,4 mm/a (Crough, 1983; s.a. Diskussion bei Henry, 1981) für die letzten 10 bis 15 Ma resultieren Korrekturbeträge für den Temperaturgradienten an der Erdoberfläche von etwa 10 bis 30 %. Einen weiteren, nur schwer abschätzbaren und deswegen nicht weiter quantifizierten Einfluß auf das oberflächennahe Temperaturfeld können zirkulierende Wässer besitzen. Entsprechend den Annahmen zum magmatischen Bogen, muß auch für den Bereich der Ostkordillere mit aufsteigenden warmen Wässern gerechnet werden (s. Abb. 3.18).

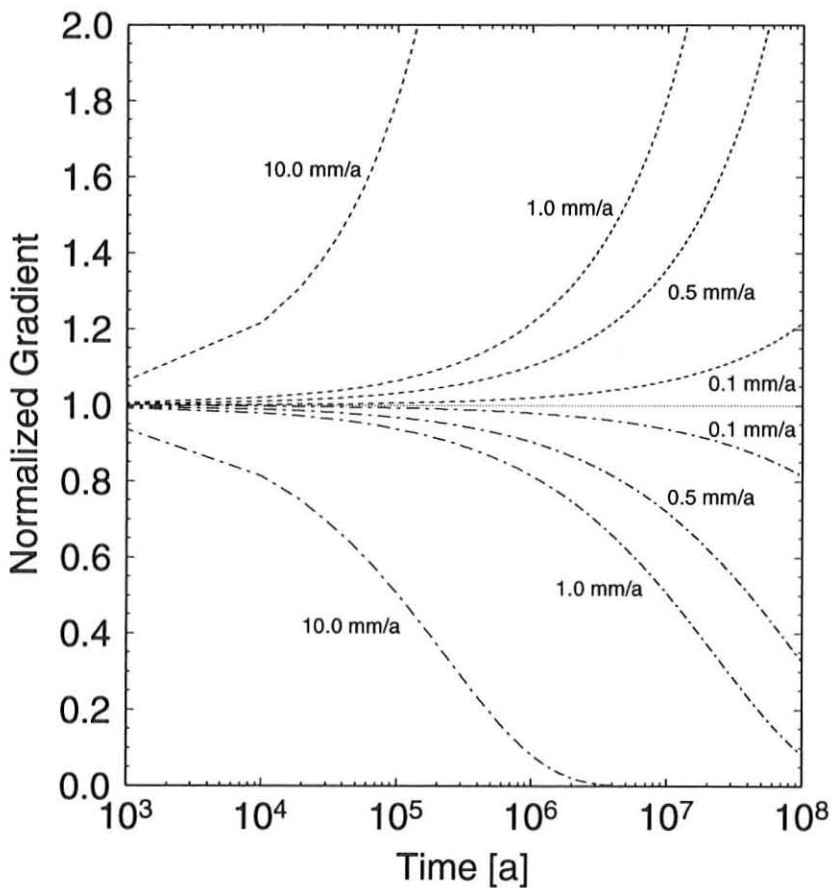


Abbildung 3.19: Effekt von Erosion (---) und Sedimentation (·-·) auf den Temperaturgradienten an der Erdoberfläche, nach Carslaw und Jaeger (1959). Kurvenparameter entsprechen den Erosions- bzw. Sedimentationsraten.

Für das *andine Vorland (Chaco)* wurde zur Modellierung des lithosphärischen Temperaturfeldes die Annahme von stabilen Bedingungen entsprechend eines kontinentalen Schildes getroffen. Es wurden eindimensionale Temperaturmodellierungen unter Vorgabe

der Tiefenlage der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze vorgenommen. Aus den Modellierungen ergibt sich ein Temperaturbereich für die Kruste/Mantel-Grenze von 400 bis 600°C. Durch die Variation der Lithosphärenmächtigkeit resultieren Oberflächenwärmeflußdichten von 40 bis 55 mW/m^2 . Ausgehend von den Oberflächenbeobachtungen läßt sich ein Tiefenbereich der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze von etwa 200 km Tiefe herleiten (s. Abb. 3.17). Subsidenzraten von 0,1 bis 0,4 mm/a für die letzten 10 *Ma* (Coudert et al., 1995) lassen jedoch auf transiente Temperaturstörungen schließen. Diese können zu einer Erniedrigung der Temperaturgradienten an der Erdoberfläche von 10 bis 20 % führen (Abb. 3.19). Eine Repräsentanz der Oberflächenbeobachtungen für die gesamte Lithosphäre ist somit nicht gesichert. Werden höhere Oberflächenwärmeflußdichten in Betracht gezogen, so können Temperaturbedingungen entsprechend der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze schon in wesentlich geringeren Tiefenbereichen angetroffen werden.

Kapitel 4

Vergleich von zentral-andiner Subduktionszone und nordamerikanischer Subduktionszone

Sowohl die Kordillere der zentralen Anden als auch die nordamerikanische Kordillere sind geprägt durch die Subduktion einer ozeanischen Lithosphäre unter eine kontinentale Lithosphäre. Die zentralen Anden stehen in Beziehung zu der westwärts gerichteten Subduktion der ozeanischen Nazca-Platte unter den südamerikanischen Kontinent, die nordamerikanische Kordillere zu den ozeanischen Mikroplatten Gorda, Juan de Fuca und Explorer (von Süd nach Nord), welche in östlicher Richtung unter die nordamerikanische Platte subduziert werden. Obwohl sich diese beiden Subduktionszonen in Bezug auf ihre Subduktionsparameter (wie z.B. Subduktionsgeschwindigkeiten und Alter der subduzierenden Platte) unterscheiden, zeigen sie sehr ähnliche Muster in der regionalen Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilung auf.

Die Oberflächenwärmeflußdichte der Juan de Fuca-Platte zeigt extreme Schwankungen. Für den nördlichen Bereich werden Werte von etwa 50 mW/m^2 (Lewis et al., 1988), im südlichen Bereich Werte von bis zu 150 mW/m^2 (Blackwell et al., 1982) registriert. Zum Forearc-Bereich ist ein Abfallen der Oberflächenwärmeflußdichte auf Werte zwischen 25 und 50 mW/m^2 zu beobachten. In Annäherung an den magmatischen Bogen (High Cascades) ist, auf einzelne Lokationen begrenzt, innerhalb weniger Kilometer ein starker Anstieg der Oberflächenwärmeflußdichte zu erkennen. So werden für den Bereich des magmatischen Bogens Werte $< 50 \text{ mW/m}^2$, aber auch bis zu 150 mW/m^2 gemessen (Blackwell et al., 1990 b; Lewis et al., 1988; Morgan und Gosnold, 1989). Ein Trend ist zu erkennen von höheren Oberflächenwärmeflußdichten im Süden (Oregon, $\approx 100 \text{ mW/m}^2$) zu niedrigeren Werten im Norden (Washington, $\approx 75 \text{ mW/m}^2$; British Columbia, $\approx 60\text{-}80 \text{ mW/m}^2$). Der Backarc-Bereich ist ebenfalls mit starken Variationen der Oberflächenwärmeflußdichte verbunden, im Mittel zeigt er Werte von etwa 75 mW/m^2 (Blackwell et al., 1990 a, b). Damit zeigt die Verteilung der Oberflächenwärmeflußdichte der nordamerikanischen Subduktionszone einen ähnlichen Trend wie im Bereich der zentral-andinen Subduktionszone (s. Kapitel 2.4). Beide Subduktionszonen besitzen ein ausgeprägtes Wärmeflußdichte-Minimum im Forearc-Bereich, einen generellen Anstieg zum aktiven magmatischen Bogen, eine starke Wärmeflußdichte-Variation innerhalb des

aktiven magmatischen Bogens sowie eine hohe Backarc-Wärmeflußdichte.

Die Erkenntnisse der vorangegangenen Modellierungen zu Einflüssen unterschiedlicher Subduktionsparameter können auf die nordamerikanische Subduktionszone übertragen werden:

Der *Subduktionswinkel*, mit der die Juan de Fuca-Platte subduziert wird, variiert von oberflächennahen $3-11^\circ$ bis zu etwa 25° im Tiefenbereich von 40 km und für Tiefen $> 75\text{ km}$ bis zu $\approx 45^\circ$ (Mooney und Weaver, 1989). Der aktive magmatische Bogen befindet sich im Norden in 300 bis 400 km Entfernung von der Tiefseerinne und im Süden in 250 bis 300 km Entfernung. Der Winkel, mit der die ozeanische Nazca-Platte subduziert wird, variiert ebenfalls mit der Tiefe und beträgt $7-8^\circ$ bis 20 km Tiefe, $15-17^\circ$ bis 60 km Tiefe, $20-26^\circ$ bis 100 km Tiefe und $33-43^\circ$ in Tiefen $> 150\text{ km}$ (Comte und Suárez, 1995). Der aktive magmatische Bogen befindet sich in einem Entfernungsbereich von etwa 260 bis 370 km von der Peru-Chile-Tiefseerinne. Ausgehend von den durchgeführten Modellierungen zum Einfluß des Subduktionswinkels auf das Temperaturfeld der Lithosphäre (s. Kap. 3.2, Abb. 3.4c) kann geschlußfolgert werden, daß die Subduktionsgeometrie allein keine wesentlichen Unterschiede in den Temperaturbedingungen der Lithosphäre der beiden Subduktionszonen erzeugt.

Die *Subduktionsgeschwindigkeit* der Juan de Fuca-Platte beträgt $4,5\text{ cm/a}$, die der Nazca-Platte $8,4\text{ cm/a}$ (DeMets et al., 1990). Die Modellierungen (s. Kap. 3.2, Abb. 3.4d) haben gezeigt, daß Änderungen der Subduktionsgeschwindigkeit innerhalb dieses Bereichs keinen wesentlichen Einfluß auf die Temperaturbedingungen der Lithosphäre besitzen. Damit können Unterschiede in den Temperaturbedingungen der Lithosphäre aufgrund der unterschiedlichen Subduktionsgeschwindigkeit ausgeschlossen werden.

Das *Alter* der subduzierten Mikroplatten variiert entlang der Streichrichtung der nordamerikanischen Kordillere von 0 Ma im Norden bis 12 Ma im Süden (Müller et al., 1993). Das der Nazca-Platte weist wesentlich höhere Alter in der Größenordnung von etwa 50 Ma auf. Somit liegt das Alter der Nazca-Platte im Mittel 10mal höher als das der subduzierten Platten der nordamerikanischen Kordillere. Aufgrund des geringen Abkühlungsalters der ozeanischen Juan de Fuca-Platte resultieren wesentlich höhere Temperaturen entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre für die nordamerikanische Subduktionszone. Dies kann auch als Ursache für die im Vergleich zu den zentralen Anden wesentlich geringere Erdbebentätigkeit entlang der Wadati-Benioff-Zone (nahezu aseismisch; Dewey et al., 1989) gedeutet werden. In einer Tiefe von 40 km endet für die nordamerikanische Subduktionszone der Kontakt von ozeanischer und kontinentaler Kruste (Mooney und Weaver, 1989); für die zentralen Anden in einer Tiefe von etwa 60 km (Schmitz, 1993). Temperaturabschätzungen (Lösungsansatz des Anhangs D.2.2) ergeben Werte von 450 bis 500°C in 40 km Tiefe. Temperaturbedingungen entsprechend der kri-

tischen Temperatur für die maximale seismische Kopplung von $250\text{-}550^\circ\text{C}$ (Tichelaar und Ruff, 1993 a) werden schon in sehr geringen Tiefen angetroffen (250°C in etwa 15 km Tiefe).

Ausgehend von den durchgeführten Modellierungen zum Einfluß der entstehenden Reibungswärme an der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre (s. Kap. 3.3, Abb. 3.11a) sowie der Verteilung der *Oberflächenwärmeflußdichte* im Forearc-Bereich kann auch während der Subduktion der Juan de Fuca-Platte von einer niedrigen Scherspannung und daraus resultierender niedriger Reibungswärme entlang der Kontaktzone ausgegangen werden.

Ähnlich wie die Modellierungen für die zentralen Anden gezeigt haben, sind auch in der nordamerikanischen Kordillere Temperaturbedingungen für die Generierung von Schmelzen erst mit der Annahme einer Asthenosphären-Hochlage gegeben. Lewis et al. (1988) postulieren einen konvektierenden asthenosphärischen Mantelkeil in 40 km Tiefe, im Gegensatz zu den Anden, wo er in einer Tiefe von 70 km angenommen wird. Geht man von der Lage der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze (1250°C -Isotherme) in 40 km Tiefe aus, dann können Wärmeflußdichte-Werte von etwa 95 mW/m^2 an der Oberfläche erreicht werden. Lokale Wärmeflußdichte-Werte größer 95 mW/m^2 bis zu 150 mW/m^2 werden von Morgan und Gosnold (1989) sowie Blackwell et al. (1982, 1990 a, b) als Ergebnis des Wärmeeintrags aus isolierten Magmenkammern in Tiefen von $7\text{-}10\text{ km}$ sowie oberflächennahen zirkulierenden Wässern interpretiert. Sowohl die Annahme der Asthenosphären-Hochlage als auch die Existenz oberflächennaher Magmenkammern für den Bereich des aktiven magmatischen Bogens korreliert mit den Erkenntnissen, die für die zentral-andine Subduktionszone gewonnen wurden.

Obwohl beide Subduktionszonen im Forearc-Bereich und magmatischen Bogen vergleichbare Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilungen aufweisen, bestehen doch erhebliche Unterschiede in den Temperaturbedingungen innerhalb der Lithosphäre. Der Hinweis auf das höhere Temperaturniveau der Lithosphäre für die nordamerikanische Subduktionszone kann nur aus den Beobachtungen (Oberflächenwärmeflußdichte, Alter) im Bereich der Juan de Fuca-Platte gewonnen werden. Aufgrund von großen Abkühlungsraten für junge ozeanische Lithosphärenplatten (s. Abb. 3.2), besitzt das Alter bei jungen Lithosphärenplatten (im Gegensatz zu hohen Plattenaltern) einen entscheidenden Einfluß auf die Temperaturbedingungen des Forearc-Bereichs.

Um die Temperaturbedingungen der Lithosphäre im Bereich des magmatischen Bogens für die beiden Subduktionszonen unterscheiden zu können, ist eine exakte Trennung von der durch den Subduktionsprozess bedingten Oberflächenwärmeflußdichte und lokalen, durch oberflächennahe Magmenkammern bedingten Wärmeflußdichte-Anomalien notwendig.

Zusammenfassung

Die Untersuchung geodynamischer Prozesse, die mit der Subduktion der Nazca-Platte unter den südamerikanischen Kontinent im Bereich der zentralen Anden in Verbindung stehen, ist ein wesentliches Ziel der Arbeiten des Sonderforschungsbereichs 267 „DEFORMATIONSPROZESSE IN DEN ANDEN“. Ziel der vorliegenden Arbeit war, anhand der aus dem oberflächennahen Temperaturfeld abgeleiteten Wärmeflußdichte Aussagen zu den Temperaturbedingungen der Lithosphäre und deren Verknüpfung mit ablaufenden tektonischen Prozessen zu treffen. Hierzu wurde eine fundierte Wärmeflußdichte-Datenbank für den Bereich der zentralen Anden zwischen 15-30°S und 60-75°W erstellt, die Verteilung der Werte im Sinne der regional-tektonischen Einheiten interpretiert und Temperaturbedingungen der Lithosphäre, unter Annahme verschiedener Szenarien tektonischer Prozesse und der Oberflächenwärmeflußdichte als Vergleichsgröße der Modelle, abgeleitet.

Der Altbestand an Wärmeflußdichte-Daten aus der Literatur wurde durch eigene Temperaturmessungen in 14 Bohrungen (N-Chile) sowie Industriedaten erweitert. Die wichtigsten, das Temperaturfeld lokal beeinflussenden Größen, wie die lokale Topographie sowie konvektive Komponenten im Wärmetransport, wurden identifiziert und entsprechende Korrekturen an den Temperaturdaten angebracht. Die im Rahmen kommerzieller Bohrlochmessungen von den Erdölgesellschaften gewonnenen Daten umfassen 1521 Einzelmessungen für Bolivien und 40 Einzelmessungen für Chile. Es wurde ein Verfahren entwickelt, um die Korrektur der durch den Bohrvorgang gestörten Maximumtemperaturen unter den gegebenen Bedingungen im Untersuchungsgebiet vornehmen zu können. Die in die Wärmeflußdichte-Bestimmung eingehende Wärmeleitfähigkeit der von den Bohrungen durchteuften Gesteine wurde an 67 Proben (Chile) bestimmt, für die bolivianischen Bohrungen wurde auf publizierte Werte zurückgegriffen. Die Wärmeleitfähigkeit wurde bezüglich der in-situ Porosität der Gesteine und der in-situ Temperatur korrigiert. Anhand von vier unterschiedlichen Methoden wurden dem jeweiligen Datenmaterial angepaßte Wärmeflußdichte-Bestimmungen vorgenommen. Die neu bestimmten Oberflächenwärmeflußdichte-Werte (6 Wärmeflußdichte-Lokationen auf der Basis von kontinuierlichen Temperaturprofilen und 23 auf der Basis von Maximumtemperaturen) tragen zu einer wesentlich erhöhten Datendichte (insgesamt 74 Werte) und verbesserten Datenverteilung in den zentralen Anden bei. Obwohl die Datensituation bei weitem noch nicht befriedigend ist, können folgende Aussagen getroffen werden:

- In Streichrichtung des Andenorogens (N-S) zeichnen sich keine signifikanten Trends im

Verteilungsbild der Oberflächenwärmeflußdichte ab, wohingegen quer zum Streichen (W-E) deutliche Variationen sichtbar werden.

- Die Oberflächenwärmeflußdichte der *Nazca-Platte* nimmt mit zunehmendem Alter, das heißt mit Annäherung an die Peru-Chile-Tiefseerinne ab und besitzt im Bereich der Tiefseerinne Werte von etwa 30 mW/m^2 .
- Im Bereich der *Küstenkordillere* besteht ein Minimum der Oberflächenwärmeflußdichte in der Größenordnung von etwa 20 mW/m^2 .
- Im Bereich des *Längstals* und der *Präkordillere* ist ein genereller Anstieg auf Werte zwischen 40 und 60 mW/m^2 zu erkennen.
- Die für den *magmatischen Bogen* und den *Altiplano* bestimmten Oberflächenwärmeflußdichte-Werte zeigen sehr große Variationen und reichen von etwa 50 bis 180 mW/m^2 . Die hohen Werte weisen auf isolierte, oberflächennahe Magmenkammern im Bereich des magmatischen Bogens hin.
- Die *Ostkordillere* ist durch hohe Oberflächenwärmeflußdichte-Werte von etwa 80 mW/m^2 gekennzeichnet.
- Das *Subandin* und das *andine Vorland (Chaco)* zeichnet sich durch eine niedrige Oberflächenwärmeflußdichte von etwa 40 mW/m^2 aus.

Mit Hilfe von Modellierungen der Temperaturverteilung in der Lithosphäre und der Oberflächenwärmeflußdichte als Vergleichsgröße für die Modelle wurden folgende Aussagen zu den in den zentralen Anden vorherrschenden tektonischen Prozessen getroffen:

- Die niedrigen Oberflächenwärmeflußdichte-Werte der *Nazca-Platte* ($30\text{-}40 \text{ mW/m}^2$) können nicht durch existierende Modelle zur Abkühlung ozeanischer Lithosphäre erklärt werden. Anhand von Abkühlungsmodellen werden für Plattenalter entsprechend der *Nazca-Platte* im Bereich der Peru-Chile-Tiefseerinne Oberflächenwärmeflußdichten von $60\text{-}70 \text{ mW/m}^2$ bestimmt.
- Die Modelle für den *Forarc-Bereich* lassen auf ein Regime geringer Scherspannung entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre mit einem mittleren Wert von maximal 15 MPa und damit geringer entstehender Reibungswärme schließen. Die Berücksichtigung unterschiedlicher Subduktionswinkel, ergibt für den Fall flacher Subduktion eine Temperaturerhöhung im Bereich der kontinentalen Kruste. Mit der Variation des Subduktionswinkels wird sowohl die Breite der Oberflächenwärmeflußdichte-Anomalie als auch die Größe der Oberflächenwärmeflußdichte beeinflusst. Die Verteilung der krustalen radiogenen Wärmeproduktion hat einen entscheidenden Einfluß auf die Oberflächenwärmeflußdichte. In der Tiefe der maximalen seismischen Kopplung zwischen der ozeanischen *Nazca-Platte* und der kontinentalen südamerikanischen Platte ($\approx 45 \text{ km}$) resultieren Temperaturen von 250 bis 300°C und in der Tiefe des maximalen Kontaktes ($\approx 60 \text{ km}$) Temperaturen von 300 bis 350°C .

- Die Temperaturbedingungen im Übergangsbereich vom *Forearc* zum *aktiven magmatischen Bogen* sind von den unterschiedlichen Annahmen zur Existenz eines asthenosphärischen Mantels in geringen Tiefen ($\approx 70 \text{ km}$) abhängig. Um Schmelzbedingungen im subkrustalen Bereich zu erzeugen, muß eine westliche Ausdehnung des Asthenosphärenkeils bis mindestens in den Bereich des magmatischen Bogens angenommen werden. Die thermisch ausgedünnte Lithosphäre ergibt eine maximale Oberflächenwärmeflußdichte von etwa $60\text{-}70 \text{ mW/m}^2$. Lokale Wärmeflußdichte-Anomalien werden durch die Existenz von oberflächennahen Magmenkammern ($\approx 4\text{-}6 \text{ km}$ Tiefe) interpretiert.
- Der *Backarc-Bereich* ist durch Krustenstapelung gekennzeichnet, wodurch auch das Temperaturfeld der Lithosphäre geprägt wird. Bedingt durch die Krustenstapelung resultieren keine Temperaturinversionen im Bereich der Erdkruste wie sie bei eindimensionalen Modellierungen zur Temperaturrelaxation von „sägezahnartigen“ Anfangstemperaturbedingungen angenommen werden. Entscheidend für das rezente Temperaturfeld der Lithosphäre sind die Ausgangsbedingungen zu Beginn der Krustenstapelung. Der Backarc-Bereich wird als Übergangsbereich von einer Hochlage der Asthenosphären/Lithosphären-Grenze zur einer „normalen“ Tiefenlage für Schildgebiete angesehen. Begrenzt durch Schmelzbedingungen im Kruste/Mantel-Übergangsbereich werden maximale Oberflächenwärmeflußdichte-Werte von 60 mW/m^2 bestimmt. Die hohe Oberflächenwärmeflußdichte der Ostkordillere wird auf eventuelle transiente Störungen des Temperaturfeldes, bedingt durch den Prozess der Erosion, zurückgeführt.
- Aus den Oberflächenbeobachtungen des *Andenvorlandes (Chaco)* wurden Temperaturbedingungen der Lithosphäre entsprechend typischen Schildgebieten abgeleitet. Die modellierten Temperaturen für den Kruste/Mantel-Übergang liegen zwischen 400 und 600°C bei einer Tiefenlage der Lithosphären/Asthenosphären-Grenze (1250°C -Isotherme) von etwa $150\text{-}200 \text{ km}$. Die niedrige Oberflächenwärmeflußdichte des Andenvorlandes wird auf eventuelle transiente Störungen des Temperaturfeldes, bedingt durch den Prozess der Sedimentation, zurückgeführt.

Die zentral-andine Subduktionszone und die Subduktionszone Nordamerikas zeigen ähnliche Muster in den regionalen Oberflächenwärmeflußdichte-Verteilungen auf. Um jedoch die Temperaturbedingungen der Lithosphäre unterscheiden zu können, ist eine exakte Trennung von durch den Subduktionsprozess bedingter Oberflächenwärmeflußdichte und lokalen durch oberflächennahe Störungen bedingten Wärmeflußdichte-Anomalien notwendig.

Summary

The main goal of the research project 267 'Deformation processes in the Andes' is the investigation of geodynamic processes that are related to the subduction of the Nazca plate under the South American continental plate. The main objective of this thesis is the interpretation of the terrestrial heat-flow density determined from the near surface geothermal field and using the heat-flow density to model the lithospheric thermal field in relation to tectonic processes. For this purpose, a substantial heat-flow density database was compiled for the central Andes between 15-30°S and 60-75°W, the heat-flow density pattern was analysed for the main tectono-morphologic features, and the lithospheric temperature conditions were modeled according to different scenarios of tectonic processes using the surface heat-flow density as a constraint.

New heat-flow values were added to the heat-flow density database available from the literature. The new data are based on temperature logs obtained in 14 boreholes located in northern Chile as well as temperature data provided by the oil companies. The main disturbances on the subsurface thermal field, such as terrain effects and convective heat transport processes, were identified and temperature corrections were applied. The database of temperatures that were measured by exploration companies during borehole logging contain 1521 values for Bolivia and 40 values for Chile. For correcting the temperature disturbances through the drilling process, a method was developed taking into account the special conditions of the study area. To determine heat-flow density, thermal conductivity was estimated for 67 samples (Chile), whereas published values were used for the Bolivian sites. Thermal conductivities of rocks then were corrected for in-situ porosity and temperature. According to the sources of temperature data, four different methods were used for heat-flow density determination. The new heat-flow density values (6 heat-flow sites on the basis of continuous temperature logs and 23 on the basis of bottom-hole temperatures) result in an essential enlargement of the previously available database comprising now 74 values. With the new values, a more homogenous data distribution in the area of the central Andes is accommodated. Based on the data, the following statements can be made:

- The heat-flow density pattern shows no significant changes along strike of the Andean orogen (N-S) in contrast to main variations across the orogen (W-E).
- The heat-flow density of the *Nazca plate* decreases with increasing age of the lithosphere, i.e. approaching the Peru-Chile trench from the west. In the region of the

Peru-Chile trench heat-flow density of about 30 mW/m^2 is observed.

- In the area of the *Coastal Cordillera* a minimum heat-flow density of about 20 mW/m^2 occurs.
- In the areas of the *Longitudinal Valley* and the *Precordillera* a small increase of values between 40 and 60 mW/m^2 can be observed.
- Heat-flow density determined in the areas of the *magmatic arc* and the *Altiplano* show large variations from 50 to 180 mW/m^2 . High heat-flow density values presumably are caused by isolated, shallow magma chambers in the area of the active magmatic arc.
- The *Eastern Cordillera* shows comparatively high heat-flow density values on the order of about 80 mW/m^2 .
- In the areas of the Subandean Ranges and the *Andean foreland (Chaco)* heat-flow density values decrease to about 40 mW/m^2 .

From modeling the lithospheric thermal field using the surface heat-flow density as a constraint, the following conclusions can be made with regard to the tectonic regime in the central Andes:

- The low surface heat-flow density of the *Nazca plate* ($30\text{-}40 \text{ mW/m}^2$) can not be explained by existing models of the cooling of oceanic lithosphere. Using the age of the Nazca plate in the area of the Peru-Chile trench as an input these models result in heat-flow density values in the order of $60\text{-}70 \text{ mW/m}^2$.
- Model calculations for the *forarc region* hint for the existence of low shear stress along the contact between the oceanic and continental lithosphere. A maximum mean shear stress of 15 MPa resulting in low frictional heat generation rates is considered to be a representative value for the subduction regime. Variation of the subduction angle influences the width and shape of the surface heat-flow anomaly as well as the heat-flow density level. In the case of shallow subduction higher temperatures within the overriding continental crust result. The distribution of the crustal radiogenic heat production rate has a great influence on the surface heat-flow density. From the models it can be concluded that temperatures at the maximum depth of seismic coupling between the oceanic Nazca plate and the overriding South American continental plate ($\approx 45 \text{ km}$) are on the order of 250 to 300°C , whereas at the maximum depth of the plate contact ($\approx 60 \text{ km}$) temperatures are on the order of 300 to 350°C .
- Lithospheric temperature conditions at the transition zone from the *forearc region* to the *active magmatic arc* are sensitive to temperature changes caused by the occurrence of an assumed asthenospheric mantle wedge at shallow depth ($\approx 70 \text{ km}$). To match conditions for melting at subcrustal levels, the minimum extent of the asthenospheric wedge towards the west has to coincide with the position of the volcanic line. The

thermally thinned lithosphere results in a surface heat-flow density in the order of 60-70 mW/m^2 . Locally higher heat-flow density in the magmatic arc is then interpreted as effects of shallow magma chambers located at approximately 4-6 km depth.

- The doubling of the crust in the *backarc region* affects the lithospheric thermal structure. However, reversal temperature-depth distributions in the continental crust as usually assumed in one-dimensional models for temperature relaxation of an initial 'sawtooth' geotherm do not result from two-dimensional crustal stacking models. The recent lithospheric thermal structure is mainly influenced by the initial temperature distribution at the beginning of the crustal stacking process. In the backarc region a transition from a lithosphere/asthenosphere boundary at shallow depth to a 'normal' lithospheric thickness for continental shields occurs. Limited by melting temperatures in the lower crust (crust/mantle transition) results a maximum surface heat-flow density in the order of 60 mW/m^2 . Higher surface heat-flow density in the area of the Eastern Cordillera may be attributed to transient effects on the thermal field by erosional processes.
- From the observations of surface heat-flow density in the *Andean foreland (Chaco)*, lithospheric thermal conditions corresponding with those of typical shield areas are derived. Modeled temperatures at the crust/mantle transition are on the order of 400 to 600°C for a lithospheric thickness of 150-200 km . The low surface heat-flow density in the area of the Andean foreland may be attributed to transient effects in the thermal field caused by recent sedimentation.

The central Andean subduction zone and the active margin of the North American continent show similar conditions in their surface heat-flow density pattern. Separation of surface heat-flow density components attributed to the subduction process and local surface heat-flow density anomalies caused by shallow subsurface disturbances are necessary to distinguish between their lithospheric thermal conditions.

Resumen

El estudio de los procesos geodinámicos relacionados con la subducción de la placa Nazca debajo del continente sudamericano en la región de los Andes Centrales es uno de los objetivos esenciales del Programa de Investigación Especial 267 „Procesos de Deformación en los Andes“. El objetivo de este trabajo es el estudio de las condiciones térmicas de la litosfera, y su conexión con procesos tectónicos en desarrollo, a partir de la densidad de flujo de calor derivado del campo térmico superficial. Con tal fin se estableció un banco de datos de densidades de flujo de calor para la región de los Andes Centrales entre los paralelos 15-30° sur y 60-75° oeste, interpretó la distribución de los valores en las unidades tectónicas regionales y derivó condiciones térmicas de la litosfera, partiendo de diferentes procesos tectónicos y valores de densidad de flujo de calor superficial como valores de comparación.

Los datos de densidades de flujo de calor existentes en la literatura fueron ampliados mediante mediciones térmicas en 14 pozos (norte de Chile) así como con datos industriales. Se identificaron los valores más importantes que tienen influencia local sobre el campo térmico, como son la topografía local y las componentes convectivas en el transporte calorífico, corrigiéndose adecuadamente los datos térmicos. Los datos obtenidos por las compañías petrolíferas mediante mediciones comerciales en pozos abarcan 1521 mediciones para Bolivia y 40 para Chile. Se desarrolló un procedimiento con el fin de poder corregir, bajo las condiciones dadas, las temperaturas máximas, alteradas a causa del proceso de perforación. La conductibilidad térmica de las rocas perforadas, que se necesita para la determinación de la densidad de flujo de calor, fue determinada en 67 pruebas (Chile), en el caso de las perforaciones bolivianas se recurrió a datos publicados. La conductibilidad térmica fue corregida referente a la porosidad de las rocas y la temperatura in situ. Se determinaron los valores de la densidad de flujo de calor adaptados a cada material con cuatro métodos diferentes. Los valores de la densidad de flujo de calor superficial, nuevamente determinados, (6 locaciones de densidad de flujo de calor en base a perfiles térmicos continuos y 23 en base a temperaturas máximas) contribuyen a un aumento considerable de datos (en total 74 valores) así como a un mejoramiento de la distribución de datos en los Andes Centrales. A pesar de que la situación de los datos aún está lejos de ser satisfactoria puede constatarse lo siguiente:

- En dirección al rumbo del orógeno andino (N-S) no se manifiestan tendencias significantes en la distribución de la densidad de flujo de calor superficial, pero transversalmente

al mismo (W-E) se distinguen marcadas variaciones.

- La densidad de flujo de calor de la *placa Nazca* disminuye con creciente edad al acercarse a la fosa oceánica de Peru-Chile y muestra en la zona de dicha fosa valores de 30 mW/m^2 .
- En la región de la *Cordillera de la Costa* la densidad de flujo de calor superficial adquiere un valor mínimo de aproximadamente 20 mW/m^2 .
- En la región del *Valle Longitudinal* y de la *Precordillera* se nota un ascenso general hasta valores entre 40 y 60 mW/m^2 .
- Los valores de la densidad de flujo de calor superficial, determinados para el *arco magmático* y el *Altiplano*, muestran una gran variación y llegan desde aproximadamente 50 hasta 180 mW/m^2 . Los valores elevados indican cámaras magmáticas superficiales aisladas en la zona del arco magmático.
- La *Cordillera Occidental* está caracterizada por valores elevados de densidad de flujo de calor superficial de aproximadamente 80 mW/m^2 .
- El *subandino* y el *antepaís andino (Chaco)* están caracterizados por valores bajos de densidad de flujo de calor superficial de aproximadamente 40 mW/m^2 .

Con ayuda de modelos de distribución de temperaturas en la litosfera y de la densidad de flujo de calor superficial como valor de comparación para los modelos puede decirse lo siguiente en relación a los procesos tectónicos predominantes en los Andes centrales:

- Los valores bajos de la densidad de flujo de calor de la *placa Nazca* ($30\text{-}40 \text{ mW/m}^2$) no pueden ser explicados en base a modelos existentes para el enfriamiento de la litosfera oceánica. Mediante modelos de enfriamiento se determina un valor de $60\text{-}70 \text{ mW/m}^2$ para placas de edad análoga a la *placa Nazca* en la zona de la fosa oceánica.
- Los modelos para la zona del *antearco* indican un régimen de tensión baja de cizallamiento a lo largo de la zona de contacto de la litosfera oceánica y continental con un valor medio de 15 MPa y con ello un valor bajo para la formación de calor de fricción. Considerando diferentes ángulos de subducción se obtiene, para el caso de subducción poco inclinada, una elevación de temperatura en la zona de la corteza continental. Variando el ángulo de subducción se influye tanto en la anchura de la anomalía de la densidad de flujo de calor superficial como en el valor de la densidad de flujo de calor superficial. La distribución de la producción del calor radiógeno cortical tiene una influencia decisiva sobre la densidad de flujo de calor superficial. A la profundidad del acoplamiento sísmico máximo entre la *placa oceánica Nazca* y de la *placa continental sudamericana* (apr. 45 km) resultan temperaturas de 250 hasta 300°C y a la profundidad del contacto máximo (apr. 60 km) temperaturas de 300 hasta 350°C .
- Las condiciones térmicas en la zona transitoria del *antearco* al *arco magmático activo* dependen de las diferentes suposiciones en cuanto a la existencia de un manto astenosférico a poca profundidad (apr. 70 km). Para crear condiciones de fusión en la

zona subcortical hay que partir de una extensión de la cuña astenosférica en dirección occidental que llegue por lo menos hasta la zona del arco magmático. De la litosfera térmicamente reducida resulta una densidad de flujo de calor de aproximadamente 60-70 mW/m^2 . Anomalías de la densidad de flujo de calor local se interpretan en base a las cámaras magmáticas superficiales (a una profundidad aproximada de 4-6 km).

- La zona del *trasarco* está caracterizada por un apilamiento cortical, lo cual también determina el campo térmico de la litosfera. No resultan inversiones térmicas en la zona de la corteza terrestre condicionadas por el apilamiento cortical, como las que se presuponen en modelos unidimensionales de relajaciones de temperatura para condiciones iniciales de temperatura en forma de „sierra“. Para el campo térmico reciente de la litosfera son decisivas las condiciones iniciales del apilamiento cortical. La zona del *trasarco* se considera como zona transitoria de una ubicación alta del límite entre la litosfera y la astenosfera y una ubicación baja „normal“ para zonas de escudo. Limitado por las condiciones de fusión en la zona transitoria entre corteza/manto se determinan valores de densidad de calor superficial de 60 mW/m^2 . La alta densidad de flujo de calor superficial de la Cordillera Oriental se atribuye a posibles perturbaciones transitorias del campo térmico, condicionadas por el proceso de erosión.
- Partiendo de observaciones de la superficie del *antepaís andino (Chaco)* se dedujeron las condiciones térmicas de la litosfera en analogía a otras zonas típicas de escudo. Las temperaturas modeladas para el paso de la corteza al manto se encuentran entre 400 y 600°C para una ubicación baja de unos 150-200 km del límite entre litosfera y astenosfera (Isotérmica 1250°C). La baja densidad de flujo de calor del antepaís andino se atribuye a perturbaciones transitorias del campo térmico condicionadas por el proceso de sedimentación.

La zona de subducción central andina y la zona de subducción norteamericana muestran distribuciones parecidas de la densidad de flujo de calor superficial. Sin embargo para poder distinguir las condiciones térmicas de la litosfera hay que diferenciar exactamente la densidad del flujo térmico causada por el proceso de subducción y anomalías de densidad de flujo de calor causadas por perturbaciones superficiales.

Literaturverzeichnis

- AMERICAN ASSOCIATION OF PETROLEUM GEOLOGISTS (AAPG): Basic data file from AAPG geothermal survey of North America, Univ. of Okla., Norman, Okla., 1976.
- ANDERSON, R.N., LANGSETH, M.G., VACQUIER V. UND FRANCHETEAU, J.: New Terrestrial Heat Flow Measurements on the Nazca Plate, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 29, 243-254, 1976.
- ANDERSON, R.N., DELONG, S.E. UND SCHWARZ, W.M.: Thermal Model for Subduction with Dehydration in the Downgoing Slab, *J. Geol.*, 86, 731-739, 1978.
- ANDERSON, R.N., DELONG, S.E. UND SCHWARZ, W.M.: Dehydration, Asthenospheric Convection and Seismicity in Subduction Zones, *J. Geol.*, 88, 445-451, 1980.
- ANDREWS, D.J. UND SLEEP, N.H.: Numerical Modelling of Tectonic Flow behind Island Arcs, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 38, 237-251, 1974.
- ANDREWS-SPEED, C.P., OXBURGH, E.R. UND COOPER, B.A.: Temperature and Depth-Dependent Heat Flow in Western North Sea, AAPG, 68, 1764-1781, 1984.
- ANSYS: Engineering Analysis System, Version 4.4a, User's Manual, Swanson Analysis Systems Inc., 1989.
- ARNDT, J., PARTZSCH, G.M. UND SCHILLING, F.R.: Petrophysikalische Eigenschaften von Mineralen und Gesteinen der andinen Unterkruste in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, SFB 267, Berichtsband, unveröff., 207-234, 1995.
- BACHU, S., RAMON, J.C., VILLEGAS, M.E. UND UNDERSCHULTZ, R.J.: Geothermal Regime and Thermal History of the Llanos Basin, Colombia: AAPG Bull., 79, 116-129, 1995.
- BALLING, N.: Heat flow and thermal structure of the lithosphere across the Baltic Shield and northern Tornquist Zone, *Tectonophysics*, 244, 13-50, 1995.
- BAYER, U., LÜNENSCHLOSS, B., NEGENDANK, J.F.W. UND SPRINGER, J.: Modellierung der geologischen Entwicklung und der Temperaturgeschichte im Variszidenvorland und an der variszischen Front, *Sci. Tech. Rep. STR95/27*, GFZ Potsdam, 104 pp., 1995.
- BEAUDOIN, B., FRIES, G. UND PINOTEAU, B.: Calcul des coefficients de decompaction et estimacion des Palesrecouvrements, Doc. BRGM, no. 81-11, Programme "Geologie profonde de La France", 11: 77-89, 1984.
- BECK, A.E. UND BALLING, N.: Determination of Virgin Rock Temperatures, in: Hänel, R., Rybach, L. and Stegena, L. (eds.), *Handbook of Terrestrial Heat-Flow Density Determination*, Kluwer, Dordrecht, 59-85, 1988.
- BECK, S.L., ZANDT, G., MYERS, S.C., WALLACE, T.C., SILVER, P.G. UND DRAKE, L.: Crustal thickness variations in the central Andes, *Geology*, 24, 407-410, 1996.
- BEN DHIA, H.: Tunesian geothermal data from oil wells, *Geophysics*, 53, 1479-1487, 1988.
- VAN DEN BEUKEL, J.: Thermal and mechanical modelling of convergent plate margins, PhD thesis, 126 pp., Univ. of Utrecht, 1990.

- VAN DEN BEUKEL, J. UND WORTEL, R.: Thermo-mechanical modelling of arc-trench regions, *Tectonophysics*, 154, 177-193, 1988.
- BGR: Crustal Investigations Off- and Onshore, Nazca/Central Andes (CINCA), Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (Hannover, Germany), Report Sonne-Cruise 104, LEG3, BGR114281, 148 pp., 1995.
- BIRCH, F.: Flow of Heat in the Front Range, Colorado, *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 61, 567-630, 1950.
- BIRCH, F. UND CLARK, H.: The thermal conductivity of rocks and its dependence upon temperature and composition, Part I, *Am. J. Sci.*, 238, 529-558, 1940 (a).
- BIRCH, F. UND CLARK, H.: The thermal conductivity of rocks and its dependence upon temperature and composition, Part II, *Am. J. Sci.*, 238, 613-635, 1940 (b).
- BIRCH, F., ROY, R.F. UND DECKER, E.R.: Heat flow and thermal history in New England and New York, in: Zen, E., White, W.S., Hadley, J.B. and Thompson J.B. (eds.), *Studies of Appalachian Geology: Northern and Maritime*, Interscience New York, 437-451, 1968.
- BLACKWELL, D.D., STEELE, J.L. UND BROTT, C.A.: The Terrain Effect on Terrestrial Heat Flow, *J. Geophys. Res.*, 85, 4757-4772, 1980.
- BLACKWELL, D.D., BOWEN, R.G., HULL, D.A., RICCIO, J. UND STEELE, J.L.: Heat Flow, Arc Volcanism, and Subduction in Northern Oregon, *J. Geophys. Res.*, 87(B10), 8735-8754, 1982.
- BLACKWELL, D.D., STEELE, J.L., FROHME, M.K., MURPHEY, C.F., PRIEST, G.R. UND BLACK, G.L.: Heat Flow in the Oregon Cascade Range and its Correlation With Regional Gravity, Curie Point Depth, and Geology, *J. Geophys. Res.*, 95, 19475-19493, 1990 (a).
- BLACKWELL, D.D., STEELE, J.L. UND KELLEY, S.: Heat Flow in the State of Washington and Thermal Conditions in the Cascade Range, *J. Geophys. Res.*, 95, 19495-19516, 1990 (b).
- BRIGAUD, F., VASSEUR, G. UND CAILLET, G.: Thermal state in the north Viking Graben (North Sea) determined from oil exploration well data, *Geophysics*, 57, 69-88, 1992.
- BULLARD, E.C.: The time necessary for a borehole to attain temperature equilibrium, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 5, 127-130, 1947.
- BULLARD, E.C.: The Flow of Heat Through the Floor of the Atlantic Ocean, *Proc. R. Soc. London, A*, 222, 408-429, 1954.
- BUNTEBARTH, G.: Thermal properties of KTB-Oberpfalz VB core samples at elevated temperature and pressure, *Sci. Drill.*, 2, 73-80, 1991.
- CANDE, S.C. UND HAXBY W.F.: Eocene Propagating Rifts in the Southwest Pacific and Their Conjugate Features on the Nazca Plate, *J. Geophys. Res.*, 96, 19609-19622, 1991.
- CARSLAW, H.S. UND JAEGER, J.C.: *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, Oxford, 510 pp., 1959.
- ČERMÁK, V. UND RYBACH, L.: Thermal Conductivity and Specific Heat of Minerals and Rocks, in: Angenheister, G. (ed.), *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group V, Geophysics and Space Research*, 1(a), Springer, Berlin, 305-343, 1982.
- ČERMÁK, V. UND HÄNEL, R.: Geothermal Maps, in: Hänel, R., Rybach, L. and Stegena, L. (eds.), *Handbook of Terrestrial Heat-Flow Density Determination*, Kluwer, Dordrecht, 261-300, 1988.

- CHAPMAN, D.S. UND RYBACH, L.: Heat flow anomalies and their interpretation, *J. Geodyn.*, 4, 3-37, 1985.
- CHAPMAN, D.S. UND FURLONG, K.P.: 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, 179-199, Elsevier, Amsterdam, 1992.
- CHAPMAN, D.S., KEHO, T.H., BAUER, M.S. UND PICARD, M.D.: Heat flow in the Uinta Basin determined from bottom hole temperature (BHT) data, *Geophysics*, 49, 453-466, 1984.
- CLAUSER, C.: Untersuchungen zur Trennung der konduktiven und konvektiven Anteile im Wärmetransport in einem Sedimentbecken am Beispiel des Oberrheintalgrabens, *Fortschrittberichte VDI*, R. 19, 28, 124 pp., VDI Verlag, Düsseldorf, 1988.
- CLAUSER, C. UND VILLINGER, H.: Analysis of conductive and convective heat transfer in a sedimentary basin, demonstrated for the Rheingraben, *Geophys. J. Int.*, 100, 393-414, 1990.
- CLAUSER, C. UND HUENGES, H.: Thermal Conductivity of Rocks and Minerals, in: Ahrens, T.J. (ed.), *Handbook of Physical Constants*, 105-126, AGU, Washington D.C., 1995.
- CLOOS, M. UND SHREVE, R.L.: Subduction-Channel Model of Prism Accretion, Melange Formation, Sediment Subduction, and Subduction Erosion at Convergent Plate Margins: 1. Background and Description, *Pure Appl. Geophys.*, 128, 455-500, 1988.
- COIRA, B., DAVIDSON, J., MPODOZIS, C. UND RAMOS, V.: Tectonic and Magmatic Evolution of the Andes of Northern Argentina and Chile, *Earth Sci. Rev.*, 18, 303-332, 1982.
- COMTE, D. UND SUÁREZ, G.: Stress distribution and geometry of the subducting Nazca plate in northern Chile using teleseismically recorded earthquakes, *Geophys. J. Int.*, 122, 419-440, 1995.
- COUDERT, L., FRAPPA, M., VIGUIER, C. UND ARIAS, R.: Tectonic subsidence and crustal flexure in the Neogene Chaco basin of Bolivia, *Tectonophysics*, 243, 277-292, 1995.
- CROUGH, S.T.: Thermal model of oceanic lithosphere, *Nature*, 256, 388-390, 1975.
- CROUGH, S.T.: Apatite fission-track dating of erosion in the eastern Andes, Bolivia, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 64, 396-397, 1983.
- DAVIDSON, J.P. UND DE SILVA, S.L.: Late Cenozoic magmatism of the Bolivian Altiplano, *Contrib. Mineral Petrol.*, 119, 387-408, 1995.
- DAVIES, J.H. UND STEVENSON, D.J.: Physical Model of Source Regions of Subduction Zone Volcanics, *J. Geophys. Res.*, 97, 2037-2070, 1992.
- DEMETTS, C., GORDON, R.G., ARGUS, D.F. UND STEIN, S.: Current plate motions, *Geophys. J. Int.*, 101, 425-478, 1990.
- DEMING, D.: Application of Bottom-Hole Temperature Corrections in Geothermal Studies, *Geothermics*, 18, 775-786, 1989.
- DEMING, D. UND CHAPMAN, D.S.: Inversion of bottom-hole temperature date: The Pineview field, Utah-Wyoming thrust belt, *Geophysics*, 53, 707-720, 1988 (a).
- DEMING, D. UND CHAPMAN, D.S.: Heat Flow in the Utah-Wyoming Thrust Belt From Analysis of Bottom-Hole Temperature Data Measurements in Oil and Gas Wells, *J. Geophys. Res.*, 93, 13657-13672, 1988 (b).

- DEWEY, J.W., HILL, D.P., ELLSWORTH, W.L. UND ENGDAHL, E.R.: Earthquakes, faults, and seismotectonic framework of the contiguous United States, in: Pakiser, L.C. and Mooney, W.D. (eds.), *Geophysical Framework of the Continental United States*, Geol. Soc. Am., Mem. 172, Boulder, 541-757, 1989.
- DIMENT, W.H. UND PRATT, H.R.: Thermal conductivity of some rock-forming minerals: A Tabulation, U.S.G.S. Open file report 88-690, 15 pp., U.S. Geol. Surv., 1988.
- DOWDLE, W.L. UND COBB, W.M.: Static Formation Temperature From Well Logs - An Empirical Method, *J. Petrol. Tech.*, 27, 1326-1330, 1975.
- DUMITRU, T.A.: Effects of Subduction Parameters on Geothermal Gradients in Forearcs, With an Application to Franciscan Subduction in California, *J. Geophys. Res.*, 96, 621-641, 1991.
- EMMERMANN, R. UND LAUTERJUNG, J.: Double X-Ray analysis of cuttings and rock flour: a powerful tool for rapid and reliable determination of borehole lithostratigraphy, *Sci. Drill.*, 1, 269-282, 1990.
- ENGLAND, P.: Convective removal of thermal boundary layer of thickened continental lithosphere: a brief summary of causes and consequences with special reference to the Cenozoic tectonics of the Tibetan Plateau and surrounding regions, *Tectonophysics*, 223, 67-73, 1993.
- ENGLAND, P. UND THOMPSON A.B.: Pressure-temperature-time paths of regional metamorphism I. Heat transfer during the evolution of regions of thickened continental crust, *J. Petrol.*, 25, 894-928, 1984.
- FEELEY, T.C. UND DAVIDSON, J.P.: Petrology of Calc-Alkaline Lavas at Volcán Ollagüe and the Origin of Compositional Diversity at Central Andean Stratovolcanoes, *J. Petrol.*, 35, 1295-1340, 1994.
- FÖRSTER, A., MERRIAM D.F. UND DAVIES, J.C.: Statistical analysis of some bottom-hole temperature (BHT) correction factors for the Cherokee Basin, southeastern Kansas, *Tulsa Geol. Soc. Trans.*, AAPG Mid-Continent Section Meeting, 3-9, 1996.
- FÖRSTER, A., SCHRÖTTER, J., MERRIAM, D.F. UND BLACKWELL, D.D.: Application of optical-fibre temperature logging, an example in a sedimentary environment, *Geophysics*, in press, 1997.
- FOWLER, C.M.R.: *The Solid Earth - An Introduction to Global Geophysics*, Cambridge University Press, New York, 472 pp., 1990.
- FRANCIS, P.W. UND RUNDLE, C.C.: Rates of production of the main magma types in the central Andes, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 87, 474-480, 1976.
- FRANCIS, P.W. UND HAWKESWORTH C.J.: Late Cenozoic rates of magmatic activity in the Central Andes and their relationship to continental crust formation and thickening, *J. Geol. Soc.*, London, 151, 845-854, 1994.
- FROIDEVAUX, C. UND ISACKS, B.L.: The mechanical state of the lithosphere in the Altiplano-Puna segment of the Andes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 71, 305-314, 1984.
- FURLONG, K.P., CHAPMAN, D.S. UND AHLFELD, P.W.: Thermal Modeling of the Geometry of Subduction with Implications for the Tectonics of the Overriding Plate, *J. Geophys. Res.*, 87, 1786-1802, 1982.
- FURUKAWA, Y.: Magmatic Processes under arcs and formation of the volcanic front, *J. Geophys. Res.*, 98, 8309-8319, 1993 (a).
- FURUKAWA, Y.: Depth of the Decoupling Plate Interface and Thermal Structure Under Arcs, *J. Geophys. Res.*, 98, 20005-20013, 1993 (b).

- GERMANN, D.: Thermische und strukturelle Prozesse in der Überschiebungstektonik und ihre numerische Behandlung, Diss., 219 pp., Technische Universität Clausthal, 1990.
- GERTHSEN, C., KNESER, H.O. UND VOGEL, H.: Physik, 520 pp., 15th ed., Springer, Berlin, 1986.
- GIESE, P.: Geothermal Structure of the Central Andean Crust - Implications for Heat Transport and Rheology, in: Reutter, K.-J., Scheuber, E. and Wigger, P. (eds.), Tectonics of the Southern Central Andes, 69-76, Springer, Berlin, 1994.
- GÖTZE, H.-J., LAHMEYER, B., SCHMIDT, S. UND STRUNK, S.: The Lithospheric Structure of the Central Andes (20-26°S) as Inferred from Interpretation of Regional Gravity, in: Reutter, K.-J., Scheuber, E. and Wigger, P. (eds.), Tectonics of the Southern Central Andes, Springer, Berlin, 7-21, 1994.
- GÖTZE, H.-J., KIRCHNER, A. UND KÖSTERS, M.: Dichteverteilung und Modellierung des isostatischen Verhaltens der andinen Kruste im Arc und Forearc, SFB 267, Reportsband, unveröff., 841-880, 1995.
- GUBBELS, T.L., ISACKS, B.L. UND FARRAR, E.: High-level surfaces, plateau uplift, and foreland development, Bolivian central Andes, *Geology*, 21, 695-698, 1993.
- HÄNEL, R. UND ZOTH, G.: Heat Flow Measurements in Austria and Heat Flow Maps of Central Europe, *Z. f. Geophysik*, 39, 425-439, 1973.
- HÄNEL, R. UND MONGELLI, F.: Thermal Exploration Methods, in: Hänel, R., Rybach, L. and Stegena, L. (eds.), Handbook of Terrestrial Heat-Flow Density Determination, Kluwer, Dordrecht, 353-389, 1988.
- HENRY, S.G.: Terrestrial heat flow overlying the Andean subduction zone, PhD thesis, 194 pp., Univ. of Michigan, 1981.
- HENRY S.G. UND POLLACK, H.N.: Heat flow in the presence of topography: Numerical analysis of data ensembles, *Geophysics*, 50, 1335-1341, 1985.
- HENRY, S.G. UND POLLACK, H.N.: Terrestrial Heat Flow Above the Andean Subduction Zone in Bolivia and Peru, *J. Geophys. Res.*, 93, 15153-15162, 1988.
- VON HERZEN, R.P.: Heat-Flow Values from the South-Eastern Pacific, *Nature*, 183, 882-883, 1959.
- HORAI, K.: Thermal conductivity of rock-forming minerals, *J. Geophys. Res.*, 76, 1278-1308, 1971.
- HSUI, A.T.: Application of fluid mechanic principles to the study of geodynamic processes at trench-arc-back arc systems, *Pure Appl. Geophys.*, 128, 661-681, 1988.
- HUENGES, E., BURKHARDT, H. UND ERBAŞ, K.: Thermal conductivity profile of the KTB pilot borehole, *Sci. Drill.*, 1, 224-230, 1990.
- HURTER, S. UND POLLACK H.N.: Effect of the Cretaceous Serra Geral igneous event on the temperatures and heat flow of the Paraná Basin, southern Brazil, *Basin Research*, 7, 215-220, 1995.
- HURTIG, E., SCHRÖTTER, J., GROSSWIG, S., KÜHN, K., HARJES, B., WIEFERIG, W. UND ORRELL, R.P.: Borehole temperature measurements using distributed fibre optic sensing, *Sci. Drill.*, 3, 283-286, 1993.
- HURTIG, E., GROSSWIG, S., JOBMANN M., KÜHN, K. UND MARSCHALL, P.: Fibre-optic temperature measurements in shallow boreholes: experimental application for fluid logging, *Geothermics*, 23, 355-364, 1994.

- ISACKS, B.L.: Uplift of the Central Andean Plateau and Bending of the Bolivian Orocline, *J. Geophys. Res.*, 93, 3211-3231, 1988.
- JESSOP, A.M.: *Thermal Geophysics, Developments in Solid Earth Geophysics*, 17, Elsevier, Amsterdam, 306 pp., 1990.
- JOBMANN, M. UND CLAUSER, C.: Heat advection versus conduction at the KTB: possible reasons for vertical variations in heat-flow density, *Geophys. J. Int.*, 119, 44-68, 1994.
- KAY, R.W. UND MAHLBURG KAY, S.: Delamination and delamination magmatism, *Tectonophysics*, 219, 177-189, 1993.
- KEHLE, R.O.: Geothermal survey of North America, 1971 Annual Progress Report, Univ. of Texas, 1-31, 1972.
- KEHLE, R.O.: Geothermal survey of North America, 1972 Annual Progress Report, Univ. of Texas, 1-21, 1973.
- KIRBY, S.H.: Rheology of the Lithosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21, 1458-1487, 1983.
- KLEY, J.: Der Übergang vom Subandin zur Ostkordillere in Südbolivien (21°15'-22°S): Geologische Struktur und Kinematik, *Berliner geowiss. Abh.*, A(156), 88 pp., 1993.
- KRÜGER, D.: Modellierungen zur Struktur elektrisch leitfähiger Zonen in den südlichen zentralen Anden, *Berliner geowiss. Abh.*, B(21), 90 pp., 1994.
- LACHENBRUCH, A.H.: The effect of two-dimensional topography on superficial thermal gradients, *U.S. Geol. Surv. Bull.* 1203-E, 86 pp., 1969.
- LACHENBRUCH, A.H.: Crustal Temperature and Heat Production: Implications of the linear heat-flow relation, *J. Geophys. Res.*, 75, 3291-3300, 1970.
- LACHENBRUCH, A.H. UND BREWER, M.C.: Dissipation of the Temperature Effect of Drilling a Well in Arctic Alaska, *U.S. Geol. Surv. Bull.* 1083-C, 73-109, 1959.
- LACHENBRUCH, A.H. UND SASS, J.H.: Heat Flow From Cajon Pass, Fault Strength, and Tectonic Implications, *J. Geophys. Res.*, 97, 4995-5015, 1992.
- LACHENBRUCH, A.H., SASS, J.H., CLOW, G.D. UND WELDON, R.: Heat flow at Cajon Pass, California, revisited, *J. Geophys. Res.*, 100, 2005-2012, 1995.
- LEBLANC, Y., PASCOE, L.J. UND JONES, F.W.: The temperature stabilization of a borehole, *Geophysics*, 46, 1301-1303, 1981.
- LEBLANC, Y., LAM, H.-L., PASCOE, L.J. UND JONES, F.W.: A comparison of two methods of estimating static formation temperature from well logs, *Geophys. Pros.*, 30, 348-357, 1982.
- LEE, T.C.: Estimation of formation temperature and thermal property from dissipation of heat generated by drilling, *Geophysics*, 47, 1577-1584, 1982.
- LEWIS, T.J., BENTKOWSKI, W.H., DAVIES, E.E., HYNDMAN, R.D., SOUTHER, J.G. UND WRIGHT, J.A.: Subduction of the Juan de Fuca Plate: Thermal Consequences, *J. Geophys. Res.*, 93, 15207-15225, 1988.
- LUHESHI, M.N.: Estimation of formation temperature from borehole measurements, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 74, 747-776, 1983.
- MATTHEWS, S.J., JONES, A.P. UND GARDEWEG, M.C.: Lascar Volcano, Northern Chile; Evidence for Steady-State Disequilibrium, *J. Petrol.*, 35, 401-432, 1994.

- MAYES, C.L., LAWVER, L.A. UND SANDWELL, T.: Tectonic History and New Isochron Chart of the South Pacific, *J. Geophys. Res.*, 95, 8543-8567, 1990.
- MCKENZIE, D.: Some Remarks on the Development of Sedimentary Basins, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 40, 25-32, 1978.
- MEISSNER, R.: The Continental Crust, A Geophysical Approach, *Int. Geophys. Series*, 34, Academic Press Inc., Orlando, 426 pp., 1986.
- MIDDLETON, M.F.: A model for bottom-hole temperature stabilization, *Geophysics*, 44, 1458-1462, 1979.
- MIDDLETON, M.F.: Bottom-hole temperature stabilization with continued circulation of drilling mud, *Geophysics*, 47, 1716-1723, 1982.
- MOLNAR, P. UND ENGLAND, P.: Temperature, Heat Flux, and Frictional Stress Near Major Thrust Faults, *J. Geophys. Res.*, 95, 4833-4856, 1990.
- MOLNAR, P. UND ENGLAND, P.: Temperatures in zones of steady-state underthrusting of young oceanic lithosphere, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 131, 57-70, 1995.
- MONTES DE OCA, I.: Geografía y Recursos Naturales de Bolivia, *Acadademia Nacional de Ciencias de Bolivia*, La Paz, 2nd ed., 574 pp., 1989.
- MOONEY, W.D. UND WEAVER, C.S.: Regional crustal structure and tectonics of the Pacific Coastal States; California, Oregon and Washington, in: Pakiser, L.C. and Mooney, W.D. (eds.), *Geophysical Framework of the Continental United States*, *Geol. Soc. Am., Mem.* 172, Boulder, 129-161, 1989.
- MORGAN, P. UND GOSNOLD, W.D.: Heat flow and thermal regimes of the continental United States, in: Pakiser, L.C. and Mooney, W.D. (eds.), *Geophysical Framework of the Continental United States*, *Geol. Soc. Am., Mem.* 172, Boulder, 493-522, 1989.
- MÜLLER, R.D., ROEST, W.R., ROYER, J.-Y., GAHAGAN, L.M. UND SCLATER, J.G.: A Digital Age Map of the Ocean Floor, *SIO Reference Series No.* 93-30, 1993.
- MUÑOZ, M.: Flujo de calor en Chile con énfasis en las áreas de El Tatio de La Cuenca de Santiago, *Revista Brasileira de Geofísica*, 5, 153-164, 1987.
- MUÑOZ, M. UND HAMZA, V.: Heat flow and temperature gradients in Chile, in: Čermák, V. (Ed.), *Proc. Int. Meeting on Terrestrial Heat Flow and the Lithosphere Structure*, Bechyne Castle, Special Issue *Studia geoph. et geod.*, Prague, 37, 315-348, 1993.
- PARSONS, B. UND SCLATER, J.G.: An Analysis of the Variation of Ocean Floor Bathymetry and Heat Flow with Age, *J. Geophys. Res.*, 82, 803-827, 1977.
- PEACOCK, S.M.: Thermal Modeling of Metamorphic Pressure-Temperature-Time Paths: A Forward Approach, in: Spear, F.S. and Peacock, S.M. (eds.), *Metamorphic Pressure-Temperature-Time Paths*, *Short Course in Geology*, 7, AGU, Washington, D.C., 57-102, 1989.
- PEACOCK, S.M.: Numerical Simulation of Metamorphic Pressure-Temperature-Time Path and Fluid Production in Subducting Slabs, *Tectonics*, 9, 1197-1211, 1990.
- PEACOCK, S.M.: Large-scale hydration of the lithosphere above subducting slabs, *Chemical Geology*, 108, 49-59, 1993.

- POLLACK, H.N. UND SASS, J.: Crust and Mantle Geothermics, in: Hänel, R., Rybach, L. and Stegena, L. (eds.), Handbook of Terrestrial Heat-Flow Density Determination, 301-308, Kluwer, Dordrecht, 1988.
- POLLACK, H.N., HURTER, S. UND JOHNSON, R.J.: The new global heat flow compilation, The University of Michigan, Ann Arbor, data file, 1991.
- POLLACK, H.N., HURTER, S. UND JOHNSON, R.J.: Heat Flow from the Earth's Interior - Analysis of the Global Data Set, *Rev. Geophys.*, 31, 267-280, 1993.
- POWELL, W.G., CHAPMAN, D.S., BALLING, N. UND BECK, A.E.: Continental Heat-Flow Density, in: Hänel, R., Rybach, L. and Stegena, L. (eds.), Handbook of Terrestrial Heat-Flow Density Determination, 167-222, Kluwer, Dordrecht, 1988.
- PRESS, W.H., TEUKOLSKY, S.A., VETTERLING, W.T. UND FLANNERY, B.P.: Numerical Recipes in C, Second Edition, Cambridge University Press, 994 pp., 1992.
- PRIBNOW, D.: Ein Vergleich von Bestimmungsmethoden der Wärmeleitfähigkeit unter Berücksichtigung von Gesteinsgefügen und Anisotropie, *Fortschrittberichte VDI, R. 19, 75*, 111 pp., VDI Verlag, Düsseldorf, 1994.
- REUTTER, K.-J., GIESE, P., GÖTZE, H.-J., SCHEUBER, E., SCHWAB, K., SCHWARZ, G. UND WIGGER, P.: Structures and Crustal Development of the Central Andes between 21° and 25°S, in: Bahlburg, H., Breikreuz, Ch. and Giese, P. (eds.), *The Southern Central Andes - Lecture Notes in Earth Sciences, 17*, Springer, Berlin, 231-261, 1988.
- RIEKE III, H.H. UND CHILINGARIAN, G.V.: Compaction of Argillaceous Sediments, *Developments in Sedimentology 16*, 424 pp., Elsevier, Amsterdam, 1974.
- ROEDER, D.: Andean-Age Structure of Eastern Cordillera (Province of La Paz), *Tectonics*, 7, 23-39, 1988.
- ROY, R.F., BLACKWELL, D.D. UND BIRCH, F.: Heat Generation of Plutonic Rocks and Continental Heat Flow Provinces, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 5, 1-12, 1968.
- RYBACH, L. UND ČERMÁK, V.: 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, 1(a)*, Springer, Berlin, 353-371, 1982.
- SASS, J.H., LACHENBRUCH, A.H. UND MUNROE, R.J.: Thermal Conductivity of Rocks from Measurements on Fragments and its Application to Heat-Flow Determinations, *J. Geophys. Res.*, 76, 3391-3401, 1971.
- SASS, J.H., STONE, C. UND MUNROE, R.: Thermal Conductivity Determinations on Solid Rocks - A Comparison between a Steady-State divided-bar Apparatus and a Commercial Transient Line-source Device, *J. Volc. Geoth. Res.*, 20, 145-153, 1984.
- SASS, J.H., LACHENBRUCH, A.H., MUNROE, R.J. UND MORGAN, P.: Heat Flow from a Scientific Research Well at Cajon Pass, California, *J. Geophys. Res.*, 97, 5017-5030, 1992.
- SCHATZ, J.F. UND SIMMONS, G.: Thermal conductivity of earth materials at high temperatures, *J. Geophys. Res.*, 77, 6966-6983, 1972.
- SCHEUBER, E., BOGDANIC, T., JENSEN, A. UND REUTTER, K.-J.: Tectonic Development of the North Chilean Andes in Relation to Plate Convergence and Magmatism Since the Jurassic, in: Reutter, K.-J., Scheuber, E. and Wigger, P. (eds.), *Tectonics of the Southern Central Andes*, Springer, Berlin, 121-139, 1994.

- SCHMID: Melting temperature of rocks, in: Angenheister, G. (ed.), Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group V, Geophysics and Space Research, 1(a), Springer, Berlin, 345-353, 1982.
- SCHMITZ, M.: Kollisionsstrukturen in den Zentralen Anden: Ergebnisse refraktionsseismischer Messungen und Modellierung krustaler Deformationen, Berliner geowiss. Abh., B(20), 127 pp., 1993.
- SCHMITZ, M.: A balanced model of the southern Central Andes, *Tectonics*, 13, 484-492, 1994.
- SCHMUCKER, U., HARTMANN, O., GIESECKE, A.A., CASAVARDE, M. UND FORBUSH, S.E.: Electrical conductivity anomalies of the Earth's crust in Peru, *Carnegie Inst. Wash. Year Book*, 63, 354-362, 1964.
- SCHRECKENBERGER, B.: Magnetische Lineationen auf der Nazca-Platte und 3D-Modellierung der Subduktion am Chile-Graben, 56. Jahrestagung Deutsche Geophys. Ges., Freiberg, Abstract volume, 214, 1996.
- SCHWARZ, G.: Elektrisch hochleitfähige Zonen in den südlichen zentralen Anden: Abbilder tektonische Prozesse ?, SFB 267, Berichtsband, unveröff., 335-336, 1995.
- SCLATER, J.G. UND CHRISTIE, P.A.F.: Continental Stretching: An explanation of the Post-Mid-Cretaceous Subsidence of the central North Sea Basin, *J. Geophys. Res.*, 85, 3711-3739, 1980.
- SCLATER, J.G., VACQUIER, V. UND ROHRHIRSCH, J.H.: Terrestrial Heat Flow Measurements on Lake Titicaca, Peru, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 8, 45-54, 1970.
- SEIPOLD, U.: The variation of thermal transport properties in the earth crust, *J. Geodyn.*, 20, 145-154, 1995.
- SEIPOLD, U.: A general law of thermal dependence of the thermal transport parameters of rocks, IV. Int. Workshop: Heat flow and the structure of the lithosphere, Trest, Czech Rep., poster, 1996.
- SHEN, P.Y. UND BECK, A.E.: Stabilization of bottom hole temperature with finite circulation time and fluid flow, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 86, 63-90, 1986.
- SHI, Y. UND WANG, C.-Y.: Two-dimensional modeling of the P-T-t paths of regional metamorphism in simple overthrust terrains, *Geology*, 15, 1048-1051, 1987.
- DE SILVA, S.L. UND FRANCIS, P.W.: *Volcanoes of the Central Andes*, Springer, Berlin, 215 pp., 1991.
- SPEECE, M.A., BOWEN, T.D., FOLCIK, J.L. UND POLLACK, H.N.: Analysis of temperatures in sedimentary basins: the Michigan Basin, *Geophysics*, 50, 1318-1334, 1985.
- STEIN, C.A. UND STEIN, S.: A model for the global variation of oceanic depth and heat flow with lithospheric age, *Nature*, 359, 123-128, 1992.
- SUÁREZ, G. UND COMTE, D.: Comment on "Seismic Coupling Along the Chilean Subduction Zone" by B.W. Tichelaar and L.R. Ruff, *J. Geophys. Res.*, 98, 15825-15828, 1993.
- THOMPSON, A.B. UND ENGLAND, P.C.: Pressure-temperature-time path of regional metamorphism II. Their inference and interpretation using mineral assemblages in metamorphic rocks, *J. Petrol.*, 25, 929-955, 1984.
- TICHELAAR, B.W. UND RUFF, L.J.: Seismic Coupling Along the Chilean Subduction Zone, *J. Geophys. Res.*, 96, 11997-12022, 1991.
- TICHELAAR, B.W. UND RUFF, L.J.: Depth of Seismic Coupling Along Subduction Zones, *J. Geophys. Res.*, 98, 2017-2037, 1993 (a).

- TICHELAAR, B.W. UND RUFF, L.J.: Reply, *J. Geophys. Res.*, 98, 15829-15831, 1993 (b).
- TOKSÖZ, M.N., MINEAR, J.W. UND JULIAN, B.R.: Temperature Field and Geophysical Effects of a Downgoing Slab, *J. Geophys. Res.*, 76, 1113-1138, 1971.
- TURCOTTE, D.L. UND OXBURGH, E.R.: Finite amplitude convective cells and continental drift, *J. Fluid Mech.*, 28, 29-42, 1967.
- TURCOTTE, D.L. UND SCHUBERT, G.: *Geodynamics, Applications of Continuum Physics to Geological Problems*, John Wiley and Sons, New York, 450 pp., 1982.
- UYEDA, S. UND WATANABE, T.: Preliminary Report of Terrestrial Heat Flow Study in the South American Continent; Distribution of Geothermal Gradients, *Tectonophysics*, 10, 235-242, 1970.
- UYEDA, S. UND WATANABE, T.: Terrestrial Heat Flow in Western South America, *Tectonophysics*, 83, 63-70, 1982.
- UYEDA, S., WATANABE, T., KAUSEL, E., KUBO, M. UND YASHIRO, Y.: Report of Heat Flow Measurements in Chile, *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 58, 131-163, 1978.
- UYEDA, S., WATANABE, T., OZASAYAMA, Y. UND IBARAGI, K.: Report of Heat Flow Measurements in Peru and Ecuador, *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 55, 55-74, 1980.
- VACQUIER, V.: Oil Fields - A Source of Heat Flow Data, *Tectonophysics*, 103, 81-98, 1984.
- WATANABE, T., UYEDA, S., GUZMAN RAO, J.A., CABRE, R. UND KURONUMA, H.: Report of Heat Flow Measurements in Bolivia, *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 55, 43-54, 1980.
- WEAVER, B.L. UND TARNEY, J.: Empirical approach to estimating the composition of the continental crust, *Nature*, 310, 575-577, 1984.
- WERNSTEDT, F.L.: *World Climatic Data, II. Latin America and Caribbean*, Penn. State Univ., Climatic Data Press, 1972.
- WESSEL, P. UND SMITH W.H.F.: New version of Generic Mapping Tool released, *EOS Trans. Am. Geophys. U.*, 76, 329, 1995.
- WHITE, W.M.: *Geochemistry, An Online Textbook*, Cornell Univ., <http://www.geo.cornell.edu/geology/classes/Chapters.HTML>, 1996.
- WIGGER, P.J., SCHMITZ, M., ARANEDA, M., ASCH, G., BALDZUHN, S., GIESE, P., HEINSOHN, W.-D., MARTÍNEZ, E., RICARDI, E., RÖWER, P. UND VIRAMONTE, J.: Variation in the Crustal Structure of the Southern Central Andes Deduced from Seismic Refraction Investigations, in: Reutter, K.-J., Scheuber, E. and Wigger, P. (eds.), *Tectonics of the Southern Central Andes*, Springer, Berlin, 23-48, 1994.
- WOODSIDE, W. UND MESSMER, J.H.: Thermal Conductivity of Pourous Media, I. Unconsolidated Sands, *J. Appl. Phys.*, 32, 9, 1688-1699, 1961 (a).
- WOODSIDE, W. UND MESSMER, J.H.: Thermal Conductivity of Pourous Media, II. Consolidated Rocks, *J. Appl. Phys.* 32, 9, 1699-1706, 1961 (b).
- YUEN, D.A., FLEITOUT, L., SCHUBERT, G. UND FROIDEVAUX, C.: Shear deformation zones along major transform faults and subducting slabs, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 54, 93-119, 1978.
- ZANDT, G., VELASCO, A.A. UND BECK, S.L.: Composition and crustal thickness of the southern Altiplano crust, Bolivia, *Geology*, 22, 1003-1006, 1994.
- ZOTH, G. UND HÄNEL, R.: Thermal Conductivity, in: Hänel, R., Rybach, L. and Stegena, L. (eds.), *Handbook of Terrestrial Heat-Flow Density Determination*, Kluwer, Dordrecht, 449-466, 1988.

Appendix A

Fehlerabschätzung: BHT-Korrektur und Wärmeflußdichte-Bestimmung aus BHT

Zur Ermittlung der mittleren Standzeit wurde diese, soweit vorhanden, statistisch ausgewertet. Zu insgesamt 454 BHT-Messungen ist die Standzeit bekannt. Aus Abb. A.1a kann entnommen werden, daß etwa 25 % der Temperaturmessungen eine Standzeit von 7 ± 1 Stunde besitzen. Generell sollte eine Zunahme der Standzeit mit der Tiefe der BHT-Messung zu erkennen sein, da die Zeit des Ausbringens des Bohrgestänges und des Einbringens der Meßsonde ebenfalls mit der Tiefe zunimmt. Diese zu erwartende Korrelation zwischen der Standzeit und der Tiefe der Messung ist nicht erkennbar (s. Abb. A.1b).

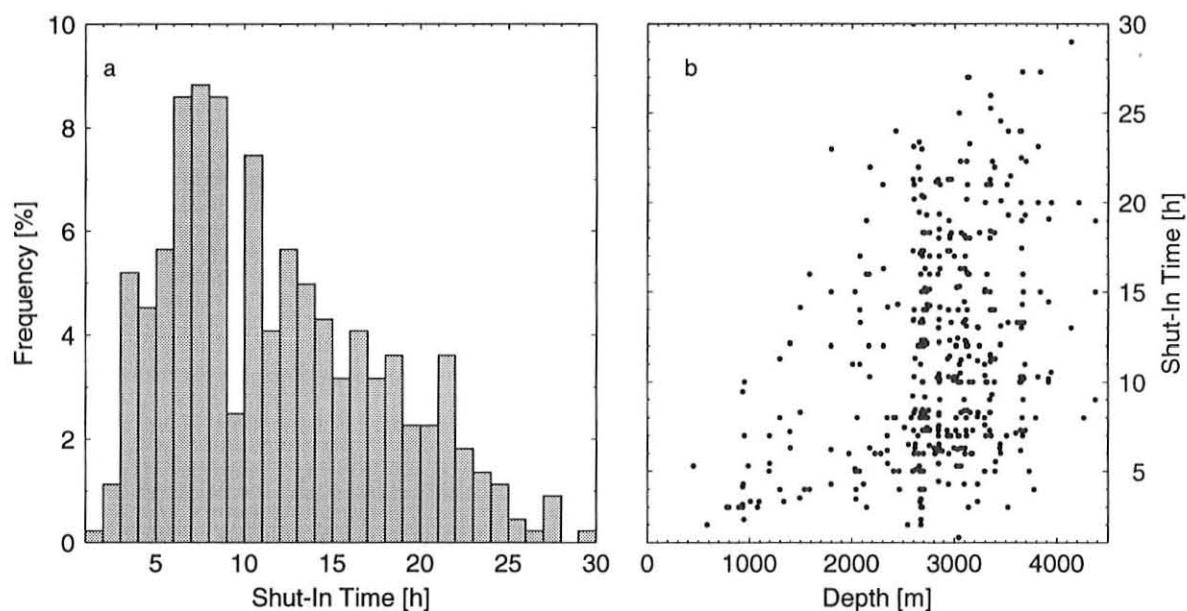


Abbildung A.1: a: Verteilung der registrierten Standzeiten von insgesamt 454 BHT-Messungen (Bolivien), b: Standzeiten in Abhängigkeit von der Tiefe der Messung.

Temperaturmessungen wurden überwiegend im Tiefenbereich von 1000 bis 4000 m durchgeführt; hierfür werden Standzeiten von 5 bis etwa 20 Stunden angegeben. Da diese statistisch über den gesamten Tiefenbereich verteilt vorliegen, sind Testrechnungen durchgeführt worden, um den Einfluß der Standzeit auf die Korrekturbeträge zu untersuchen

(s. Abb. A.2). Aus den gewählten Mittelwerten ($t_{circ} = 5 h$ und $t_s = 7 h$) resultiert eine Temperaturgradientenkorrektur von $3,9^\circ C/km$. Durch Variation der Zirkulationszeit um ± 1 Stunde variiert der Korrekturbetrag des Temperaturgradienten um $\pm 0,6^\circ C/km$. Die Variation der Standzeit von 5 bis auf 20 Stunden hat eine Erhöhung bzw. Erniedrigung der Temperaturgradientenkorrektur um $1,2^\circ C/km$ bzw. $2,3^\circ C/km$ zur Folge. Es zeigt sich, daß die Variation der Standzeit einen wesentlichen Einfluß auf die Temperaturkorrektur besitzt, hingegen ist der Einfluß der Zirkulationszeit von untergeordneter Bedeutung.

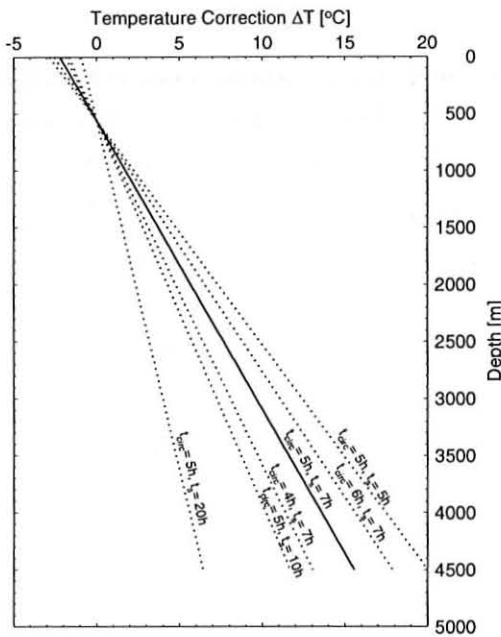


Abbildung A.2: Änderung der Temperaturbeträge und daraus resultierende Temperaturgradientenänderungen für unterschiedliche Stand- und Spülzeiten. Durchgezogene ΔT -z Linie entspricht der genutzten mittleren Korrektur, gepunktete Linien zeigen die jeweiligen Parametervariationen.

Etwa 2/3 der Messungen besitzen Standzeiten von 5 bis 15 h . Hieraus folgt eine mittlere Abweichung der Temperaturgradientenkorrektur von $\pm 1,5^\circ C/km$. Bei einem mittleren Temperaturgradienten von etwa $20^\circ C/km$ (entspricht dem mittleren Gradienten der bolivianischen Erdölfelder) bedeutet dies einen relativen Fehler von etwa 8 %.

Die korrigierten Wärmeleitfähigkeiten der bolivianischen Erdgas/Erdöl-Felder (s. Tabelle 2.1) zeigen im Durchschnitt eine mittlere relative Abweichung von etwa 15 % von dem gewählten Mittelwert. Zur Bestimmung der Genauigkeit der zu ermittelnden Wärmeflußdichte-Werte wird diese berechnet aus (Powell et al., 1988):

$$\bar{x}_{hfd} = \sqrt{\bar{x}_{Grad.}^2 + \bar{x}_\lambda^2}, \quad (A.1)$$

mit \bar{x}_{hfd} dem mittleren relativen Fehler der Wärmeflußdichte, $\bar{x}_{Grad.}$ dem mittleren relativen Fehler des Temperaturgradienten und \bar{x}_λ dem mittleren relativen Fehler der Wärmeleitfähigkeit. Für die bestimmten Wärmeflußdichten der bolivianischen Erdöl/Erdgas-Felder ergibt sich somit ein mittlerer relativer Fehler von 17 %.

Appendix B

Wärmeleitfähigkeiten

Mineral	WLF	Mineral/PF	WLF
Quarz (iso)	7,69 [1]	Amphibol	2,91 [2]
Quarz (c-Achse)	10,17 [2]	Halit	5,55 [2]
Quarz (⊥ c-Achse)	6,15 [2]	Calcit	3,59 [1]
<i>Plagioklase</i>		Dolomit	5,51 [1]
Albit	2,34 [2]	Gips	1,30 [2]
Labradorit (Ab ₄₆ An ₅₄)	1,53 [1]	Pyroxen	5,02 [1]
Anorthit	2,72 [2]	Hämatit	11,28 [1]
<i>Kalifeldspate</i>		Goethit	2,91 [1]
Mikroklin	2,49 [1]	H ₂ O	0,607
Orthoklas	2,31 [1]	Luft	0,026
Sanidin	1,65 [1]	Ol	0,213

Tabelle B.1: Wärmeleitfähigkeiten (WLF in $[W/mK]$) gesteinsbildender Minerale nach Horai (1971)[1], Diment und Pratt (1988)[2] zusammengestellt nach Clauser und Huenges (1995) sowie verschiedener Porenfüllungen (PF).

Probe	kfs	plg	qrz	amp	hal	cal	dol	gip	cpx	Porosität
MMI/1 (Vulkanitbrekzie)	23	46	26			5				
MMI/2 (Vulkanitbrekzie)	11	48	41							
MMI/3 (Vulkanitbrekzie)		37	49			8			6	
MMI/4 (Vulkanitbrekzie)	12	45	43							
MMI/5 (Vulkanitbrekzie)	13	62	16				9			
MMI/6 (Vulkanitbrekzie)	19	53	28							
MMI/7 (Vulkanitbrekzie)		45	9			46				17
MMI/8 (Vulkanitbrekzie)	21	41	24							16
MMI/9 (Vulkanitbrekzie)	11	54	27	8						16
MMI/10 (Vulkanitbrekzie)	15	43	28					14		14
MMI/11 (Vulkanitbrekzie)	15	50	28	7						
MMI/12 (Vulkanitbrekzie)	23	38	25			14				10
LOA (Ignimbrit)										29
MAB/2148 (Diorit)		63	15	22						
MAB (Vulkanitbrekzie)	36	43	15		6					
SLV (Vulkanitbrekzie)	22	33	29					16		20

Tabelle B.2: Anteile der in chilenischen Proben vorkommenden Mineralphasen in Vol.% abgeleitet aus der Röntgen-Diffraktions-Analyse; kfs=Kalifeldspat, plg=Plagioklas, qrz=Quarsz, amp=Amphibol, hal=Halit, cal=Calcit, dol=Dolomit, gip=Gips, cpx=Clinopyroxen. Gemessene Porositäten einiger Proben (ϕ) in [%]. Probennahme-Gebiete: MMI (Mansa Mina, Calama), LOA (Quellgebiet El Loa), MAB (Mantos Blancos) und SLV (Sierra Limon Verde).

Formation	Lokationen											
	ABP	BJO	CAI	CAM	CAR	CCB	CLP	EPN	GRY	MJB	MGD	MCT
CHA					6	41	36	27			5	23
YEC					5	10	2	6				5
PET					9	5	4					10
CAJ					4		7					4
YAN						4	9					10
TAC						11	4	19			23	6
IPA												
VIT												
CAN					6					4	5	
SAN					4					12		
ESC	19				4		8	22		28	19	10
TAI					5		8	6				10
CHO								7				
TAR	42	16					5			45	35	6
ITA												
TUP	22	4			9		5	7	9	6		
ITC												
IQU	17			31	7		9	6	25		13	16
LMS		62	16	69	41		3		61			
HUA		18	63						5			
SRO			21				12					
ELC							17					
	NJL	NPC	LPN	PVN	RGD	RSC	TTR	TIT	LVT	VGD	YPC	YOI
CHA	1	10	29	48	37				33	31	39	25
YEC	6		2	11	5					9	11	10
PET	4		10	4	6	6			8	3	5	3
CAJ	8		6									
YAN			5								5	
TAC	13	5	7	16	8	20		15	5	18	14	5
IPA												3
VIT												5
CAN		7		5					7	7		
SAN		5		7					2			
ESC	37	26	6	9	9	58		20	22	30		17
TAI		3	10			13			2	2		11
CHO		8	6				6		10			
TAR	16		10					17	5			6
ITA								8				
TUP	4	8	6		20	3	9	28	6			4
ITC												
IQU	11	5	3		9		21	12				11
LMS		23					41				15	
HUA												
SRO							16				6	
ELC											5	

Tabelle B.3: Prozentuale Anteile jeweiliger Formationen zur Bestimmung der mittleren Wärmeleitfähigkeit für die bolivianischen Erdgas- und Erdölfelder. Formationsbezeichnungen siehe auch Tabelle 2.1; Feldbezeichnungen siehe auch Tabelle 2.3 oder Tabelle C.1.

Appendix C

Lokationen der Wärmeflußdichte-Bestimmungen

Lokation		Länge [West]	Breite [Süd]	Höhe [m]	
Bolivien					
Abapo	ABP	63°25,1'	18°52,8'	583	
Bermejo	BJO	64°20,9'	22°40,9'	703	Barretero, Tigre, Toro
Caigua	CAI	63°29,3'	21°07,4'	806	
Camiri	CAM	63°33,8'	20°05,0'	1386	
Caranda	CAR	63°32,8'	17°31,8'	340	
Cascabel	CCB	64°15,7'	17°03,3'	223	Sirari, Vibora
Colpa	CLP	63°16,1'	17°31,1'	359	
El Espino	EPN	63°13,2'	19°18,0'	716	Amiri
Guairuy	GRY	63°34,7'	20°15,9'	1174	Tucan
Madrejones	MJB	63°35,9'	21°59,5'	681	
Monteagudo	MGD	63°56,8'	20°02,5'	1164	
Montecristo	MCT	62°56,0'	17°32,7'	307	
Naranjillo	NJL	62°17,4'	17°59,7'	628	
Nupuco	NPC	63°06,1'	21°10,4'	577	Sipuati
La Pena	LPN	62°57,9'	17°58,3'	369	Palmar, Santa Cruz, Tundy
Porvenir	PVN	63°12,9'	20°45,7'	727	Carandaiti
Rio Grande	RGD	62°54,4'	18°09,6'	340	
Rio Seco	RSC	63°17,0'	18°29,2'	698	
Tatarenda	TTR	63°31,7'	19°08,4'	1019	
Tita	TIT	62°13,3'	18°22,5'	312	
La Vertiente	LVT	63°17,3'	21°14,7'	383	Escondido, Villamontes
Vuelta Grande	VGD	63°11,1'	20°55,8'	539	
Yapacani	YPC	64°02,3'	17°01,1'	235	Enconada
Yoay	YOI	62°57,4'	20°15,1'	577	
Chile					
Toconao	TOC	68°13,9'	23°16,8'	2314	
Michilla		70°10,9'	22°40,7'	849	
Mantos Blancos		70°05,6'	23°26,0'	832	
Mansa Mina		68°54,9'	22°22,3'	2423	
Sierra Limon Verde		68°54,8'	22°49,1'	2516	
El Loa		68°39,1'	21°09,1'	3950	
La Escondida		69°04,7'	24°15,9'	3020	

Tabelle C.1: Geographische Länge, Breite und topographische Höhe der bolivianischen Erdgas- und Erdölfelder sowie für die chilenischen Explorationsbohrungen. Für die bolivianischen Lokationen sind die jeweiligen Explorationsfelder, die zu einer Lokalität zusammengefaßt wurden, aufgelistet.

Appendix D

Analytische und numerische Methoden der Temperaturfeld-Bestimmung

D.1 Energiebilanzgleichung

Konduktive Wärmetransportvorgänge im Untergrund werden durch die Energiebilanzgleichung

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + A = \nabla(\lambda \nabla T) + A \quad (\text{D.1})$$

beschrieben, mit T der Temperatur, λ der Wärmeleitfähigkeit, ρ der Gesteinsdichte, c_p der spezifischen Wärme, A einer Wärmeproduktion und $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$. Für den stationären Fall, das heißt wenn keine zeitliche Temperaturänderung erfolgt ($\frac{\partial T}{\partial t} = 0$), sowie für eine räumlich konstante Wärmeleitfähigkeit, reduziert sich die Energiebilanzgleichung auf die Poisson-Gleichung:

$$\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = -\frac{A}{\lambda} \quad (\text{D.2})$$

Wird ein Körper betrachtet, der sich mit einer Geschwindigkeit v relativ zum Koordinatensystem bewegt, so muß die Energiebilanzgleichung um einen konvektiven Anteil ergänzt werden zu:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T - v \rho c_p \nabla T + A \quad (\text{D.3})$$

mit $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt den konduktiven Anteil am Wärmetransport, der zweite Term den konvektiven Transport der Wärme und der dritte Term entspricht einer inneren Wärmequelle, in diesem Zusammenhang der radiogenen Wärmeproduktionsrate. Die Energiebilanzgleichung beschreibt die zeitliche und räumliche Temperaturänderung aufgrund der beiden betrachteten Wärmetransportvorgänge.

D.2 Analytische Lösungen

Für analytische Lösungen wird in der Regel nur die vertikale Komponente der Wärmeleitung betrachtet, das heißt die Temperaturänderungen mit der Tiefe ($T(z)$). Dies ent-

spricht einem horizontal geschichteten Medium mit unterschiedlichen Parametern der Wärmeleitfähigkeiten ($\lambda = \lambda(z)$) sowie Wärmeproduktionsraten ($A = A(z)$). Betrachtet man ein eindimensionales auf reiner Konduktion beruhendes Temperaturfeld im stationären Zustand, so vereinfacht sich Gleichung D.1 zu:

$$A(z) + \frac{d}{dz} \left[\lambda \frac{dT}{dz} \right] = 0. \quad (\text{D.4})$$

Von Čermák und Hänel (1988) sind hierzu analytische Lösungen gegeben worden, anhand derer für einfache Modelle Temperatur-Tiefen-Verteilungen bestimmt werden können. Als Randbedingungen werden die Oberflächentemperatur (T_0) und die Oberflächenwärmeflußdichte ($Q_0 = \lambda \left(\frac{dT}{dz} \right)_{z=0}$) angesetzt.

D.2.1 Abkühlungsmodelle ozeanischer Lithosphäre

Durch heißes aufsteigendes Mantelmaterial an den ozeanischen Rücken werden beiderseits Lithosphärenplatten gebildet, die horizontal auseinanderdriften. Die Platten werden durch kaltes Meerwasser abgekühlt und bewegen sich als quasi rigid über den tieferen Mantel. Während des auseinanderdriftens altern die Platten, durch ständige Abkühlung verdichten sie sich und sinken ab. Das Plattenalter entspricht hierbei der Zeit (t), die benötigt wird, um die Entfernung (x) vom Rücken zu erreichen ($t = x/v$), mit v der Driftgeschwindigkeit. Zur physikalischen Beschreibung dieser thermischen Evolution der ozeanischen Lithosphäre werden gewöhnlich zwei Klassen von Modellen genutzt, das Halbraum- und das Platten-Modell. Beide beschreiben die Änderung des Wärmeflusses abhängig vom Plattenalter:

Das *Halbraum-Modell* (Turcotte und Schubert, 1982) beschreibt das Temperaturfeld der Lithosphäre entsprechend einem sich abkühlenden Halbraum. Im Bereich der ozeanischen Rücken besitzt dieser eine konstante Entstehungstemperatur (T_m) und kühlt sich konduktiv an seiner Oberfläche ab. Eine Wärmeproduktion durch radioaktiven Zerfall wird nicht berücksichtigt. Nach Lösung der Diffusionsgleichung wird das Abkühlungsverhalten mit den Randbedingungen $T = T_m$ an den ozeanischen Rücken ($x = 0$) und $T = 0$ an der Lithosphärenoberkante ($z = 0$) beschrieben durch:

$$T(z, t) = T_m \operatorname{erf} \left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \quad (\text{D.5})$$

mit erf der Fehlerfunktion (Carslaw und Jaeger, 1959), T_m der Entstehungstemperatur, z der Tiefe, κ der Temperaturleitfähigkeit und t dem Plattenalter (Turcotte und Schubert, 1982, Gl. 4-125). Durch Differentiation von Gl. D.5 ist die Oberflächenwärmeflußdichte

abhängig vom Alter der Platte gegeben zu:

$$Q_s(t) = \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\lambda T_m}{\sqrt{\pi \kappa t}} \quad (\text{D.6})$$

mit Q_s der Oberflächenwärmeflußdichte und λ der Wärmeleitfähigkeit. Aus den Gleichungen D.5 und D.6 ist das vertikale Temperaturprofil ebenfalls gegeben durch:

$$T(z) = T_m \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{\pi} Q_s z}{2 \lambda T_m} \right) \quad (\text{D.7})$$

Das *Platten-Modell* (Parsons und Sclater, 1977; Stein und Stein, 1992) behandelt die ozeanische Lithosphäre als sich abkühlende Platte mit konstanter Mächtigkeit (L). Die Platte kühlt sich durch Konduktion über ihre Oberfläche ab ($T = 0$ bei $x = 0$), jedoch unter Beibehaltung einer bestimmten Temperatur in der Tiefe L ($T = T_m$ bei $z = L$). Wärmeproduktionen durch radiogenen Zerfall innerhalb der Platte werden ebenfalls nicht berücksichtigt. Das Abkühlungsverhalten wird beschrieben durch (Pollack und Sass, 1988):

$$\begin{aligned} T(z, t) = & T_m \frac{z}{L} + \dots \\ & + \left(\frac{4T_m}{\pi} \right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sin \frac{(2n+1)\pi z}{L} \exp \frac{-(2n+1)^2 \pi^2 \kappa t}{L^2} - \dots \\ & - \left(\frac{2T_m}{\pi} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \sin \frac{n\pi z}{L} \exp \frac{-n^2 \pi^2 \kappa t}{L^2} \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

mit z der Tiefe, κ der Temperaturleitfähigkeit und t dem Plattenalter. Von Parsons und Sclater (1977) sowie Stein und Stein (1992) wurden daraus Näherungsfunktionen der Oberflächenwärmeflußdichte (Q_s) bezüglich des Plattenalters erstellt. Für junge Lithosphären ergibt sich in beiden Fällen eine $1/\sqrt{t}$ -Abhängigkeit. Für höhere Lithosphärenalter beeinflußt die untere Randbedingung des Platten-Modells die Oberflächenwärmeflußdichte, so daß hierfür die Beziehung abbricht und exponentiell zu einem konstanten Endwert abfällt. Sie wird nach Parsons und Sclater (1977) gegeben durch:

$$Q_s(t) = 473 t^{-1/2} \quad \text{für} \quad t \leq 120 \text{ Ma}, \quad (\text{D.9})$$

sowie nach Stein und Stein (1992) durch:

$$\begin{aligned} Q_s(t) &= 510 t^{-1/2} & \text{für} & \quad t \leq 55 \text{ Ma} \\ Q_s(t) &= 48 + 96 e^{-0.0278 t} & \text{für} & \quad t > 55 \text{ Ma}, \end{aligned} \quad (\text{D.10})$$

mit Q_s der Oberflächenwärmeflußdichte in $[W/m^2]$ und t dem Plattenalter in $[a]$.

D.2.2 1D-Temperaturbestimmungen entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre

Zur Bestimmung der Temperaturen entlang der Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre ist von Tichelaar und Ruff (1993 a) eine analytische Lösung, basierend auf der Arbeit von Molnar und England (1990), hergeleitet worden. Für die Bestimmung der Temperaturen ist die Superposition von zwei Prozessen nötig: das Abkühlungsverhalten der ozeanischen Lithosphäre aufgrund ihres zunehmenden Alters und die Aufheizung durch den Kontakt mit der überlagernden Lithosphäre. Durch die Lösung und Superposition der beiden eindimensionalen Wärmeleitungsprozesse wird der Effekt der Advektion, bedingt durch die Subduktion, mit einbezogen.

Das Abkühlungsverhalten einer ozeanischen Lithosphäre wurde im Abschnitt D.2.1 behandelt. Die Wärmeflußdichte durch die Oberfläche der subduzierten ozeanischen Lithosphäre bestimmt sich zu:

$$Q_0 = -\frac{\lambda_m T_m}{\sqrt{\pi \kappa (t_0 + t_1)}}, \quad (\text{D.11})$$

mit λ_m der Wärmeleitfähigkeit der ozeanischen Lithosphäre, T_m der Entstehungstemperatur, κ der Temperaturleitfähigkeit und t_0 dem Lithosphärenalter bei Erreichen der Subduktionszone. Während des Subduktionsprozesses berechnet sich das Alter der Lithosphäre zu $t = t_0 + t_1$ mit $t_1 = \frac{z_f}{V \sin \alpha}$. Hierbei ist z_f die Tiefe der Kontaktzone, V die Subduktionsgeschwindigkeit und α der Subduktionswinkel.

Durch Gleichung D.11 wird lediglich ein Teil des Wärmeflusses der ozeanischen Lithosphäre beschrieben, ein weiterer Anteil resultiert aus der Erwärmung durch die überlagernde Platte (Isolationseffekt). Die Erwärmung eines Halbraumes mit einer Anfangstemperatur von 0°C und einer sich zeitlich ändernden Temperaturrandbedingung an dessen Oberkante $T(0, t) = \alpha t^{m/2}$ (mit m als ganzer positiver Zahl und α als Konstante) ergibt einen Temperaturgradienten von $b \frac{T(0, t)}{\sqrt{\kappa t}}$ mit $b = \frac{\Gamma(m/2+1)}{\Gamma(m/2+1/2)}$ als dimensionsloser Konstante (Γ entspricht der Gamma-Funktion) (s. Carslaw und Jaeger, 1959, p. 63 und 484; Molnar und England, 1990). Durch numerische Verfahren ergibt sich ein mittlerer Wert von $b \approx 0.9$ in allen geologisch relevanten Fällen (Molnar und England, 1995). Der aus der Erwärmung resultierende Wärmefluß innerhalb der subduzierenden Platte ergibt sich zu:

$$Q_t = \lambda_m \frac{b T_f}{\sqrt{\kappa t_1}} \quad (\text{D.12})$$

wobei T_f die von der Tiefe abhängige Temperaturbedingung darstellt.

Zur Bestimmung der Temperatur T_f an der Kontaktzone in Abhängigkeit von der Tiefe z_f kann eine Energiebilanz aufgestellt werden. So ist die Differenz der Wärmeflußkomponenten innerhalb der ozeanischen Platte und dem der überlagernden Platte gleich

der entstehenden Reibungswärme an der Kontaktzone:

$$Q_0 + Q_t - Q_f = \tau V, \quad (\text{D.13})$$

mit $Q_f = \lambda_c \frac{dT}{dz}$ dem Wärmefluß an der Basis der überlagernden Platte ($z = z_f$) sowie der entstehenden Reibungswärme aus dem Produkt der Scherspannung τ und der Subduktionsgeschwindigkeit V . Die Reibungswärme ist hier pro Einheitsfläche gegeben. Durch Lösung der eindimensionalen stationären Wärmeleitungsgleichung (Gl. D.4) wird die Temperatur T_f in abhängig von der Tiefe z_f bestimmt zu (Tichelaar und Ruff, 1993 a):

$$T_f = \frac{\left[\frac{Az_f}{2} + \sigma V - Q_0 \right] \frac{z_f}{\lambda_c}}{S} \quad (\text{D.14})$$

mit

$$S = 1 + \frac{b}{\sqrt{\pi t}} \frac{\lambda_m}{\lambda_c} z_f.$$

In den vorangegangenen Gleichungen beschreiben A eine konstante Wärmeproduktion der kontinentalen Kruste und λ_c , λ_m die Wärmeleitfähigkeiten der überlagernden bzw. subduzierenden Platten. Gültig ist diese Temperaturbestimmung für den Kontaktbereich der subduzierenden Platte mit kontinentaler Kruste. Die Scherspannung kann sowohl konstant als auch tiefenabhängig $\tau(z_f) = \mu \rho g z_f$ gewählt werden; mit μ dem Reibungskoeffizienten, ρ der Krustendichte, g der Erdbeschleunigung und z_f der Tiefe der Kontaktzone.

Zur Überprüfung der Anwendbarkeit der analytischen (eindimensionalen) Lösung wurden von Tichelaar und Ruff (1993 a) Vergleiche mit Ergebnissen der zweidimensionalen numerischen Modellierungen von van den Beukel (1990) sowie van den Beukel und Wortel (1988) durchgeführt. Es ergeben sich bei sämtlichen Parametervariationen Abweichungen in den Temperaturbestimmungen von weniger als 10 %. Auch die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Vergleiche zeigen nur geringfügige Abweichungen (< 10 %) zu den zweidimensional numerisch bestimmten Temperaturverteilungen (s. Abb. 3.4).

D.2.3 Abkühlung einer quaderförmigen Intrusion (3D)

Zur Untersuchung von Einflüssen transienter Prozesse auf die Oberflächenwärmeflußdichte wurden Abschätzung zum Abkühlungsverhalten von Intrusivkörpern vorgenommen. Für einfache geometrische Formen von Intrusivkörpern sind für dieses Problem analytische Lösungen der Wärmetransportgleichung u.a. bei Carslaw und Jäger (1959) oder Hänel und Mongelli (1988) gegeben. Für die hier durchgeführten Temperatur- und Oberflächenabschätzungen wird die Form eines Quaders genutzt. Unterschiede in der Wärmeleitfähigkeit zwischen Intrusion und umgebendem Gestein sowie eine krustale radiogene Wärmeproduktion werden hierbei vernachlässigt; ebenfalls findet der Effekt der latenten

Wärme durch die Kristallisation keine Berücksichtigung. Die Temperaturverteilung in Abhängigkeit von der Position zur Intrusion und der Zeit nach einer „plötzlichen“ Platznahme bestimmt sich zu:

$$\begin{aligned}
 T(x, y, z, t) = & T_0 + z g + \frac{\Delta T}{8} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{z-b}{2\sqrt{\kappa t}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{z+b}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \dots \right. \\
 & \left. - \operatorname{erf} \left(\frac{z-c}{2\sqrt{\kappa t}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{z+c}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \right] \left[\operatorname{erf} \left(\frac{h-y}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \dots \right. \\
 & \left. + \operatorname{erf} \left(\frac{h+y}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \right] \left[\operatorname{erf} \left(\frac{d-x}{2\sqrt{\kappa t}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{d+x}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \right], \quad (\text{D.15})
 \end{aligned}$$

und der Temperaturgradient zu:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} = & g + \frac{\Delta T}{8\sqrt{\pi \kappa t}} \left[\exp \left(- \left(\frac{z-b}{2\sqrt{\kappa t}} \right)^2 \right) + \exp \left(- \left(\frac{z+b}{2\sqrt{\kappa t}} \right)^2 \right) \dots \right. \\
 & \left. - \exp \left(- \left(\frac{z-c}{2\sqrt{\kappa t}} \right)^2 \right) - \exp \left(- \left(\frac{z+c}{2\sqrt{\kappa t}} \right)^2 \right) \right] \left[\operatorname{erf} \left(\frac{h-y}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \dots \right. \\
 & \left. + \operatorname{erf} \left(\frac{h+y}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \right] \left[\operatorname{erf} \left(\frac{d-x}{2\sqrt{\kappa t}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{d+x}{2\sqrt{\kappa t}} \right) \right]. \quad (\text{D.16})
 \end{aligned}$$

Hierbei entsprechen b der Oberkante und c der Unterkante der Intrusion sowie d und h ihrer Halbachsen-Länge; z der Tiefe und x, y den horizontalen Koordinaten, κ der Temperaturleitfähigkeit, $\Delta T = T_i - T_0$ der Temperaturdifferenz von Intrusionstemperatur (T_i) und Oberflächentemperatur (T_0) und g dem ungestörten Temperaturgradienten vor der Intrusion. Die vertikale Wärmeflußdichte in Abhängigkeit von der Position zur Intrusion und der Zeit bestimmt sich aus dem Produkt des Temperaturgradienten ($\frac{\partial T}{\partial z}$) und der Wärmeleitfähigkeit (λ).

D.3 Numerische Lösung

Zur Lösung der Wärmetransportgleichung durch numerische Verfahren wurde in dieser Arbeit das der finiten Elemente (FE) eingesetzt. Hierfür stand das kommerzielle Programmpaket ANSYS, Version 4.4a (ANSYS, 1989), sowie das am GeoForschungsZentrum Potsdam entwickelte Program THERMOD (Bayer et al., 1995) zur Verfügung.

Zunächst wird das zu modellierende Gebiet in finite Elemente zerlegt. Durch eine automatische Modellvernetzung (ANSYS) wurden für sämtliche Modellierungen Knotenabstände von maximal 2 km im Bereich von Störungszonen vorgegeben (Kontaktzone von ozeanischer und kontinentaler Lithosphären im Subduktionsbereich und Überschiebungsbahn bei der Krustenstapelung). Für die übrigen Einheiten wurden Knotenabstände

von maximal 5 km zugelassen. So wird eine höhere Vernetzungsdichte im Bereich der Störungszonen erreicht, die sich zu entfernteren Gebieten hin verringert.

Zur Lösung der instationären Wärmetransportgleichung sind geeignete Anfangsbedingungen $T(x, y, z, t = 0)$ des Temperaturfeldes sowie Randbedingungen vorzugeben, welche aus den jeweiligen physikalisch-geometrischen Problemstellungen abzuleiten sind. Die Randbedingungen können durch Temperaturangaben $T(x, y)$ oder durch Wärmeflußdichteangaben $Q(x, y)$ erfolgen. Für die Modellierungen zu stationären Temperaturbedingungen entfallen die in der Wärmeleitungsgleichung auftretenden Zeitableitungen, so daß eine Anfangstemperaturverteilung nicht vorgegeben werden muß.

Temperaturberechnungen wurden mit den Programmen THERMOD sowie ANSYS durchgeführt. Die graphische Darstellung der Ergebnisse erfolgte mit dem Postprozessor von ANSYS bzw. mit dem Graphikpaket GMT (Generic Mapping Tool; Wessel und Smith, 1995).

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des DFG-Sonderforschungsbereiches 267 „Deformationsprozesse in den Anden“ am und mit Unterstützung durch das GeoForschungsZentrum Potsdam angefertigt.

Meinem Lehrer und Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Peter Giese, danke ich ganz besonders für die fruchtbaren Lehrjahre unter seiner Obhut sowie für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit. Seine Anregungen und das ständige Interesse am Fortgang der Arbeit waren für die Fertigstellung sehr hilfreich.

Herrn Prof. Dr. Volker Haak gilt mein Dank für die Übernahme des Korreferates.

Herrn Dr. Christoph Clauser, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung - Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben, danke ich für die freundliche Bereitstellung einer Apparatur zur Temperaturmessung, ohne die eine Vielzahl der Registrierungen nicht hätte stattfinden können. Für die sehr kooperative Zusammenarbeit und die Bereitstellung von umfangreichem Datenmaterial möchte ich mich bei den Firmen Yacimientos Petrolíferos Fiscales Bolivianos (YPFB), Empresa Nacional del Petroleo (ENAP/Chile), Corporación de Fomento de la Producción (CORFO/Chile) sowie der Corporación Nacional del Cobre de Chile (CODELCO), Rio Tinto Zink Mining and Exploration Ltd. (RTZ), Minera Carolina de Michilla S.A., Empresa Minera de Mantos Blancos und Minera Escondida Ltda. bedanken.

Den Mitarbeitern des Projektbereiches 4.4, Physikalische Eigenschaften von Mineralen und Gesteinen, des GeoForschungsZentrums Potsdam danke ich für die Unterstützung bei der Beschaffung von Datenmaterial sowie ihre ständige Diskussionsbereitschaft. Besonderer Dank gilt Dr. Andrea Förster und Dr. Ernst Huenges für die geduldige Überarbeitung und ihre zahlreichen Anmerkungen zum Manuskript.

Dr. Jörn Springer danke ich für die Bereitstellung der numerischen Software (THERMOD) und für die Einführung in die Techniken der Finite-Elemente-Modellierung.

Für die wertvolle Zusammenarbeit während des gesamten Studiums und der Promotionszeit möchte ich mich bei Christian Haberland bedanken.

Besonders herzlich danken will ich meiner Freundin Nico, die mir durch ihre liebevolle Unterstützung über meine Tiefs im Laufe der Arbeit hinweggeholfen hat.

Lebenslauf

Name: Michael, Heinz Springer
 Geburtsdatum: 8. April 1967
 Geburtsort: Berlin

Schulbildung:

1973-1977: Grundschule: Johannes-Tews Grundschule, Berlin-Zehlendorf
 1977-1979: Grundschule: Nord-Grundschule, Berlin-Zehlendorf
 1979-1985: Oberschule: Schadow-Gymnasium, Berlin-Zehlendorf
 12/1985: Schulabschluß, Allgemeine Hochschulreife

 3/1986-5/1986: Sozialdienst: Hubertus-Krankenhaus, Berlin
 6/1986-8/1986: Auslandsaufenthalt: England, Besuch einer Sprachschule

Hochschulausbildung:

10/1986-3/1993: Hochschulstudium: Geophysik, Freie Universität Berlin
 1989: Vordiplom in Geophysik, Freie Universität Berlin
 1993: Hauptdiplom in Geophysik (Diplom-Geophysiker), Freie Universität Berlin

Berufstätigkeit:

2/90 - 3/90: Praktikum an der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Hannover
 10/90 - 4/93: Studentische Hilfskraft, Freie Universität Berlin
 3/91 - 3/93: Tutor für Geophysik (für Geologen), Freien Universität Berlin
 5/93 - 12/96: Wissenschaftlicher Mitarbeiter, GeoForschungsZentrum Potsdam

Zentralbibliothek
GFZ Potsdam B 103

000190265

