

**Analytische Untersuchung intralithosphärischer  
Deformationen  
und  
Numerische Methoden zur Bestimmung krustaler  
Spannungsdomänen**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN  
von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe  
genehmigte

DISSERTATION

von  
Dipl.-Phys. Veronika Wehrle  
aus Kehl

Tag der mündlichen Prüfung: 23.01.1998

Referent: Prof. Dr. Friedemann Wenzel

Korreferent: Prof. Dr. Karl Fuchs



# Inhaltsverzeichnis

<b>Liste der verwendeten Symbole</b>	<b>v</b>
<b>Symbole in Kapitel 2 und 3</b>	<b>v</b>
<b>Symbole in Kapitel 4</b>	<b>vii</b>
<b>1 Einleitung und Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>1.1 Überblick</b>	<b>1</b>
<b>1.2 Gliederung der Arbeit und Zusammenfassung</b>	<b>6</b>
<b>2 Festigkeit und Rheologie der kontinentalen Lithosphäre</b>	<b>9</b>
<b>2.1 Einführung</b>	<b>9</b>
<b>2.2 Aufbau der kontinentalen Lithosphäre</b>	<b>10</b>
<b>2.3 Verallgemeinerte Temperaturprofile</b>	<b>12</b>
<b>2.4 Festigkeit von Gesteinen</b>	<b>16</b>
2.4.1 Brüchiges Versagen	17
2.4.1.1 Neubildung von Brüchen - Bruchfestigkeit	17
2.4.1.2 Gleiten entlang präexistenter Brüche - Reibungsfestigkeit	24
2.4.1.3 Vergleich von Bruchfestigkeit und Reibungsfestigkeit	32
2.4.2 Plastisches Versagen - Rheologische Gesetze	33
2.4.3 Der Übergang von brüchigem zu plastischem Versagen - Terminologie	43
<b>2.5 Die klassischen Festigkeitskurven und ihre Grenzen</b>	<b>46</b>
2.5.1 Das Konzept	47
2.5.2 Anwendungen der klassischen Festigkeitskurven	49
2.5.2.1 Der brüchig-plastische Übergang und die Tiefenverteilung der Seismizität	49
2.5.2.2 Klassische Festigkeitskurven für unterschiedliche Regionen	50
2.5.2.3 Die integrierte Festigkeit - Vergleich mit tektonischen Kräften	55
2.5.3 Kritikpunkte und Grenzen	57
2.5.4 Modifizierte Festigkeitskurven	61
2.5.4.1 Shimada, 1993	62
2.5.4.2 Kohlstedt et al., 1995	63
2.5.4.3 Kusznir - das 'constant force' Modell	65

<b>3 Die kontinentale Unterkruste als ‘Flüssigkeit’: das ‘differential velocity’ Modell</b>	<b>69</b>
<b>3.1 Einführung</b>	<b>69</b>
<b>3.2 Grundlagen</b>	<b>70</b>
3.2.1 Massenerhaltung	70
3.2.2 Die Bewegungsgleichung einer Flüssigkeit	71
<b>3.3 Das ‘DV’ Modell: eine Couette Strömung mit temperaturabhängiger Viskosität</b>	<b>73</b>
3.3.1 Das Geschwindigkeitsprofil $v_x(z)$ mit der Tiefe	77
3.3.2 Die Scherdeformationsrate $\dot{\epsilon}_{zx}(z)$ mit der Tiefe	78
3.3.3 Die Scherspannung $\sigma_{zx}$	79
3.3.4 Dissipierte Energie - Entkopplungslänge $L_x$	82
3.3.5 Das DV-Modell im drei Schichten Fall	86
<b>3.4 Anwendungsgebiete des ‘differential velocity’ Modells - Diskussion</b>	<b>88</b>
3.4.1 Blockrotationen und Bewegung von Mikroplatten	88
3.4.2 Die reflektive Unterkruste - das Abbild einer horizontalen Deformation	90
3.4.3 Kontinent-Kontinent Kollisionszonen	91
<b>3.5 Vergleich des DV-Modells mit den klassischen Festigkeitskurven - Zusammenfassung</b>	<b>96</b>
<b>4 Glätten von Spannungsorientierungen</b>	<b>101</b>
<b>4.1 Einführung</b>	<b>101</b>
<b>4.2 Die neue Ausgabe der Weltspannungskarte: WSM97-1</b>	<b>105</b>
<b>4.3 Theorie der Spannungsglättung nach Watson</b>	<b>108</b>
<b>4.4 Wichtung der einzelnen Datenpunkte</b>	<b>111</b>
4.4.1 Methoden der Abstandswichtung	111
4.4.1.1 FANN-Methode (Feste Anzahl der nächsten Nachbarn)	111
4.4.1.2 FSRN-Methode (Fester Suchradius für Nachbarn)	113
4.4.2 Qualitätswichtung	119
<b>4.5 Darstellung geglätteter Spannungsfelder</b>	<b>120</b>
4.5.1 Geglättete Datenpunkte	120
4.5.2 Rasterkarten - ‘Gridded Maps’	121
4.5.3 Spannungstrajektorien	121
4.5.4 Aussagefähigkeit eines geglätteten Datenpunktes	123
4.5.5 Schwellenwerte bei der FSRN-Methode	124
<b>4.6 Vergleich der FANN und FSRN Abstandswichtungsmethoden</b>	<b>125</b>
4.6.1 Vergleich an einem synthetischen Datensatz	126



4.6.2 Vergleich an einem realen Datensatz: Das Spannungsfeld im Karpatenbogen	128
4.6.3 Diskussion der Vor- und Nachteile beider Methoden	132
<b>4.7 Einfluß der Parameter bei der FSRN-Methode</b>	<b>134</b>
4.7.1 Variation des Glättungsparameters $\lambda$	135
4.7.2 Variation der Qualitätswichtungsterme $q$	136
4.7.3 Variation der Abstandswichtung $a$	137
4.7.4 Variation des Suchradius $A$	139
4.7.5 Geeignete Wahl der Parameter	145
<b>4.8 Zusammenfassung</b>	<b>146</b>
<b>Literatur</b> _____	<b>149</b>
<b>Anhang: Das Programm SMOOTH</b> _____	<b>157</b>
<b>A.1 Realisierung des Programms</b>	<b>158</b>
<b>A.2 Beschreibung der Kommandozeilenargumente - Beispiel</b>	<b>160</b>
<b>A.3 Ein- und Ausgabedateien</b>	<b>163</b>
A.3.1 Format der Eingabedatei	163
A.3.2 Ausgabedateien	163
<b>Danksagung</b> _____	<b>165</b>
<b>Lebenslauf</b> _____	<b>167</b>

## INHALTSVERZEICHNIS

# Liste der verwendeten Symbole

## Symbole in Kapitel 2 und 3

$\vec{a}$	Beschleunigung
$A$	Wärmeproduktionsrate pro Einheitsvolumen durch radioaktiven Zerfall
$A$	Kriechparameter im Potentialgesetz; Tensordarstellung, einfache Scherung
$A' = \frac{2}{3^{(n+1)/2}} A$	Kriechparameter im Potentialgesetz; uniaxiale Versuchsbedingungen
$c_p$	spezifische Wärme
$\delta_{ij}$	Kronecker Symbol: $\delta_{ij} = 1$ für $i = j$ und $\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$
$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}$	Deformationstensor
$\dot{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \dot{\varepsilon}_{xx} & \dot{\varepsilon}_{xy} & \dot{\varepsilon}_{xz} \\ \dot{\varepsilon}_{yx} & \dot{\varepsilon}_{yy} & \dot{\varepsilon}_{yz} \\ \dot{\varepsilon}_{zx} & \dot{\varepsilon}_{zy} & \dot{\varepsilon}_{zz} \end{pmatrix}$	Deformationsratentensor
$\dot{\varepsilon}_E = \left( \frac{1}{2} \dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} \right)^{1/2}$	zweite Invariante des Deformationsratentensors
$\varphi$	interner Reibungswinkel
$\vec{g}$	Erdbeschleunigung
$k$	thermische Leitfähigkeit
$\kappa = k / \rho c_p$	thermische Diffusivität, Temperatur-Leitwert
$m$	Masse
$\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$	Nabla Operator
$\mu$	interner Reibungskoeffizient
$\mu_o$	Reibungskoeffizient
$\eta$	dynamische Viskosität
$p = \frac{1}{3} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})$ $= \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$	statischer Druck oder durchschnittliche Spannung

LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE

$p_p$	<i>Porendruck</i>
$q_0$	<i>Oberflächenwärmefluß</i>
$R$	<i>universelle Gaskonstante</i>
$\rho$	<i>Dichte</i>
$\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$	<i>größte, mittlere und kleinste Hauptspannung</i>
$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$	<i>Spannungstensor</i>
$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} p$	<i>deviatorische Spannung (Tensor)</i>
$\sigma_d = \sigma_1 - \sigma_3$	<i>differentielle Spannung, Differenzspannung (Skalar)</i>
$\sigma_{ij}^{eff} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} p_p$	<i>effektive Spannung (Tensor)</i>
$S_V, S_H, S_h,$	<i>vertikale, größte horizontale und kleinste horizontale Spannung</i>
$\sigma'_E = \left(\frac{1}{2} \sigma'_{ij} \sigma'_{ij}\right)^{1/2}$	<i>zweite Invariante des deviatorischen Spannungstensors</i>
$T_{abs}$	<i>absolute Temperatur</i>
$\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$	<i>Geschwindigkeit</i>
$V$	<i>Volumen</i>

## Symbole in Kapitel 4

$A$	Suchradius für nächste Nachbarn bei der FSRN-Methode
$a$	Abstandswichtungsfunktion
$d(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) \cdot q(i)$	Wichtungsterm
FANN	Abstandswichtungsmethode: Feste Anzahl der nächsten Nachbarn
FSRN	Abstandswichtungsmethode: Fester Suchradius für Nachbarn
$\hat{f}(\mathbf{x})$	Prediktor für das geglättete Spannungsfeld
$\{f^{(N)}(\mathbf{x}_i)\}$	‘Schätzungen’ für das geglättete Spannungsfeld an den $n$ Lokationen $\mathbf{x}_i$
$G(\mathbf{x}_i) = \sum_{j, j \neq i} w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)$	Summe der Abstandswichtungen aller nächsten Nachbarn (FANN-Methode)
$h(\mathbf{x})$	Euklidischer Abstand zum $R$ -ten Nachbar bei der FANN-Methode
$k$	Anzahl der belegten Sektoren (FSRN-Methode mit $a = nbtwf$ oder $a = nbpdf$ )
$\lambda$	Glättungsparameter
$N$	Anzahl der Iterationsschritte bei der Berechnung der $n$ Vektoren $\{f^{(N)}(\mathbf{x}_i)\}$
$n$	Anzahl der Spannungsbeobachtungen
$n_n$	Anzahl der nächsten Nachbarn innerhalb des Suchradius (FSRN-Methode)
$n_s(s)$	Anzahl der nächsten Nachbarn innerhalb des Sektors $s$ (FSRN-Methode mit $a = nbtwf$ oder $a = nbpdf$ )
$pdf$	Potenz-Abstandswichtungsfunktion (power distance function)
$q(i)$	Qualitätswichtungsterm
$R$	Anzahl der nächsten Nachbarn bei der FANN-Methode
$twf$	Trikubische Abstandswichtungsfunktion (tricubic weight function)
$w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i)$	Abstandswichtungsterm
$\mathbf{x}_i = (x_{i1}, x_{i2})$	Lokation der $i$ -ten Spannungsbeobachtung
$\tilde{w}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) = \frac{w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)}{G(\mathbf{x}_i)}$	Reskalierte Abstandswichtungsterme (FANN-Methode)
$\ \mathbf{x} - \mathbf{x}_j\ $	Euklidischer Abstand zwischen $\mathbf{x}$ und $\mathbf{x}_j$
$\mathbf{y}_i = (y_{i1}, y_{i2})$	Richtungsbeobachtung an der Stelle $\mathbf{x}_i$

## LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE

# **1 Einleitung und Zusammenfassung**

## **1.1 Überblick**

Die in den 60er Jahren entwickelte Plattentektonik führte zu einem Durchbruch im Verständnis globaler, tektonischer Prozesse und lieferte einen Rahmen für die Erklärung einer Vielzahl von Beobachtungen. Die grundlegende Vorstellung der Plattentektonik unterteilt die äußere Schale der Erde in starre Lithosphärenplatten, die sich entkoppelt von der duktilen Asthenosphäre relativ zueinander bewegen können. In diesem Bild finden die Bewegungen zwischen den Platten an divergenten, konvergenten oder transformen Plattengrenzen statt; intern deformieren sich die lithosphärischen Platten dabei nicht. In erster Näherung können damit z.B. Gebirgs- und Grabenbildung, die Entstehung von Inselbögen, das Auftreten von Vulkanismus und die fast ausschließlich an Plattengrenzen auftretenden Erdbeben durch die Bewegung von 10 - 12 großen Platten erklärt werden (Isacks et al., 1968).

Bei einer näheren Betrachtung zeigt sich jedoch, daß die Annahme von starren, sich nicht deformierenden Platten nur für die ozeanische Lithosphäre gut erfüllt ist. Bei kontinentaler Lithosphäre beobachtet man an konvergenten oder transformen Plattengrenzen eine über breite Übergangszonen ‘verschmierte’, diffuse Deformation (z.B. Molnar, 1988); hier kommt es zu einer bleibenden Verformung der Lithosphäre. Das prominenteste Beispiel hierfür ist die intrakontinentale Deformation in Zentralasien. Bei der Konvergenz der indo-australischen und der eurasischen Platte wurde die Deformation auf einen Bereich von mehr als 600 km senkrecht zur ‘Plattengrenze’ ausgeweitet, und es bildeten sich u.a. der Himalaja und das Tibetische Hochland. Die Bildung oder Reaktivierung von intrakontinentalen sedimentären Becken zeigt, daß - wenn auch in geringerem Umfang - auch im Innern der lithosphärischen Platten Deformationen auftreten (z.B. Ziegler, 1995a; Ziegler, 1995b). Diese Deformationen sind ein Ausdruck dafür, daß die Festigkeit der Lithosphäre (d.h. die maximale Spannung, die die Lithosphäre ohne durch eine bleibende Deformation zu versagen, standhalten kann) in diesen Regionen überschritten wird.

Gestein versagt, je nach Temperatur und Druck, durch unterschiedliche Mechanismen. Bei geringeren Temperaturen und moderaten Drücken - also in geringeren Tiefen - tritt sprödes Versagen auf. In größeren Tiefen verhält sich Gestein aufgrund der höheren Temperatur über geologische Zeitskalen duktil. Der Temperaturbereich in dem der Übergang von sprödem zu plastischem Versagen auftritt, ist abhängig vom Gestein. Quarzhaltige Gesteine, wie sie vorwiegend in der kontinentalen Kruste auftreten, verhalten sich schon bei Temperaturen, die bei ca. 15 - 20 km erreicht werden, plastisch. Olivinhaltige Mantelgesteine zeigen erst bei Temperaturen im Tiefenbereich größer ca. 30 km plastische Deformation.

Aus Laboruntersuchungen des Deformationsverhaltens von Gesteinen bei unterschiedlichen Temperaturen und Drücken können, unter der Annahme einer mit der Tiefe konstanten Deformationsrate, theoretische Spannungs- bzw. Festigkeitsprofile durch die gesamte Lithosphäre konstruiert werden (Sibson, 1977; Goetze und Evans, 1979; Brace und Kohlstedt, 1980; Kirby, 1980). Diese als Festigkeitskurven (strength curves) bezeichneten Profile unterscheiden sich für die ozeanische und kontinentale Lithosphäre (Abbildung 1.1).

Die ozeanische Lithosphäre besitzt eine nur wenige Kilometer dicke Kruste, während die kontinentale Kruste im Durchschnitt 38 km dick ist. Dies führt dazu, daß bei höheren Temperaturen die kontinentale Lithosphäre zwischen ca. 20 und 40 km einen Tiefenbereich mit stark reduzierter Festigkeit aufweist. Dieser Bereich reduzierter Festigkeit wird für das unterschiedliche Deformationsverhalten von ozeanischer und konti-



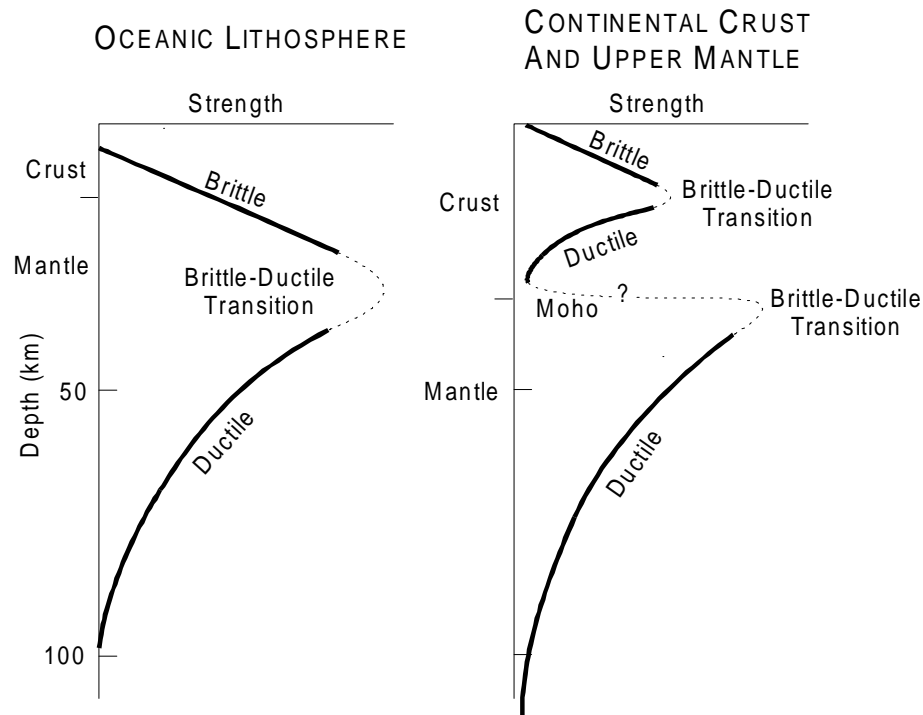


Abbildung 1.1: Schematische Festigkeitsprofile durch ozeanische und kontinentale Lithosphäre. Die Festigkeit ergibt sich in geringeren Tiefen durch die Reibungsfestigkeit (Byerlee, 1978), in größeren Tiefen wird die Festigkeit durch die Fließfestigkeit (z.B. Carter und Tsenn, 1987) des jeweiligen Gesteins bestimmt. Die dargestellten Festigkeitskurven sind stark vereinfacht und werden durch Temperatur, Fluide und unterschiedlichen lithologischen Aufbau modifiziert (aus Molnar, 1988).

mentaler Lithosphäre verantwortlich gemacht. Mehrere Autoren (z.B. Carter und Tsenn, 1987; Kusznir und Matthews, 1988; Meissner und Weaver, 1988; Ord und Hobbs, 1989; Lobkovsky und Kerchman, 1992) interpretieren diesen Tiefenbereich als 'Schwächezone', der eine mögliche Entkopplungszone innerhalb der kontinentalen Lithosphäre darstellt. Besonders an konvergenten Plattengrenzen scheint diese Entkopplungszone die unterschiedliche Bewegung von kontinentaler Kruste und Mantel zu ermöglichen. Bisherige Modellvorstellungen erlauben die analytische Behandlung dieser Entkopplung nicht, da sie von einer horizontalen Einengung der gesamten Lithosphäre ausgehen. Der erste Teil der hier vorliegenden Arbeit entwickelt ein Modell, das es erlaubt, diese Fragestellung zu behandeln.

Die Frage nach der Festigkeit und dem Deformationsverhalten der Lithosphäre ist eng mit der Frage nach den in der Lithosphäre auftretenden Kräften verknüpft. Einerseits kann die Lithosphäre keine Kräfte 'übertragen', die ihre Festigkeit überschreiten. Andererseits sind die Versagensgrenzen der Gesteine von den existierenden mechanischen Spannungsmagnituden abhängig, die sich wiederum, unter der Annahme einer Lithosphärenmächtigkeit, aus den auftretenden Kräften berechnen. Während zu Beginn der Plattentektonik die Frage nach der Kinematik - also nach dem „Wie und wohin

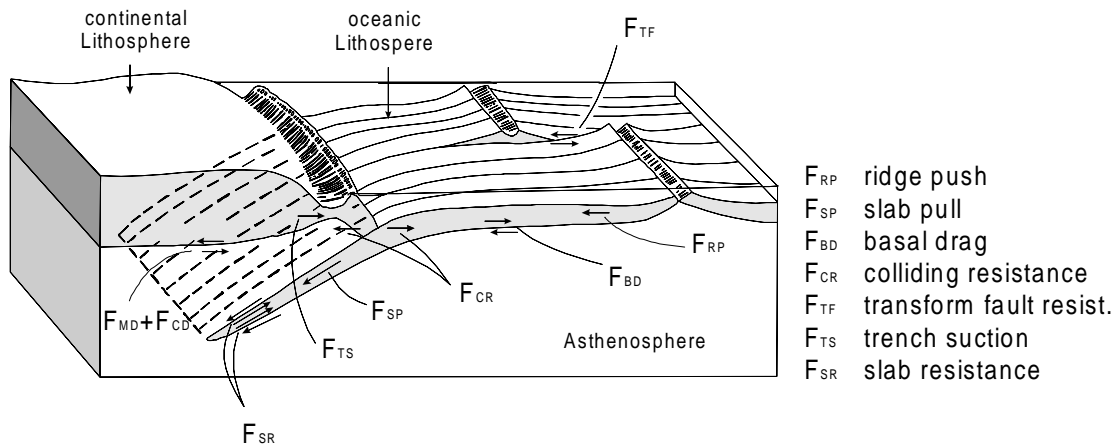


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der kontinentalen und ozeanischen Lithosphärenplatten und der wirkenden Kräfte (nach Forsyth und Uyeda, 1975). Die Rückendruckkraft (ridge push), die Plattenzugkraft (slab pull) und die Sogwirkung an Subduktionszonen (trench suction) treiben die Bewegung der Platten an. Dem entgegen wirken die Reibung an Transformverwerfungen (transform fault resistance), die Kollisionskraft (colliding resistance) und der Abtauchwiderstand (slab resistance). Die Auswirkung der basalen Reibung (basal drag) hängt davon ab, welcher Mechanismus als antreibende Ursache verstanden wird. Im 'basal drag' Modell treibt die Konvektion des Mantels die Platten; im 'edge-force' Modell werden die Platten durch Plattenrandkräfte angetrieben und die basale Reibung wirkt der Bewegung entgegen.

bewegen sich die Platten?“ - im Vordergrund stand, griffen daher in den 70er Jahren mehr und mehr Autoren die Frage nach der Dynamik - also nach dem „Warum?“ - auf (Forsyth und Uyeda, 1975; Chapple und Tullis, 1977; Bott, 1982).

Einigkeit bestand darüber, daß - ob direkt oder indirekt - die thermische Konvektion des abkühlenden Erdinneren für die Bewegung der lithosphärischen Platten verantwortlich ist. Als mögliche auf die Lithosphäre wirkenden Kräfte wurden in diesem Zusammenhang die in Abbildung 1.2 skizzierten Kräfte diskutiert: Die Rückendruckkraft (ridge push) wirkt auf die an den mittelozeanischen Rücken auseinanderdriftenden Platten. Sie entsteht einerseits durch das thermisch aufsteigende Asthenosphärenmaterial, das die Platten wie einen Keil auseinander drückt und andererseits durch Abkühlen, Verdicken und gravitatives Absinken der neu gebildeten Lithosphäre. Die Plattenzugkraft (slab pull) entsteht durch den negativen Auftrieb, den die ozeanische Lithosphäre aufgrund ihrer höheren Dichte beim Abtauchen in die Asthenosphäre erfährt. Sie wird teilweise durch den Abtauchwiderstand (slab resistance) kompensiert. Die Sogwirkung (trench suction) läßt sich durch das Zurückweichen der subduzierten Platte (roll back) erklären; die nicht abtauchende Platte wird in Richtung der sich bildenden 'Lücke' gezogen. Die Kollisionskraft (colliding resistance) tritt an konvergenter Plattengrenzen auf. Die basale Reibung (basal drag) wirkt an der Unterseite der Platte, wenn eine unterschiedliche Geschwindigkeit zwischen Asthenosphäre und Lithosphäre besteht (eine

Übersicht geben z.B. Forsyth und Uyeda, 1975; Chapple und Tullis, 1977; Bott, 1982; Turcotte und Schubert, 1982; Fowler, 1990; Keary und Vine, 1996).

Über die relative Bedeutung der einzelnen Kräfte existieren zwei konträre Modelle. In dem zu Beginn der Plattentektonik favorisierten ‘mantle drag’ Modell werden die lithosphärischen Platten als passive ‘Flöße’ interpretiert, die durch die darunterliegende Konvektion der Asthenosphäre an ihrer Basis angetrieben werden. Die treibende Kraft in diesem Modell ist die basale Reibung (basal drag). Ein alternatives Modell stellt das ‘edge force’ Modell dar. Hier wird die Lithosphäre als äußerer, kälterer Teil der Konvektionszellen aufgefaßt. Als antreibende Kräfte werden in diesem Modell die Rücken-druckkraft (ridge push) und die Plattenzugkraft (slab pull) für die Bewegung der Platten verantwortlich gemacht (z.B. Bott, 1982; Keary und Vine, 1996).

Mit einer quantitativen Untersuchung über die *relativen* Magnituden der möglichen Kräfte zeigten Forsyth und Uyeda (1975) und Chapple und Tullis (1977), daß die momentane Bewegung der Platten durch Plattenrandkräfte, wie Rückendruckkraft und Plattenzugkraft, ausreichend gut erklärt werden kann. Einige weitere Argumente, wie z.B. die Beobachtung, daß die Geschwindigkeit der Platten unabhängig von ihrer Fläche ist und daß Platten mit abtauchender, ozeanischer Lithosphäre sich schneller bewegen, lassen die meisten Autoren heute das ‘edge force’ Modell bevorzugen. Darüber jedoch, auf welche Weise und wo die tektonischen Kräfte innerhalb der Lithosphäre übertragen werden und wie groß ihre Magnituden sind, bestehen auch drei Jahrzehnte nach der Entstehung der Plattentektonik noch unterschiedliche Ansichten.

Antworten auf diese Fragen erhofft man sich durch die Untersuchung von krustalen Spannungen. Weltweite Kompilationen von krustalen Spannungsindikatoren (z.B. World Stress Map Projekt Zoback et al., 1989; Zoback, 1992) und numerische Modellierungen (z.B. Wortel et al., 1991; Grünthal und Stromeyer, 1992; Richardson, 1992; Gölke und Coblentz, 1996) zeigen, daß die großräumigen, regionalen Spannungsdomänen durch die gleichen Kräfte hervorgerufen werden, die auch die Platten antreiben.

Mechanische Spannungen in der Erdkruste, deren Orientierung und Magnitude, können somit Hinweise auf die tektonischen Kräfte liefern und zur Beantwortung der Frage nach dem „Warum bewegen sich die Platten“ beitragen. Spannungen werden jedoch nicht nur durch tektonische - d.h. die Platten antreibende, oder aus den Plattenbewegungen resultierende - Kräfte hervorgerufen. Sie entstehen auch durch ‘lokale’ Einflüsse wie z.B. Topographie, Dichtekontraste in der Lithosphäre und anisotrope Gesteinseigenschaften (Zoback et al., 1989; Zoback, 1992). Das beobachtete krustale Spannungsfeld läßt sich daher als eine Überlagerung von regionalen und lokalen Spannungsquellen verstehen.

Ziel dieser Arbeit ist es, zur Lösung der hier aufgeworfenen Problemstellungen beizutragen. In Kapitel 2 und 3 werden Aspekte der Frage

*Wie kann eine Entkopplung von Kruste und Mantel beschrieben werden, welche Deformationen ergeben sich in der Zone reduzierter Festigkeit?*

untersucht. Zur Behandlung der Fragestellung

*Welche Kräfte verursachen die Bewegung der lithosphärischen Platten? Wie groß sind die Spannungsmagnituden und welche Information kann aus dem krustalen Spannungsfeld abgeleitet werden?*

ist eine gute Kenntnis des krustalen Spannungsfeldes erforderlich. Kapitel 4 stellt eine neu entwickelte Methode vor, die es ermöglicht lokale und regionale Trends in krustalen Spannungsbeobachtungen zu trennen und quantitativ zu behandeln.

## **1.2 Gliederung der Arbeit und Zusammenfassung**

### **Kapitel 2: Festigkeit und Rheologie der kontinentalen Lithosphäre**

Kapitel 2 stellt die derzeitigen Modellvorstellungen zur Beschreibung der Rheologie und Festigkeit der kontinentalen Lithosphäre vor und diskutiert deren Annahmen und Grenzen. Das Kapitel beginnt mit einem kurzen Exkurs über den allgemeinen Aufbau und verallgemeinerte Temperaturprofile der kontinentalen Lithosphäre. Im Anschluß werden spröde und plastische Versagensmechanismen und die hieraus bestimmten Festigkeiten, in Bezug auf Druck und Temperaturbedingungen wie sie in der kontinentalen Lithosphäre auftreten, diskutiert. Danach wird das Konzept der klassischen Festigkeitskurven vorgestellt und auf verallgemeinerte tektonische Provinzen angewendet. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion der klassischen Festigkeitskurven, sowohl im Hinblick auf aktuelle felsmechanische Meßergebnisse, als auch auf konzeptionelle Probleme und Grenzen. Gezeigt wird u.a., daß die bisherigen Festigkeitskurven nicht zur Behandlung einer Entkopplung - d.h. einer unterschiedlichen horizontalen Geschwindigkeit - einzelner lithosphärischer Stockwerke eingesetzt werden können.

### **Kapitel 3: Die kontinentale Unterkruste als 'Flüssigkeit': das 'differential velocity' Modell**

Kapitel 3 greift das in Kapitel 2 gezeigte Defizit der klassischen Festigkeitskurven auf und stellt ein neues Modell vor, das es ermöglicht eine Entkopplung innerhalb der Lithosphäre zu beschreiben. Das Modell geht von einer differentiellen horizontalen Geschwindigkeit unterschiedlicher lithosphärischer Stockwerke (obere Kruste und lithosphärischer Mantel) aus. Es erlaubt die horizontale Geschwindigkeit und Deforma-

tionsrate in Abhängigkeit der Tiefe, sowie die Scherspannung in der kontinentalen Unterkruste zu berechnen. Gezeigt wird, daß aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit der effektiven Viskosität, der größte Anteil der horizontalen Geschwindigkeitsdifferenz in einem ca. 5 km breiten Band oberhalb der Moho aufgebracht wird. Die Deformationsrate ist im Gegensatz zu den klassischen Festigkeitskurven mit der Tiefe nicht konstant; sie nimmt innerhalb der Unterkruste exponentiell zu. Geologisch signifikante Deformationsraten werden nur in der ca. 5 km breiten Zone oberhalb der Moho erreicht. Die Scherspannung ist mit der Tiefe konstant und wird durch Materialeigenschaften, die Tiefenlage der Moho, die angenommene Geotherme und nicht zuletzt durch die vorgegebene Geschwindigkeitsdifferenz bestimmt. Geringe Scherspannungen in der Größenordnung unter 10 MPa ergeben sich für tektonische Provinzen mit hohen Wärmeflüssen bei differentiellen Geschwindigkeiten unter 5 mm/a. Der Vergleich mit tektonischen Kräften erlaubt, aus der (ent)koppelnden Scherspannung maximale Entkopplungslängen zu berechnen. So ergibt sich bei einer Scherspannung von 5 MPa und einer tektonischen Kraft von  $1 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$  eine Entkopplungslänge von 200 km. Als mögliche Anwendungsgebiete des Modells werden die Rotation krustaler Blöcke (Müller et al., 1997), die in reflexionsseismischen Messungen beobachtete reflektive Unterkruste (Glocke und Meissner, 1976) und Kontinent-Kontinent Kollisionszonen diskutiert. In letzterem Beispiel liefert das Modell eine Abschätzung für die Breite des Deformationsgürtels und einen Erklärungsansatz für die Lokalisierung der Deformation im Bereich der Plattengrenzen.

#### **Kapitel 4: Glätten von Spannungsorientierungen**

Kapitel 4 stellt ein neues Verfahren zur Berechnung von geglätteten Spannungsfeldern aus lateral ungleichmäßig verteilten Spannungsbeobachtungen vor. Basierend auf einem Glättungsalgorithmus von Watson (1985) wird eine neue Methode entwickelt, die eine direkte Kontrolle über die Größe der Region, die zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes verwendet wird, erlaubt. Bisherige Verfahren (z.B. Hansen und Mount, 1990) erlauben keine direkte Vorgabe der 'Glättungsregion' und scheitern - bei einer lateral wechselnden Beobachtungsdichte - bei der Berechnung von lokalen und regionalen Spannungsdomänen. Die neue Methode ermöglicht sowohl die Berechnung von kleinräumigen, lokalen Spannungsfeldern, als auch die Bestimmung von regionalen Spannungsdomänen. Richtwerte für die zur Separation von lokalen und regionalen Spannungsdomänen benötigten *a priori* Parameter werden am Beispiel von realen Datensätzen für die Karpatenregion und Europa diskutiert.



## **2 Festigkeit und Rheologie der kontinentalen Lithosphäre**

### **2.1 Einführung**

In den späten 70er und Anfang der 80er Jahre entwickelte sich das Konzept der Festigkeitskurven ('strength curves'), um die Magnitude der in der Lithosphäre vorhandenen tektonischen Spannungen abzuschätzen (z.B. Murrell, 1976; Kirby, 1977; Brace und Kohlstedt, 1980; Meissner und Strehlau, 1982; Kirby, 1983). Spröde und plastische Versagensgrenzen wurden aus den bis dahin existierenden Labormessungen auf lithosphärische Temperatur- und Druckbedingungen extrapoliert und als konkurrierende Versagensmechanismen angenommen.

Die Interpretation ergab, daß die lithosphärische Festigkeit mit der Tiefe variiert und stark von der gewählten Geotherme und dem lithologischen Aufbau bestimmt wird. Für manche kontinentale Regionen zeigt sich, daß die Festigkeit in einem oder zwei Tiefen-

bereichen stark reduziert ist. Hier wird die elastische/brüchige Festigkeit unterschritten, das Material verhält sich plastisch. Mehrere Autoren (z.B. Carter und Tsenn, 1987; Kuszniir und Matthews, 1988; Meissner und Weaver, 1988; Ord und Hobbs, 1989; Lobkovsky und Kerchman, 1992) weisen darauf hin, daß diese Tiefenbereiche Entkopplungszonen innerhalb der kontinentalen Lithosphäre darstellen, die eine unabhängige Bewegung der einzelnen 'Stockwerke' ermöglichen.

Zielsetzung dieses Kapitel ist es, die den klassischen Festigkeitskurven zu Grunde liegenden Annahmen kritisch zu diskutieren. Hierzu wird kurz der verallgemeinerte Aufbau der kontinentalen Lithosphäre (Abschnitt 2.2) und verallgemeinerte Temperaturprofile (Abschnitt 2.3) referiert. Abschnitt 2.4.1 behandelt aus Labormessungen gewonnene Abschätzungen für die brüchige Festigkeit von Gesteinen. In diesem Abschnitt werden auch neuere Meßergebnisse bei höheren Temperaturen und Drücken, sowie Gesteinseigenschaften (Abhängigkeit der Festigkeit von Temperatur, Probengröße, Wassergehalt, usw.) behandelt, die im Konzept der klassischen Festigkeitskurven nicht berücksichtigt werden. Abschnitt 2.4.2 gibt einen Überblick über das plastische Deformationsverhalten der Gesteine bei höheren Temperaturen. Auf die in diesem Abschnitt vorgestellten rheologischen Gesetze wird in Kapitel 3 zurückgegriffen. In Abschnitt 2.4.3 wird im Hinblick auf die klassischen Festigkeitskurven der Übergang von brüchigem zu plastischem Versagen behandelt.

Im Anschluß wird kurz das Konzept der klassischen Festigkeitskurven (Abschnitt 2.5.1) und einige Anwendungsgebiete (Abschnitt 2.5.2) vorgestellt. Abschnitt 2.5.3 diskutiert Kritikpunkte und Grenzen der klassischen Festigkeitskurven. Unter anderem wird gezeigt, daß das Konzept der klassischen Festigkeitskurven es - aufgrund der zugrunde liegenden Annahmen - nicht ermöglicht, eine unabhängige laterale Bewegung einzelner lithosphärischer Stockwerke zu behandeln. Dieses Defizit wird durch das in Kapitel 3 neu entwickelte 'differential velocity' Modell für die kontinentale Unterkruste behoben.

## **2.2 Aufbau der kontinentalen Lithosphäre**

Die Lithosphäre besteht aus der Kruste und dem lithosphärischen Teil des oberen Mantels. Die Übergangszone zwischen Kruste und Mantel zeigt sich sowohl durch eine Diskontinuität in der seismischen Geschwindigkeit, als auch durch einen Wechsel der petrologischen Zusammensetzung der Gesteine. Der Geschwindigkeitssprung wird nach seinem Entdecker Mohorovičić kurz als Moho bezeichnet und stimmt in guter Näherung mit der Tiefenlage der petrologischen Moho überein. Die Krustendicke variiert auf Kontinenten im allgemeinen zwischen 25 und 50 km; unter Orogenen werden Mohotiefen von bis zu 80 km beobachtet. Die weltweit gemittelte durchschnittliche Krusten-



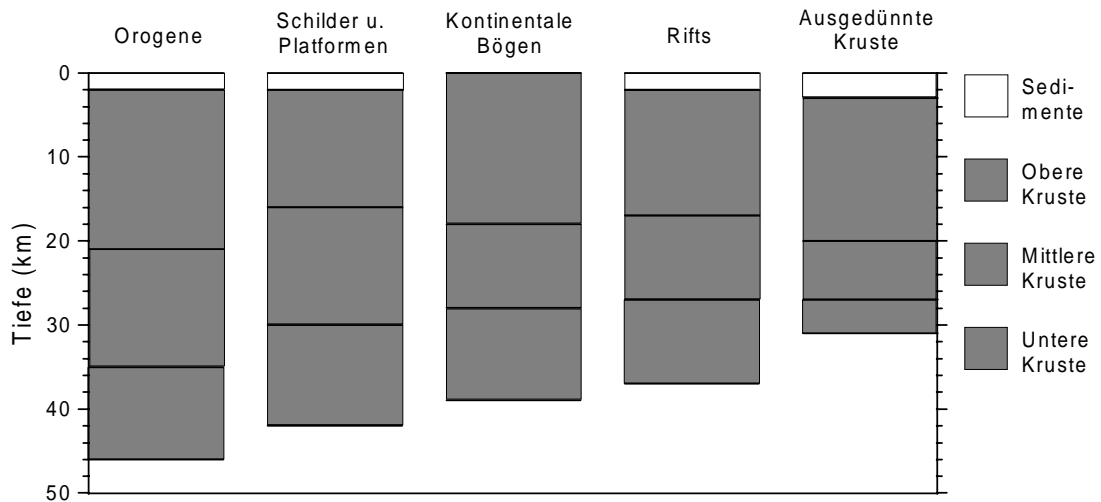


Abbildung 2.1: Durchschnittliche krustale Struktur für unterschiedliche tektonische Gebiete (nach Christensen und Mooney, 1995).

dicke beträgt 38 km (Mooney et al., 1998). In einigen kontinentalen Regionen deuten seismische Untersuchungen auf eine intrakrustale Diskontinuität - die sogenannte Conrad-Diskontinuität - hin. Sofern vorhanden, wird ein relativ abrupter Anstieg der seismischen Geschwindigkeiten beobachtet. Die Tiefenlage dieser Übergangszone ist nicht konstant, sie variiert zwischen ca. 15 und 20 km. Aufgrund einer globalen Analyse seismischer P-Wellen Geschwindigkeiten unterteilen Christensen und Mooney (1995) und Mooney et al. (1998) die kontinentale Kruste sogar in drei Schichten: Ober-, Mittel- und Unterkruste. Für unterschiedliche tektonische Provinzen lassen sich aus den seismischen Daten unterschiedliche Tiefenlagen der Schichtgrenzen ableiten. Stark vereinfacht unterscheiden Christensen und Mooney (1995) mit abnehmender Krustenmächtigkeit Orogene, Schilder und Plattformen, Kontinentale Bögen, Rifts und Gebiete mit ausgedünnter Kruste (Abbildung 2.1).

Im Gegensatz zur ozeanischen Lithosphäre weist die kontinentale Lithosphäre einen komplexen und weit heterogeneren Aufbau auf. Die Zusammensetzung der oberen Kruste wird im wesentlichen durch silikathaltige Gesteine (z.B. Granit, Granodiorit, Quarzit) bestimmt. In der Mittel- und Unterkruste dominieren magnesiumreichere Gesteine wie Diorit, Gabbro, Diabase<sup>1</sup>, Amphibolit, Granulit und Gneiss (Carter und Tsenn, 1987; Anderson, 1989). Der obere Mantel besteht aus olivinhaltigem Peridotit

<sup>1</sup> In der amerikanischen Literatur wird mit „diabase“ ein durch ophitische Textur charakterisiertes, basaltisches Gestein bezeichnet, das in etwa dem deutschen Dolerit entspricht. Die deutsche Bezeichnung „Diabas“ entspricht nicht dem amerikanischen „diabase“ (Murawski, 1983). Um eine Verwirrung mit der doch vorwiegend amerikanischen Literatur zu vermeiden, wird im folgenden „diabase“ mit Diabase übersetzt.

oder Dunit.

Während ozeanische Lithosphäre an konvergenten Plattengrenzen recycled wird, wird die kontinentale Kruste nicht vernichtet. In ihr überlagern sich die thermischen und strukturellen Signaturen verschiedener Deformationsepochen. Die durchschnittlichen Angaben über Krustenmächtigkeit und Zusammensetzung können daher nur grobe Richtwerte geben.

### 2.3 Verallgemeinerte Temperaturprofile

Die Rheologie der Lithosphäre wird stark durch die Temperatur bestimmt. Aus diesem Grund werden im folgenden Geothermen für unterschiedliche tektonische Einheiten vorgestellt und kurz ihre Verlässlichkeit und Fehler diskutiert.

Die eindimensionale konduktive Wärmeleitungsgleichung lautet (z. B. Turcotte und Schubert, 1982; Ranalli, 1995):

$$\kappa \nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{A}{\rho c_p} \quad (2.1)$$

mit  $T$  als Temperatur,  $A$  als Wärmeproduktionsrate pro Einheitsvolumen,  $\kappa$  als thermische Diffusivität oder Temperatur-Leitwert,  $\rho$  als Dichte und  $c_p$  als spezifische Wärme. Für Regionen, in denen das letzte tektonische Ereignis länger als ca. 100 Ma zurückliegt, kann in ( 2.1 ) der zeitabhängige Term vernachlässigt werden (Ranalli, 1995). Die Wärmeproduktion  $A$  hängt von der Verteilung der radioaktiven Isotope ab und variiert über die Mächtigkeit der Lithosphäre. Üblicherweise geht man von einer exponentiell mit der Tiefe abnehmende Wärmeproduktion aus (z.B. Turcotte und Schubert, 1982). Unter der vereinfachenden Annahme, daß die thermische Leitfähigkeit  $k = \kappa \rho c_p$  mit der Tiefe konstant ist, läßt sich die Temperatur in Abhängigkeit des an der Oberfläche gemessenen Wärmeflusses  $q_0$ , des Wärmeflusses  $q_r$  von unterhalb der Schicht mit der Mächtigkeit  $D$  und der Oberflächentemperatur  $T_0$  ausdrücken durch:

$$T(z) = T_0 + \frac{(q_0 - q_r) D}{k} [1 - \exp(-z/D)] + \frac{q_r}{k} z \quad (2.2)$$

Um die Annahme einer mit der Tiefe konstanten thermischen Leitfähigkeit zu umgehen, unterteilen Chapman und Furlong (1992) die Lithosphäre in  $n$  Schichten mit jeweils einer innerhalb der Schicht konstanten Wärmeproduktion  $A_i$  und thermischen Leitfähigkeit  $k_i$ . Die Temperaturverteilung in der  $i$ -ten Schicht läßt sich berechnen mit:

$$T_i = T_{oi} + \frac{q_{oi}}{k_i} z - \frac{A_i}{2k_i} z^2 \quad (2.3)$$

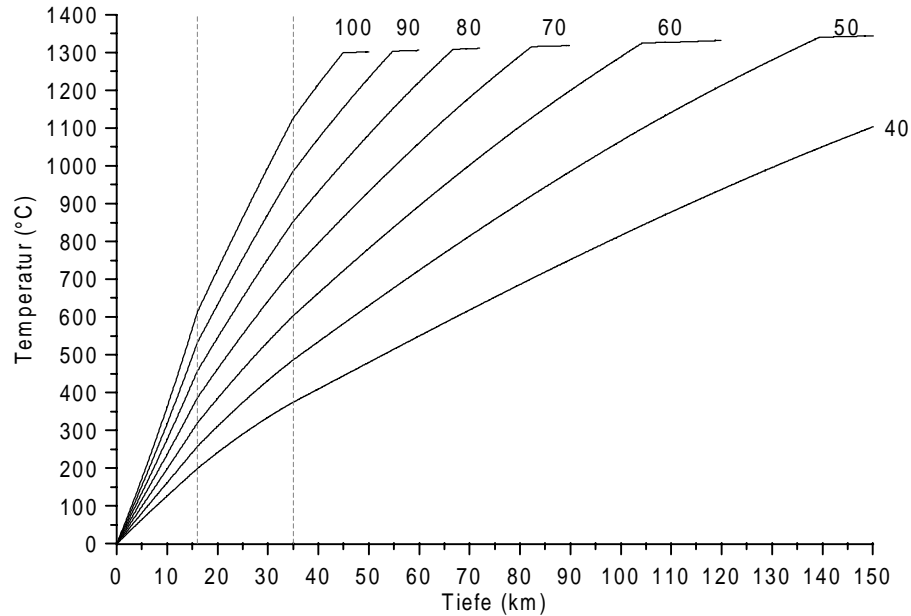


Abbildung 2.2: Kontinentale Geothermen in Abhängigkeit des an der Oberfläche angenommenen Wärmeflusses (in  $\text{mW m}^{-2}$ ). Die Geothermen wurden nach Chapman und Furlong (1992) mit einer analytischen Lösung nach Wilhelm (1994) berechnet. Die gestrichelten vertikalen Linien markieren die Tiefe der Übergangszone von Ober- zu Unterkruste und die Tiefe der Moho. Das relativ abrupte Abknicken der Geothermen markiert den Übergang von Lithosphäre zu Asthenosphäre; hier wird die Soliduskurve des Mantelmaterials geschnitten.

Hierbei sind  $T_{oi}$  und  $q_{oi}$  die Temperatur bzw. der Wärmefluß an der Oberfläche der Schicht,  $z$  wird von der Oberfläche der Schicht aus gemessen. Abbildung 2.2 zeigt die nach Chapman und Furlong (1992) berechneten zeitunabhängigen kontinentalen Geothermen in Abhängigkeit des Oberflächenwärmeflusses  $q_0$ . Die zur Berechnung verwendeten Werte sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Eine quantitative Fehlerabschätzung für die berechneten Geothermen ist nicht einfach. Eine mögliche Fehlerquelle liegt in der Annahme, daß in ( 2.1 ) die zeitliche Änderung der Temperatur vernachlässigt werden kann. Setzt man dies voraus, so können weitere Fehler durch die für die thermische Leitfähigkeit  $k$ , die Wärmeproduktion  $A$  und für den Oberflächenwärmefluß  $q_0$  gewählten Werte entstehen. Chapman und Furlong (1992) zeigen, daß die Ungenauigkeit in der Bestimmung des Oberflächenwärmeflusses  $q_0$  den größten Fehleranteil bei der Berechnung der Geotherme ausmacht.

Abbildung 2.3 zeigt die Variation der Geotherme aufgrund von angenommenen Ungenauigkeiten. Fast alle Geothermen bei deren Berechnung jeweils die Werte für die Wärmeproduktion  $A$  und die thermische Leitfähigkeit  $k_0$  für Ober- oder Unterkruste bzw. die Tiefenlage der Moho ( $D_{Moho}$ ) um  $\pm 10\%$  verändert wurde, liegen im Temperaturbereich der durch die beiden Geothermen für 75 bzw. 85  $\text{mW m}^{-2}$  aufgespannt wird.

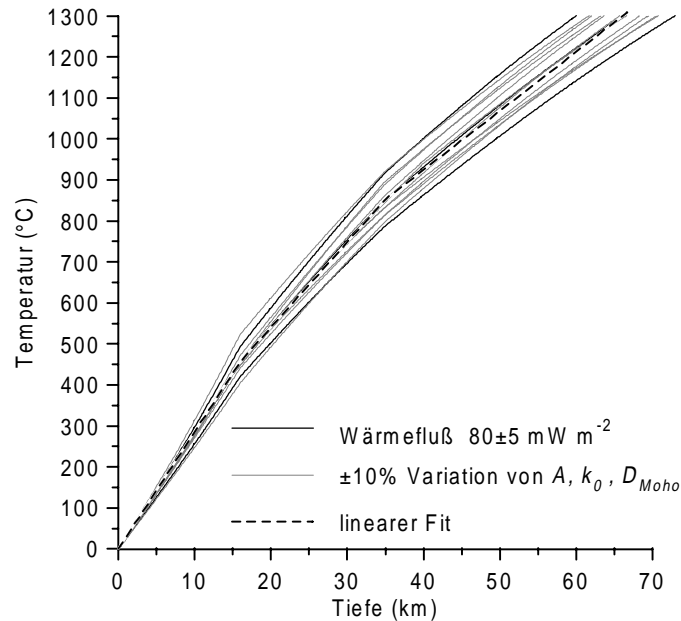


Abbildung 2.3: Geothermen für einen Wärmefluss von  $80 \pm 5 \text{ mW m}^{-2}$  (durchgezogene Linien). Die dünnen Linien zeigen Geothermen bei deren Berechnung jeweils die Wärmeproduktion  $A$ , die thermische Leitfähigkeit  $k_0$  der Ober-, Unterkruste oder des oberen Mantels sowie die Tiefenlage der Moho ( $D_{\text{moho}}$ ) um ca.  $\pm 10\%$  von den in Tabelle 2.1 aufgeführten Werten abweicht. Die gestrichelte Linie zeigt einen Fit für den in der Oberkruste, Unterkruste und im lithosphärischen Mantel jeweils ein linearer Temperaturverlauf angenommen wurde. Stützstellen bei der Berechnung sind die Temperaturen an den Diskontinuitäten.

Bei den beiden im Übergangsbereich zwischen Ober- und Unterkruste außerhalb des Bereiches verlaufenden Geothermen wurde die thermische Leitfähigkeit der Unterkruste

Tabelle 2.1: Von Chapman und Furlong (1992) zur Berechnung von verallgemeinerten kontinentalen Geothermen verwendete Parameter.

Parameter	Oberkruste	Unterkruste	Oberer Mantel
Zusammensetzung:	Granit zu Andesit	Gabbro zu Granulitfazies	Ultramafisch
Tiefenlage:	0 - 16 km	16 - 35 km	Moho: 35 km
therm. Leitfähigkeit $k^*$ :			
$k_0$	$3.0 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	$2.6 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	(nach Schatz und Simmons, 1972)
$c$	$1.5 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}$	$1.5 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}$	
$b$	$1.5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$	$1.0 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$	
Wärmeproduktion $A^{**}$ :	exp. Abnahme mit der Tiefe; charakt. Länge $D = 12.5 \text{ km}$	$0.45 \cdot 10^{-6} \text{ Wm}^{-3}$ (konstant)	$0.02 \cdot 10^{-6} \text{ Wm}^{-3}$ (konstant)

\*Die Druck- und Temperaturabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeit wird über  $k(T, z) = k_0(1 + cz)/(1 + b\Delta T)$  angepaßt. \*\*Die Wärmeproduktion in der Oberkruste nimmt über  $A(z) = 0.4 q_0 / D \cdot \exp(-z/D)$  exponentiell mit der Tiefe ab.

( $k_0$ ) variiert. Solange der Oberflächenwärmefluß nicht genauer als  $\pm 5 \text{ mW m}^{-2}$  gemessen werden kann spielt der Fehler durch die Wahl der Leitfähigkeit, Wärmeproduktion und sogar der Tiefe der Diskontinuitäten eine untergeordnete Rolle. Bei einem Oberflächenwärmefluß von  $80 \pm 5 \text{ mW m}^{-2}$  liegt die berechnete Temperatur in 16 km Tiefe in einem Temperaturintervall zwischen  $421^\circ\text{C}$  bis  $494^\circ\text{C}$  und in 35 km Tiefe zwischen  $788^\circ\text{C}$  und  $918^\circ\text{C}$ . Sind die Temperaturen an den Diskontinuitäten bekannt, kann der Temperaturverlauf mit der Tiefe in sehr guter Näherung durch einen linearen Fit angenähert werden (gestrichelte Linie in Abbildung 2.3).

Die Vernachlässigung des konvektiven Anteils der Wärmeleitung in ( 2.1 ) führt in Regionen in denen Grundwasserkonvektion stattfindet zu einer Überschätzung des (konduktiven) Oberflächenwärmeflusses. Damit wird die Temperatur in der Tiefe zu hoch abgeschätzt. Zwei und dreidimensionale Heterogenitäten in der Wärmeproduktion und in der thermischen Leitfähigkeit führen zu lateralen Temperaturänderungen. Chapman und Furlong (1992) zeigen an einem zweidimensionalen Modell mit krustalen Heterogenitäten, daß Isothermen eine Tiefenvariation von mehreren Kilometern aufweisen können. Insbesondere ist die Moho in diesem Modell, obwohl horizontal, keine Isotherme.

Die Lithosphären-Asthenosphärengrenze kann über das Erreichen einer bestimmten Temperatur (z.B.  $1300^\circ\text{C}$ ) oder dem Schnittpunkt der Geotherme mit der Soliduskurve des oberen Mantels definiert werden. Mit den von Chapman und Furlong vorgeschlagenen verallgemeinerten Geothermen kann die Mächtigkeit der thermischen Lithosphäre in Abhängigkeit des Oberflächenwärmeflusses berechnet werden. Wie aus Abbildung

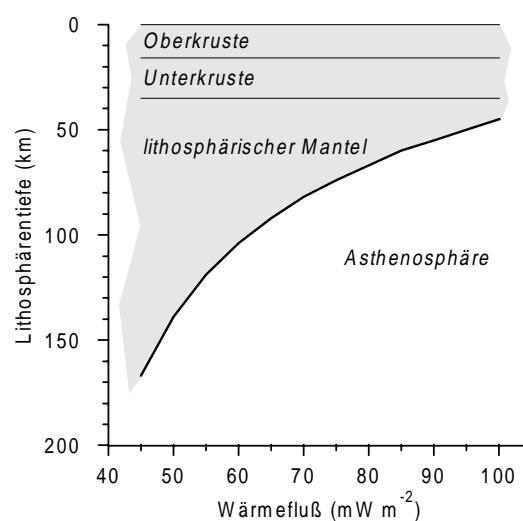


Abbildung 2.4: Abhängigkeit der Lithosphärenmächtigkeit vom Oberflächenwärmefluß. Die Lithosphären-Asthenosphärengrenze ist hier als Schnittpunkt der Geothermen mit der Soliduskurve des oberen Mantels (ca.  $1300^\circ\text{C}$ ) definiert.

2.2 bzw. Abbildung 2.4 ersichtlich variiert die thermische Lithosphäre zwischen Werten von über 200 km bei geringem Wärmefluß und 45 km für Gebiete mit extrem hohem Wärmefluß.

## 2.4 Festigkeit von Gesteinen

In einfachen Worten kann der Begriff „Festigkeit“ als die maximale Spannung, der ein Festkörper unter gegebenen Bedingungen ohne Versagen standhalten kann, erklärt werden. Beim Versagen eines Festkörpers, sei es Bruch oder Fließen, werden atomare Bindungen innerhalb des Gitters getrennt. Als erste Abschätzung für die *theoretische* Festigkeit von Festkörpern kann daher die Spannung betrachtet werden, die benötigt wird um Bindungen entlang einer Gitterebene zu brechen. Abschätzungen dieser theoretischen Festigkeit liefern Werte im Bereich von 5-10 GPa (Orowan, 1949); sie sind damit um mehrere Größenordnungen größer als die experimentell bestimmten Werte. Die Diskrepanz wird durch die in allen realen Festkörpern auftretenden Materialdefekte erklärt. Dabei spielen zwei Arten von Defekten eine Rolle: (Mikro-)Risse und Dislokationen, wie z.B. Stufenversetzungen oder Schraubenversetzungen im Kristallgitter (Scholz, 1990). Beide Arten von Defekten können aufgrund von äußeren Spannungen, die weit unterhalb der theoretischen Festigkeit liegen, propagieren und zu Versagen innerhalb des Festkörpers führen. Die Ursache dafür ist, daß bei beiden Mechanismen die theoretische Festigkeit nur lokal, also nicht im gesamten Festkörper, überwunden werden muß. Durch Spannungskonzentrationen an Rißenden oder Dislokationen kann diese theoretische Festigkeit überschritten werden.

Das makroskopische Verhalten ist stark davon abhängig, welcher Versagensmechanismus auftritt. Für Festkörper, bei denen die Risse als Defekte aktiviert werden, beobachtet man ein Zerschneiden, also die Separation des Körpers in Bruchstücke. Ein Prozeß, der meistens innerhalb kürzester Zeit abläuft und oft eine vollständige Zerstörung des Körpers bewirkt. Dieses Verhalten wird als „spröde“ oder gleichbedeutend als „brüchig“ bezeichnet. Werden im Gegensatz dazu die Gitterdislokationen aktiviert, tritt plastisches Fließen auf. Hierbei deformiert sich der Körper permanent und ohne daß dabei der Kristallgitterverbund zerstört wird. Obwohl es einen als „halb-spröde“ bezeichneten Übergangsbereich gibt, scheinen sich die beiden Prozesse weitgehend auszuschließen. Das Verhalten eines Festkörpers kann demnach entweder als „spröde“ oder „plastisch“ charakterisiert werden. Abhängig von Umgebungsdruck und Temperatur werden in der Lithosphäre beide Versagensmechanismen beobachtet.

Engelder (1993) schlägt aufgrund dessen eine Unterteilung der Lithosphäre in eine spröde Schizosphäre und eine plastische Plastosphäre vor. Im folgenden werden die

unterschiedlichen Deformationsverhalten von Gesteinen vorgestellt und diskutiert. Eine gute Einführung geben z.B. Scholz (1990), Ranalli (1995) oder Engelder (1993). Eisbacher (1991) gibt, unter Verwendung der deutschen Begriffe, einen kurzen Überblick. Der aktuelle Stand der Forschung wird in dem von Ahrens editierten AGU Handbuch (1995) zusammengefaßt.

### 2.4.1 Brüchiges Versagen

Bei moderaten Temperaturen und Drücken verhält sich Gestein spröde; es versagt entweder durch Neubildung von Brüchen oder durch Gleiten entlang präexistenter Bruchflächen. Im folgenden werden beide Versagensmechanismen vorgestellt und zur Abschätzung der brüchigen Festigkeit in Abhängigkeit des Umgebungsdrucks verglichen.

#### 2.4.1.1 Neubildung von Brüchen - Bruchfestigkeit

Abhängig vom externen Spannungszustand ( $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ , wobei wie in der Geophysik üblich Kompression positiv gewählt wird) unterscheidet man bei Laborexperimenten drei unterschiedliche Bruchmoden (eine Beschreibung findet sich z.B. in Paterson, 1978; Jaeger und Cook, 1979). Bei Zugspannung, d.h. einem Spannungszustand bei dem  $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$  und  $\sigma_3 < 0$  ist, entsteht ein Extensionsbruch (Abbildung 2.5 a); die Bruchfläche steht bei diesem Bruchmodus mehr oder weniger senkrecht zur Richtung von  $\sigma_3$ . Unter einem kompressiven Spannungszustand (d.h. uniaxiale oder triaxiale Kompression  $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3 \geq 0$ ) bildet sich im allgemeinen unter einem spitzen Winkel zu  $\sigma_1$  eine Scherbruchfläche aus (Abbildung 2.5 b). Bei kleinen oder fehlenden Umlagerungsdrücken, die die Probe seitlich begrenzen, beobachtet man in Kompressionsversuchen manchmal auch sogenannte Spaltungsbrüche (Abbildung 2.5 c). Bei diesem Bruchmodus ist nicht vollständig geklärt, ob es sich um einen intrinsischen Bruchmodus handelt,

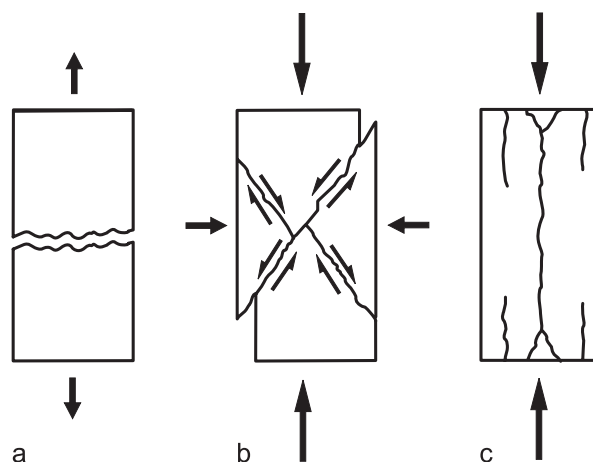


Abbildung 2.5: Drei unterschiedliche, bei Laborexperimenten beobachtete Bruchmoden von Gesteinen. (a) Extensionsbruch, (b) Scherbruch und (c) Spaltbruch (nach Scholz, 1990).

oder ob Randbedingungen zu diesem Versagen führen (Scholz, 1990).

Die Zugfestigkeit von Gesteinen, also die Zugspannung  $\sigma_3$ , unter der bei einem Zugversuch ein Extensionsbruch auftritt, ist sehr gering und liegt bei rund 1 bis 4 MPa. Aus thermodynamischen Überlegungen zeigt Griffith (1920; 1924), daß die für den Extensionsbruch notwendige kritische Zugspannung von der Länge des präexistenten Mikrorisses und von der Energie, die zur Schaffung einer freien Oberfläche benötigt wird, abhängt. Wird die kritische Zugspannung erreicht, so vergrößert sich die Rißlänge und die kritische Zugspannung wird herabgesetzt. Der Prozeß läuft somit selbstverstärkend und im Endstadium sehr schnell ab. Mit Hilfe der Elastizitätstheorie berechnete Orowan (1949) die Spannungskonzentrationen, die durch einen Riß innerhalb einer homogenen Platte unter einer einheitlichen externen Zugspannung  $\sigma_\infty$  entstehen. Er näherte einen Riß durch eine Ellipse mit den beiden Halbachsen  $b$  und  $c$  ( $c \gg b$ ) an und erhielt eine Verstärkung der externen Zugspannung um einen Faktor  $(1+2c/b)$ . Für einen Riß mit atomarer Dicke werden so am Rißende Spannungen erreicht, die ausreichen um atomare Bindungen zu brechen. Wie bei den Überlegungen von Griffith sagt diese Näherung ebenfalls ein katastrophisches Versagen voraus. Beginnt der Riß zu wachsen, so vergrößert sich die Spannung am Rißende und der Riß propagiert weiter.

Reine Zugspannungen erwartet man in der Natur nur in der Nähe der Erdoberfläche, z.B. in Gebieten mit erhöhter Topographie. Im wesentlichen treten innerhalb der Erde kompressive Spannungen auf. Bei Laborexperimenten wird in Kompressionsversuchen die Druckfestigkeit von Gesteinen ermittelt. Als Druckfestigkeit bzw. Bruchfestigkeit im kompressiven Spannungsfeld wird die differentielle Spannung  $\sigma_d = \sigma_1 - \sigma_3$  bezeichnet bei der Probekörper entlang einer Bruchfläche völligen Kohäsionsverlust zeigt. Messungen zeigen, daß die Druckfestigkeit von Gesteinen mit steigendem Umlagerungsdruck wächst. Selbst bei kleinen Umlagerungsdrücken ( $\sigma_2 = \sigma_3 \rightarrow 0$ ) ist die Druckfestigkeit um ein bis zwei Größenordnungen größer als die Zugfestigkeit (z.B. Lockner, 1995).

Abbildung 2.6 zeigt ein vollständiges, für Kompressionsversuche bei moderaten Umlagerungsdrücken typisches Spannungs-Deformations Diagramm. Das Diagramm kann in sechs charakteristische Stadien unterteilt werden (Brace et al., 1966). Zu Beginn (I) ist - besonders bei uniaxialen Versuchen - die Spannungs-Deformationskurve konkav gekrümmt. Das Gestein wird stärker kompaktiert als von der linearen Elastizitätstheorie vorhergesagt. Hier werden die im Gestein vorhandenen Mikrorisse, vorwiegend die senkrecht zur größten Spannung, geschlossen. Bei triaxialen Versuchen wird dieses Stadium nicht beobachtet, da hier die Mikrorisse durch die Umlagerungsspannungen meist schon geschlossen sind. Nachdem der Großteil der Mikrorisse geschlossen wur-



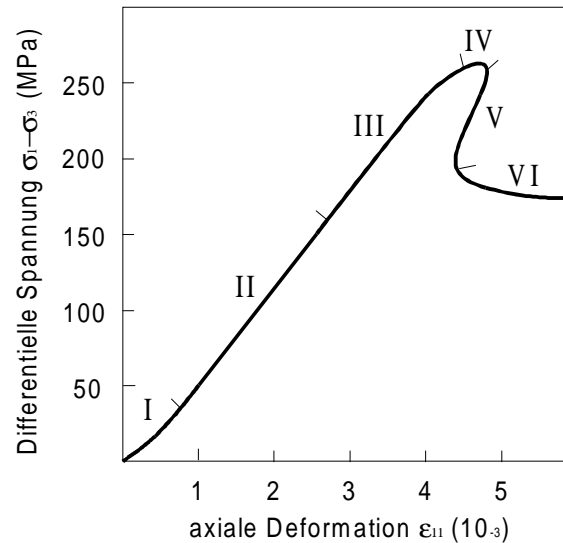


Abbildung 2.6: Spannungs-Deformations Diagramm für Gestein in einem Kompressionsversuch (nach Wawersik und Brace, 1971). Die einzelnen Stadien (I-VI) werden im Text erklärt.

den beobachtet man einen linearen Spannungs-Deformations Zusammenhang (II). Das Gestein deformiert sich in diesem Bereich nahezu elastisch, die Deformation ist über die materialabhängigen elastischen Konstanten linear mit der Spannung verknüpft (Hooke'sches Gesetz). Die in diesem Bereich erzielten Deformationen sind reversibel.

Bei einer Differenzspannung die normalerweise ungefähr der halben Druckfestigkeit entspricht, beginnt die Probe stärker als durch das Hooke'sche Gesetz vorhergesagt lateral zu expandieren (III und IV). Als Folge der elastischen Querdehnung öffnen und bilden sich nun Extensions-Mikrorisse (Mode I, Abbildung 2.7) vorwiegend parallel zu  $\sigma_1$ , deren Öffnung und Ausbreitung zu einer irreversiblen Dilatation senkrecht zu  $\sigma_1$  führt. Stadium IV unterscheidet sich von Stadium III dadurch, daß hier eine lokalisierte Deformation zu beobachten ist (Scholz, 1968b; Scholz, 1968a). Die Extensions-Mikrorisse wechselwirken, wachsen in verstärktem Maße zusammen und beginnen in einem *en echelon* angeordneten Rißsystem einen Makroriß zu bilden, der das Versagen der Probe einleitet. Bei Überschreiten der maximalen Spannung (Druckfestigkeit) in Stadium V nimmt die Belastungsfähigkeit der Probe zuerst langsam, dann schneller ab. Die in Stadium IV begonnene Rißlokalisierung setzt sich fort und es bildet sich ein Scherbruch aus der die Probe zerteilt. Die Bruchfläche bildet einen spitzen Winkel mit der Kompressionsrichtung  $\sigma_1$ . Unter echten triaxialen Versuchsbedingungen ( $\sigma_1 \neq \sigma_2 \neq \sigma_3$ ) beobachtete Mogi (1977), daß die Richtung der kleineren lateralen Ausdehnung, die im allgemeinen mit der Richtung von  $\sigma_2$  übereinstimmt, in der Bruchebene liegt. Soweit es die Versuchsbedingungen erlauben wird im Anschluß an die Bruchbildung (VI) ein Spannungsplateau beobachtet; die Spannung wird nun durch die Reibung auf der neu geschaffenen Bruchfläche bestimmt.

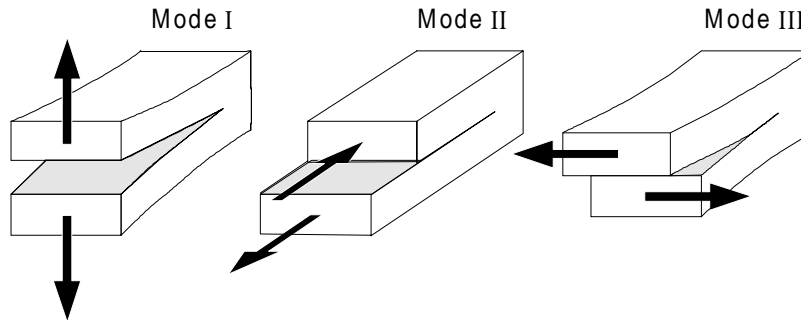


Abbildung 2.7: Die drei in der Bruchmechanik unterschiedenen Rißausbreitungsmoden. Bei Mode I, der als Extensions- oder Öffnungsmodus bezeichnet wird bewegen sich die Rißwände senkrecht zur Rißfläche. Bei beiden Schermoden findet die Verschiebung in der Bruchebene statt; bei Mode II senkrecht zur Rißkante, bei Mode III parallel dazu. Die Rißausbreitungsmoden sind nicht mit den in Abbildung 2.5 gezeigten Bruchmoden zu verwechseln.

Die experimentell ermittelte Bruchfestigkeit  $\sigma_{Bruch} = \sigma_1 - \sigma_3$  kann in einem Mohrdiagramm dargestellt werden. Für einen gegebenen Spannungszustand  $\sigma_1$ ,  $\sigma_3$  beschreibt der Mohrsche Kreis die Beziehung zwischen  $\tau$  und  $\sigma_n$  auf einer Fläche die zu  $\sigma_1$  um einen beliebigen Winkel geneigt ist. Bestimmt man für mehrere Proben eines Gesteins die Bruchfestigkeit bei unterschiedlichen Umlagerungsdrücken ( $\sigma_3$ ) ergeben sich Mohrsche Kreise unterschiedlicher Größe (siehe z.B. auch Abbildung 2.9, Seite 23). Die Einhüllende dieser Kreise kann als Versagensgrenze in Abhängigkeit von  $\tau$  und  $\sigma_n$  interpretiert werden. Sie trennt den stabilen Bereich, also den Bereich in dem die Probe den Spannungen standhält, von dem Bereich in dem Versagen zu erwarten ist.

Bei vielen Messungen zeigt sich, daß die Versagensgrenze bei nicht zu hohen Drücken annähernd linear mit dem Umlagerungsdruck verläuft, bei höheren Werten jedoch deutlich geringer ansteigt (z. B. Ismail und Murrell, 1990; Scholz, 1990). Neuere Messungen (Abbildung 2.8) an silikatreichen Gesteinen bei höheren Drücken ( $p > 600$  MPa, entsprechend einer Auflast in ca. 20 km Tiefe) weisen ebenfalls darauf hin, daß der Verlauf der Versagensgrenze zu höheren Drücken hin abflacht und schließlich wieder - mit einer geringeren Steigung - annähernd linear mit dem Umlagerungsdruck zunimmt (Shimada und Cho, 1990; Shimada, 1992; Shimada, 1993; Hirth und Tullis, 1994; Kohlstedt et al., 1995).

Aufgrund von Unterschieden in der akustischen Emission und im Bruchverhalten schlagen Shimada et al. (1993) einen Wechsel vom oben beschriebenen 'Niederdruck'-Versagen, zu einem sogenannten 'Hochdruck'-Versagen vor. Elektronenmikroskopaufnahmen der Proben zeigen, daß sich - im Gegensatz zum Niederdruck-Versagen - vorwiegend Scher-Mikrorisse (Mode II, Abbildung 2.7) anstelle von Extension-Mikrorissen bilden. Sie treten über die gesamte Probe verteilt auf und sind nicht wie beim Niederdruck-Versagen in der Nähe des Hauptbruches konzentriert. Die sich bildende Bruchflä-

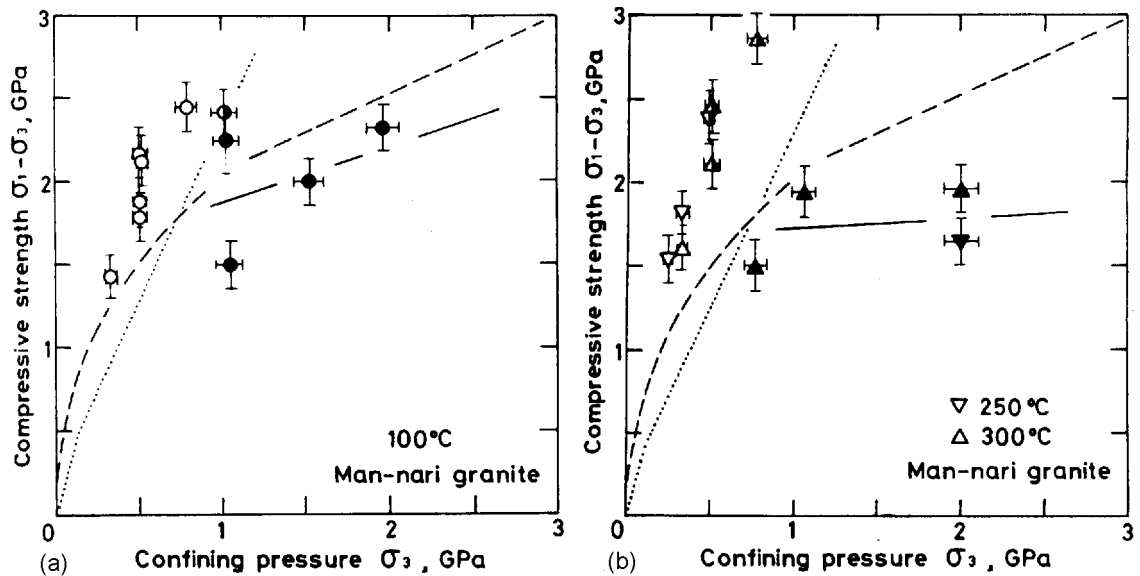


Abbildung 2.8: Bruchfestigkeit von Granit in Abhängigkeit des Umlagerungsdrucks (a) für 100°C und (b) für 250°C bzw. 300°C. Niederdruck-Versagen ist durch offene, Hochdruck-Versagen durch ausgefüllte Symbole gekennzeichnet. Die gestrichelte Linie zeigt die Bruchfestigkeit bei Raumtemperatur, die durchgezogene Linie ist ein Fit für die jeweilige Hochtemperaturbruchfestigkeit. Zum Vergleich ist als gepunktete Linie die nach Byerlee ( 2.8 ) berechnete Reibungsfestigkeit eingezeichnet (beide Abbildungen stammen aus Shimada, 1992).

che die zum makroskopischen Zerbrechen der Probe führt, ist deutlich schmaler, als beim Niederdruck-Versagen und zeigt reinen Scherversatz; sie ist unter einem Winkel von ca. 45° zur Hauptspannungsrichtung orientiert (Shimada, 1993; Kohlstedt et al., 1995). Der Übergang von einem zum anderen Versagensmodus tritt unabhängig von der Temperatur bei Granit und Gabbro bei ca. 800 MPa, bei Dunit im Bereich von 1 GPa und bei Eklogit im Bereich von 2 GPa auf (Shimada, 1993; Hirth und Tullis, 1994; Kohlstedt et al., 1995); er liegt bei Umlagerungsdrücken, bei denen die Scherbruchfestigkeit im Bereich der Reibungsfestigkeit liegt (siehe Abschnitt 2.4.1.2 und Diskussion in 2.4.1.3).

Bei der Bildung und Ausbreitung von Mikrorissen muß Arbeit zur Überwindung der Reibung auf den Reißflächen und zur Volumenvergrößerung aufgebracht werden. Diese Arbeit nimmt mit zunehmendem Umlagerungsdruck zu. Im Bereich des Niederdruck-Versagen wird das Versagen durch Extensions-Mikrorisse (Mode I) hervorgerufen. Die Dilatanz - und damit die zur Volumenvergrößerung erforderliche Arbeit - ist für diese Mikrorisse größer, als für die im Hochdruck-Versagen hauptsächlich auftretenden Scher-Mikrorisse (Mode II). Dies erklärt qualitativ die reduzierte Abhängigkeit vom Umlagerungsdruck beim Hochdruck-Versagen.

Uniaxiale Messungen an Proben unterschiedlicher Größe zeigen, daß die Bruchfestigkeit von der Probengröße abhängt (z.B. Pratt et al., 1972; Paterson, 1978; Jaeger und Cook, 1979; Lockner, 1995). Mit zunehmender Größe  $d$  der Probe nimmt die Bruchfestigkeit  $\sigma_{Bruch}$  nach

$$\sigma_{Bruch} \sim d^{-\zeta}$$

ab.  $\zeta$  ist kleiner als 1 und liegt z. B. bei Quarz-Diorit für  $0.05 \text{ m} < d < 1 \text{ m}$  im Bereich von 0.5 (Pratt et al., 1972). Diese Skalierung mit der Größe der Probe läßt sich erklären, wenn man annimmt, daß der längste in der Probe vorkommende Mikroriß proportional zur Probengröße ist. Wie oben kurz diskutiert, wird die Spannungskonzentration am Reißende von der Größe des Risses beeinflusst; ein längerer Riß führt zu einer größeren Spannungskonzentration und damit bei kleineren externen Spannungen zum Versagen der Probe. Genaue Rechnungen ergeben einen Wert von  $\frac{1}{2}$  für  $\zeta$  (Scholz, 1990, Seite 29). Bei Proben über 1 m deutet sich eine Unabhängigkeit der Bruchfestigkeit von der Probengröße an. Dies mag darauf zurückzuführen sein, daß bei der Auswahl der Proben darauf geachtet wurde, daß keine offensichtlichen Risse vorhanden waren. Für Messungen an noch größeren Proben fehlen momentan die technischen Einrichtungen. Geht man von einer üblichen Probengröße von ca. 15 mm aus, so reduziert sich die auf eine Probengröße von 1 m skalierte Festigkeit bei  $\zeta = 0.5$  um nahezu eine Potenz.

Aufgrund von technischen Schwierigkeiten existieren nur wenig triaxiale Messungen die den Einfluß der Probengröße auf die Bruchfestigkeit untersuchen. Im allgemeinen scheint der Umlagerungsdruck den Effekt der Probengröße zu verringern (Paterson, 1978, und Referenzen darin). Die vorhandenen Messungen an Granit zeigen, daß jedoch auch unter triaxialen Versuchsbedingungen eine Abhängigkeit der Bruchfestigkeit von der Probengröße besteht (Singh und Huck, 1973). Die Ergebnisse von Singh und Huck zeigen, daß für Proben mit 81 cm Durchmesser die Bruchfestigkeit gegenüber den Proben mit 5 bzw. 10 cm Durchmesser ungefähr halbiert ist. Shimada (1993) verwendet den in dieser Messung vorhandenen Trend zur Extrapolation der Hochdruck-Bruchfestigkeit auf lithosphärische Bedingungen (siehe Abschnitt 2.5.4.1).

Bei trockenen Silikatgesteinen ist der Einfluß von Temperatur und Deformationsrate relativ gering. Jedoch können schon geringe Mengen von Wasser die Temperaturabhängigkeit der Bruchfestigkeit zur Folge haben (Wong, 1982). Des weiteren wird durch Wasser die plastische Deformation als Versagensmechanismus begünstigt; die Proben zeigen bei niederen Temperaturen plastisches Verhalten und brechen nicht (Lockner, 1995).

Zur quantitativen Beschreibung der makroskopischen kompressiven Versagensgrenze existieren nur empirische bzw. semi-empirische Regeln. Bei kompressivem Spannungszustand wird Versagen im allgemeinen durch das Coulomb Kriterium (auch Navier-Coulomb oder Coulomb-Mohr Kriterium) beschrieben (z.B. Jaeger und Cook, 1979; Ranalli und Murphy, 1987; Scholz, 1990):

$$\tau = \mu \sigma_n + \tau_0 \quad (2.4)$$

Hierbei ist  $\tau$  die Scherspannung auf der sich bildenden Bruchfläche,  $\sigma_n$  die Normalspannung senkrecht dazu und  $\tau_0$  die gesteinsabhängige Kohäsion.  $\mu$  ist der ebenfalls gesteinsabhängige interne Reibungskoeffizient, der oft über  $\mu = \tan \varphi$  ausgedrückt wird;  $\varphi$  bezeichnet man als internen Reibungswinkel. Aus geometrischen Überlegungen folgt, daß sich beim Erreichen der Bruchfestigkeit zwei Bruchflächen bilden, die mit der Richtung von  $\sigma_1$  einen spitzen Winkel von  $\theta = 45^\circ - \varphi/2$  einschließen. Das Coulomb Kriterium, das aus dem einfachen Reibungsgesetz unter Hinzunahme des Kohäsionsterms entwickelt wurde, sagt einen linearen Zusammenhang zwischen Scherspannung und Normalspannung voraus. Dies wird, wie schon erwähnt, bei moderaten Drücken auch experimentell beobachtet. Dies sollte jedoch nicht zu der Annahme verleiten, daß die physikalischen Bruchvorgänge durch Reibung erklärt werden können; die Bruchfläche auf der Reibung stattfinden könnte, existiert vor dem Versagen noch nicht.

Abbildung 2.9 zeigt das Navier-Coulomb Kriterium zusammen mit zwei Mohrschen Kreisen. Durch Hauptspannungen ausgedrückt läßt sich (2.4) nach einigen Umformungen wie folgt darstellen (Scholz, 1990):

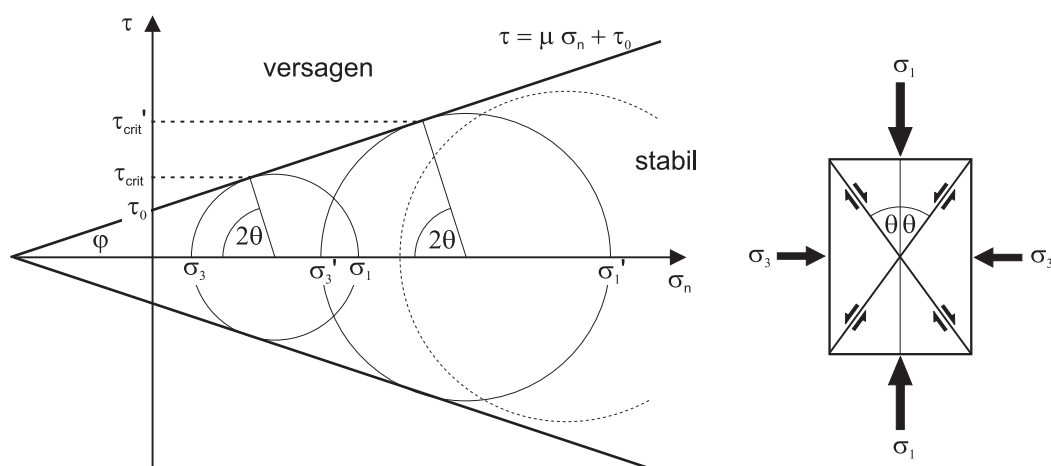


Abbildung 2.9: Mohrsche Kreise für unterschiedliche Spannungszustände beim Erreichen der Versagensgrenze und die graphische Darstellung des Navier-Coulomb Kriteriums. Der gestrichelte Mohr-Kreis deutet an, daß bei höheren Umgebungsdrücken die Probe schon bei geringeren differentiellen Spannungen als durch das Navier-Coulomb Kriterium prognostiziert, versagt.

$$\sigma_1 \left[ (\mu^2 + 1)^{1/2} - \mu \right] - \sigma_3 \left[ (\mu^2 + 1)^{1/2} + \mu \right] = 2\tau_0 \quad (2.5)$$

In der  $\sigma_1, \sigma_3$  Ebene entspricht ( 2.5 ) einer Geraden, die uniaxiale Festigkeit, d.h. die Festigkeit bei  $\sigma_3 = 0$  beträgt:

$$C_0 = 2\tau_0 \left[ (\mu^2 + 1)^{1/2} + \mu \right] \quad (2.6)$$

Kombiniert mit dem Versagenskriterium für Zugbedingungen  $\sigma_3 = -T_0$  lautet das Navier-Coulomb Kriterium

$$\begin{aligned} \text{für } \sigma_1 < C_0 \left[ 1 - C_0 T_0 / 4\tau_0^2 \right] \quad \sigma_3 &= -T_0 \\ \text{für } \sigma_1 > C_0 \left[ 1 - C_0 T_0 / 4\tau_0^2 \right] \quad \sigma_1 \left[ (\mu^2 + 1)^{1/2} - \mu \right] - \sigma_3 \left[ (\mu^2 + 1)^{1/2} + \mu \right] &= 2\tau_0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

Experimentell ist das Navier-Coulomb Kriterium nur für Drücke, die in Tiefen von ca. 20-25 km erreicht werden, bestätigt. Insbesondere wird das oben beschriebene Hochdruck-Versagen und die damit verbundene Abweichung vom linearen Anstieg bei höheren Drücken nicht durch das Navier-Coulomb Kriterium vorhergesagt. Der Einfluß der mittleren Hauptspannung  $\sigma_2$  auf die Bruchfestigkeit wird ebenfalls nicht berücksichtigt. Zur besseren Anpassung des experimentell beobachteten Abweichens vom linearen Verlauf, schlagen einige Autoren empirisch bestimmte, nichtlineare Versagenskriterien vor (eine kurze Zusammenfassung siehe Lockner, 1995).

#### 2.4.1.2 Gleiten entlang präexistenter Brüche - Reibungsfestigkeit

Unter der Annahme von kohäsionsfreien, präexistenten Brüchen mit beliebiger, und damit auch optimaler Orientierung, vereinfachte Sibson (1974) Gleichung ( 2.4 ) zu:

$$\tau = \mu_0 \sigma_n \quad (2.8)$$

Diese Gleichung besagt, daß auf einer *existierenden* Bruchfläche Gleiten einsetzt, wenn die Scherspannung  $\tau$  auf der Bruchfläche die Normalspannung  $\sigma_n$  multipliziert mit dem Reibungskoeffizient  $\mu_0$ , erreicht. Analog zur Bruchfestigkeit kann diese Scherspannung als Reibungsfestigkeit bezeichnet werden. In Hauptspannungen ausgedrückt ergibt sich analog zu ( 2.5 ):

$$\sigma_1 \left[ (\mu_0^2 + 1)^{1/2} - \mu_0 \right] - \sigma_3 \left[ (\mu_0^2 + 1)^{1/2} + \mu_0 \right] = 0 \quad (2.9)$$

Die optimal orientierte Bruchfläche auf der Reibungsgleiten einsetzt ist gegenüber der maximalen Hauptspannung  $\sigma_1$  um einen Winkel  $\theta = 45^\circ - \frac{1}{2} \arctan \mu_0$  geneigt.

Byerlee (1978) zeigte, daß diese lineare Relation bei kleinen Normalspannungen relativ gut erfüllt wird,  $\mu_0$  jedoch - abhängig von den gewählten Gesteinstypen und Oberflächenrauigkeiten - stark variiert. Bei größeren Normalspannungen ( $\sigma_n \geq 200$  MPa)

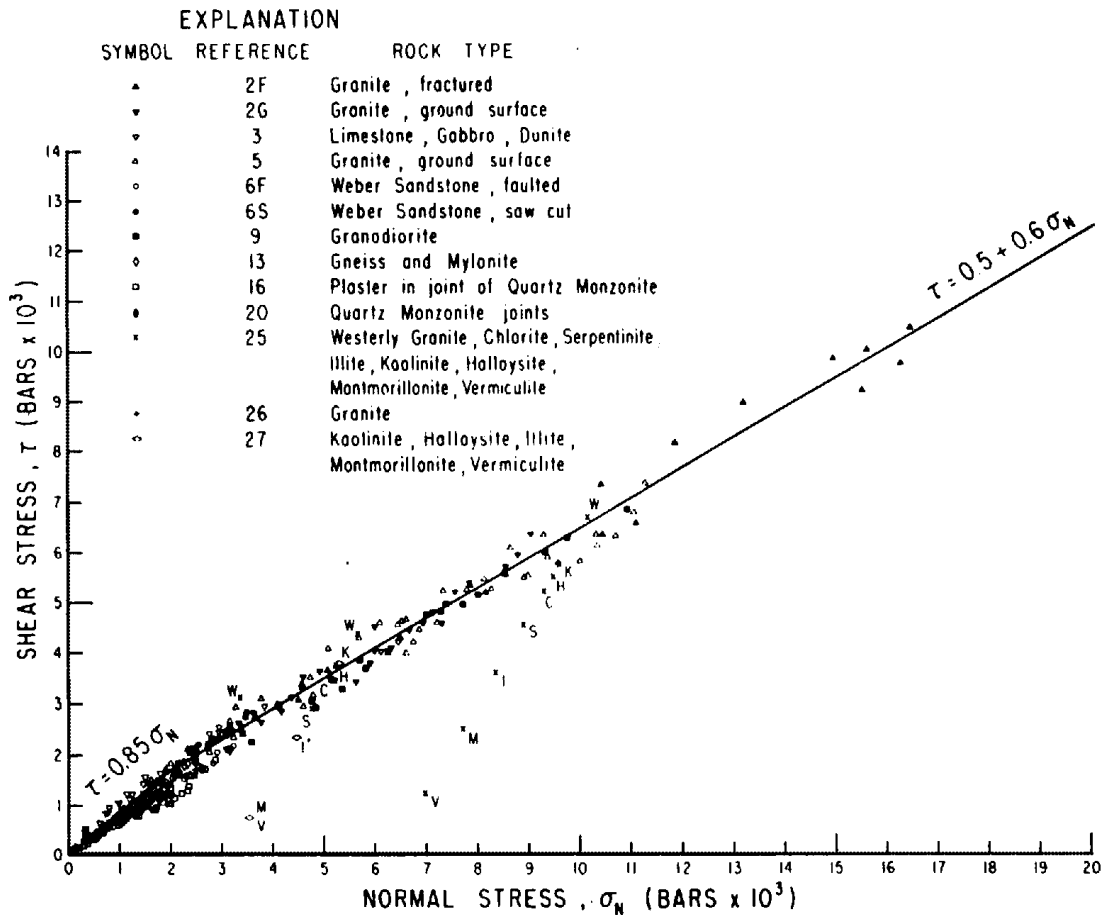


Abbildung 2.10: Scher- oder Reibungsfestigkeit in Abhängigkeit der Normalspannung (aus Byerlee, 1978). Ein kBar entspricht 100 MPa.

jedoch ist  $\mu_0$  nahezu unabhängig von Gesteinstyp und Oberflächenbeschaffenheit. Abbildung 2.10 zeigt die Originaldaten von Byerlee (1978). Der von Byerlee vorgeschlagene Fit für diese Daten lautet (in MPa):

$$\text{für } \sigma_n < 200 \text{ MPa: } \tau = 0.85 \sigma_n \quad (2.10 \text{ a})$$

$$\text{für } \sigma_n > 200 \text{ MPa: } \tau = 50 \text{ MPa} + 0.6 \sigma_n \quad (2.10 \text{ b})$$

Wegen ihrer allgemeinen Gültigkeit werden diese Gleichungen auch als Byerlee-Gesetz bezeichnet. In leicht modifizierter Form wird oft ein linearer Zusammenhang für den gesamten Druckbereich verwendet und der konstante Term in ( 2.10 b) vernachlässigt; dies wird manchmal durch einen leicht erhöhten Reibungskoeffizient von 0.7 ausgeglichen. Das Byerlee Gesetz gilt für einen relativ großen Temperatur- und Druckbereich und ist in erster Näherung unabhängig von der Gleitgeschwindigkeit und der Rauigkeit der Kontaktflächen. Vorhandene Fluide haben sowohl physikalische als auch chemische Einflüsse. Der physikalische Effekt des Porendruckes  $p_p$  wird berücksichtigt, indem man in obengenannten Gleichungen effektive Spannungen  $\sigma_{ij}^{eff} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} p_p$  verwendet.

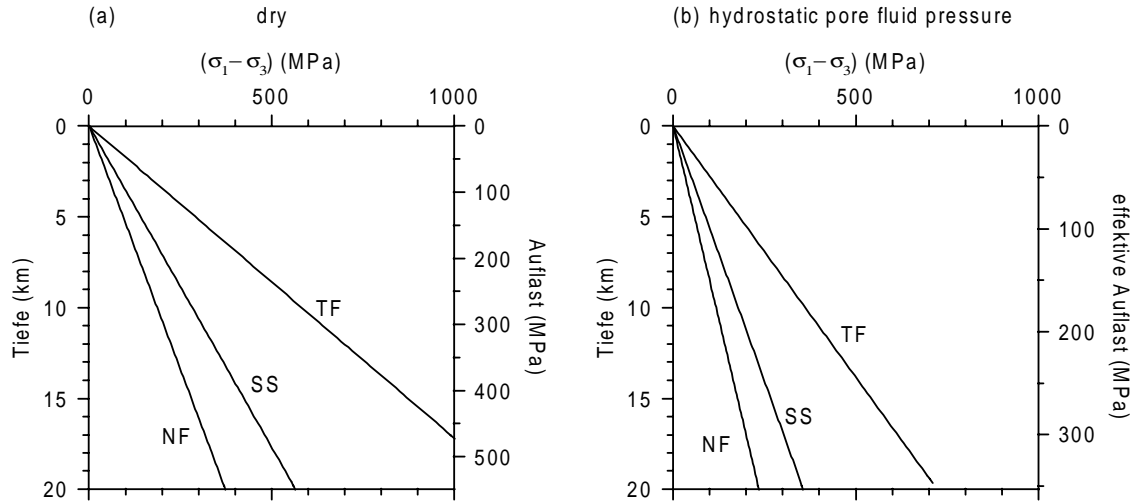


Abbildung 2.11: Maximale Spannungsdifferenz  $(\sigma_1 - \sigma_3)$  in Abhängigkeit der Tiefe  $z$  für Abschiebungs- (NF), Blattverschiebungs- (SS) und Aufschiebungsregime (TF). (a) ohne Porendruck ( $\lambda = 0$ ) und (b) für hydrostatischen Porendruck (d.h.  $\lambda = 0.37$ ). Die Kurven wurden für  $\mu_0 = 0.6$ ,  $\rho = 2800 \text{ kg m}^{-3}$ , und  $\delta = 0.5$  berechnet.

Unter der Annahme, daß eine der Hauptspannungen  $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$  vertikal steht läßt sich ( 2.9 ) jeweils für ein Abschiebungsregime (NF:  $\sigma_1 = S_H$ ,  $\sigma_2 = S_h$ ,  $\sigma_3 = S_V$ ), Blattverschiebungsregime (SS:  $\sigma_1 = S_H$ ,  $\sigma_2 = S_V$ ,  $\sigma_3 = S_h$ ) und Aufschiebungsregime (TF:  $\sigma_1 = S_H$ ,  $\sigma_2 = S_h$ ,  $\sigma_3 = S_V$ ) in Abhängigkeit der Tiefe  $z$  darstellen (Sibson, 1974):

$$\text{Abschiebung (NF):} \quad \sigma_1 - \sigma_3 = \frac{(R-1)}{R} \rho g z (1 - \lambda) \quad (2.11 \text{ a})$$

$$\text{Blattverschiebung (SS):} \quad \sigma_1 - \sigma_3 = \frac{(R-1)}{1 + \delta(R-1)} \rho g z (1 - \lambda) \quad (2.11 \text{ b})$$

$$\text{Aufschiebung (TF):} \quad \sigma_1 - \sigma_3 = (R-1) \rho g z (1 - \lambda) \quad (2.11 \text{ c})$$

$$\text{mit } R = \left[ (\mu_0^2 + 1)^{1/2} + \mu_0 \right]^2$$

Der Porendruckfaktor  $\lambda$  gibt das Verhältnis von Porendruck zu Auflast an.  $\lambda$  liegt zwischen 0.0 für trockene Gesteine und 0.37 für hydrostatischen Porendruck. Für lithostatischen Porendruck, d.h.  $\lambda = 1$  verschwindet die effektive Normalspannung und die Reibungsfestigkeit geht gegen Null. Der Faktor  $\delta$  ( $0 \leq \delta \leq 1$ ) ergibt sich dadurch, daß die mittlere Hauptspannung durch  $\sigma_2 = \sigma_3 + \delta(\sigma_1 - \sigma_3)$  ausgedrückt wird.

Abbildung 2.11 zeigt die nach ( 2.11 a-c) berechnete Reibungsfestigkeit in Abhängigkeit der Tiefe und der (effektiven) Auflast. In trockenem Gestein können Reibungsfestigkeiten von ca. 600 MPa in 10 km Tiefe erreicht werden; der physikalische Einfluß von Fluiden reduziert diesen Wert auf unter 400 MPa.



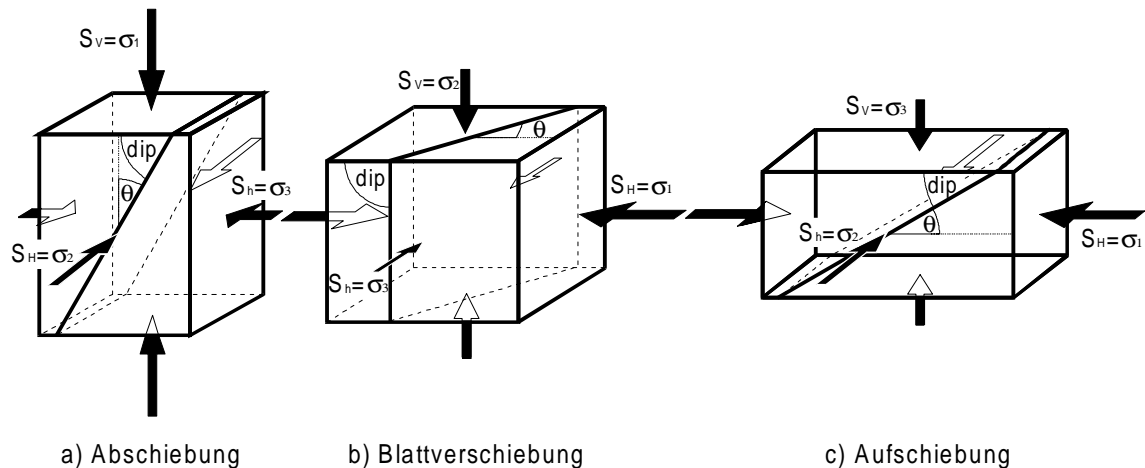


Abbildung 2.12: Darstellung der nach dem Byerlee-Gesetz optimal zur Reaktivierung orientierten Bruchfläche in einem Abschiebungs-, Blattverschiebungs- und Aufschiebungsregime.

Wie in Abbildung 2.12 dargestellt, werden - je nach tektonischem Regime - Bruchflächen mit unterschiedlichem Einfallswinkel (dip) aktiviert. Die Bruchfläche ist gegenüber  $\sigma_1$  um den Winkel  $\theta$  geneigt;  $\sigma_2$  liegt in der Ebene der Bruchfläche. Bei einem Reibungskoeffizient von  $\mu_0 = 0.6$  ist in einem Abschiebungsregime eine Fläche mit einem Einfallswinkel von ca.  $60^\circ$  optimal orientiert, während in einem Aufschiebungsregime die optimal orientierte Fläche einen deutlich flacheren Einfallswinkel von ca.  $30^\circ$  besitzt. Bei einer Blattverschiebung steht die optimal orientierte Fläche senkrecht.

Bei der Extrapolation der Meßergebnisse in größere Tiefen muß man sich vor Augen halten, daß Labormessungen im allgemeinen nur bis zu Umlagerungsdrücken durchgeführt werden können, die in ca. 30-40 km Tiefe erreicht werden. Außerdem zeigen Versuche, daß die Reibungsfestigkeit nur bis zu Temperaturen von 400 - 500°C temperaturunabhängig ist, bei höheren Temperaturen jedoch deutlich abnimmt (Stesky et al., 1994). Neuere Messungen zeigen, daß der Einfluß von Wasser durch die Formulierung des Byerlee-Gesetzes über effektive Spannungen nicht ausreichend berücksichtigt wird; bei Quarz und Granit beobachtet man bei höheren Temperaturen und kleinen Verschiebungsraten, daß aufgrund des chemischen Einflusses von Wasser der Reibungskoeffizient und damit auch die Reibungsfestigkeit deutlich verringert wird (Blanpied et al., 1991; Chester und Higgs, 1992; Chester, 1994; Blanpied et al., 1995).

Bei experimentellen Versuchen wird - je nach Versuchsaufbau - nur bis zu wenigen Zentimetern relativer Verschiebung gemessen. Wird die Reibungsfestigkeit im Anschluß an ein Bruchexperiment durchgeführt, so passen die Topographien der beiden Bruchflächen zusammen. Die Extrapolation so ermittelter Daten auf große und seit längerem aktive Störungszonen wie z.B. der San Andreas Fault in Kalifornien oder der Alpine Transform Fault auf Neuseeland muß mit einer gewissen Skepsis durchgeführt

werden. Diese Störungen sind seit langer Zeit aktiv und weisen mehrere 100 km Versatz auf. Auf vielen Störungen findet sich sogenanntes Gesteinsmehl (gouge) das durch längeres Reiben entsteht und die Reibungsfestigkeit deutlich herabsetzen kann, da ein Teil der Reibung durch Rollreibung aufgebracht wird. Seit mehreren Jahren wird z.B. für die San Andreas Fault diskutiert, ob die experimentell vorhergesagten Reibungskräfte, und damit verbundene Wärmeproduktion, realistisch sind (siehe Scholz, 1990, Seite 138 ff.). Vieles deutet hier darauf hin, daß die auf der San Andreas Fault wirkenden Reibungskräfte deutlich geringer sind als durch Laborexperimente vorhergesagt.

Gleichung ( 2.8 ) entspricht den schon 1699 von Amontons formulierten Reibungsgesetzen, die besagen, daß die Reibungskraft erstens unabhängig von der Größe der Kontaktfläche, und zweitens proportional zur Normalkraft ist. Ein modernes Konzept zur Erklärung von Reibung stammt von Bowden und Tabor (1950; 1964).

Ausgehend von der Annahme, daß keine reale Oberfläche absolut flach ist, sondern ein gewisses Maß an Topographie zeigt, haben zwei Oberflächen nur in ein paar Punkten - sogenannten Asperities oder 'Rauhigkeiten' - Kontakt (Abbildung 2.13). Die Summe der wirklichen Kontaktflächen  $A_r$  ist somit deutlich geringer, als die scheinbare geometrische Berührungsfläche  $A$ . In einem ersten Modell - dem sogenannten Adhäsionsansatz - nahmen Bowden und Tabor an, daß die sich berührenden Asperities sich plastisch deformieren bis die Kontaktfläche  $A_r$  ausreichend groß ist, um die Normalkraft  $N$  zu halten. Mit einem Faktor  $p$ , der ein Maß für die Festigkeit des Materials darstellt, ergibt sich (siehe auch Scholz, 1990):

$$N = p A_r \quad ( 2.12 )$$

Aufgrund der großen Auflast an den Kontaktstellen nahmen Bowden und Tabor an, daß sich die beiden Kontaktflächen adhäsiv verbinden, also aneinander haften. Diese Verbindungen müssen bei einer relativen Bewegung der beiden Flächen durch Scherung getrennt werden. Die Reibungskraft  $F$  wäre somit die Summe der Scherfestigkeit der Verbindungen:

$$F = s A_r \quad ( 2.13 )$$

wobei  $s$  die Scherfestigkeit des Materials ist. Dividiert man ( 2.13 ) durch ( 2.12 ) ergibt sich ein einziger Parameter, der Reibungskoeffizient  $\mu_0$ :

$$\mu_0 \equiv \frac{F}{R} = \frac{s}{p}$$

Nach dieser einfachen Theorie ist der Reibungskoeffizient demnach nur das Verhältnis von zwei unterschiedlichen Meßmethoden der Festigkeit des Materials. Sind zwei unterschiedliche Materialien in Kontakt, so deformiert sich nur das weichere Material. Ob-

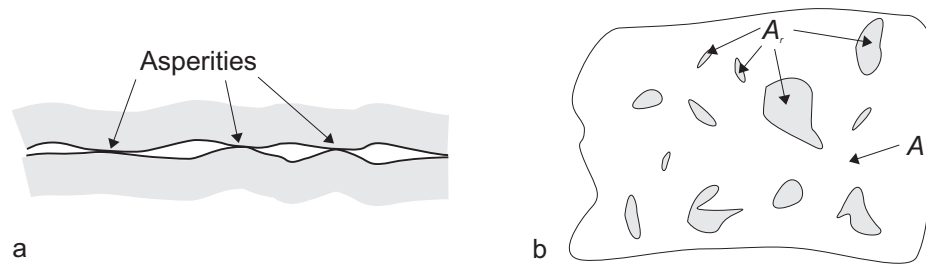


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung von realen Kontaktflächen oder sogenannten Asperities. (a) zeigt einen Querschnitt durch eine Kontaktfläche. (b) zeigt eine Aufsicht auf die geometrische Fläche  $A$ , nur in den grau schattierten Gebieten  $A_r$  berühren sich die beiden Flächen (nach Scholz, 1990).

wohl  $p$  und  $s$  deutlich von Material, Temperatur und Reibungsgeschwindigkeit abhängen, ist  $\mu_0$  in erster Näherung unabhängig von den genannten Parametern, da  $p$  und  $s$  nur über einen Geometriefaktor voneinander abweichen. Die Eleganz dieses Ansatzes liegt darin, daß nicht die gesamte 'geometrische' Kontaktfläche  $A$  zur Reibung beiträgt, sondern nur die durch die Normalkraft  $N$  geschaffene Kontaktfläche  $A_r$ . Der durch die Adhäsions-Theorie vorhergesagte Reibungskoeffizient für duktile Materialien wie z.B. Metalle ist geringer als der experimentell ermittelte. Dies deutet darauf hin, daß bei Reibungsgleiten noch weitere Arbeit geleistet werden muß. Nicht berücksichtigt wurden in dem einfachen Ansatz von Bowden und Tabor ein Verzahnen oder Durchdringen der Asperities; diese Terme müßten zusätzlich in ( 2.13 ) eingefügt werden (Scholz, 1990).

Gesteine sind härter als Metalle. Die bei ( 2.12 ) gemachte Annahme der plastischen Deformation ist für Gesteine im allgemeinen nicht richtig; sie deformieren sich zumindest bei geringeren Normalspannungen elastisch. Berechnet man  $\mu_0$  mit dem Ansatz, daß die reale Kontaktfläche durch den elastischen Kontakt einer 'Asperitie'-Kugel mit einer Ebenen aufgebaut wird, so ergibt sich zuerst kein von der Normalkraft unabhängiger Reibungskoeffizient, da die Kontaktfläche nicht mehr proportional zu  $N$  ist. Erst mit der Annahme, daß Asperities mit einer zufallsverteilten Höhe und Größe existieren zeigten Brown und Scholz (1985b), daß der Reibungskoeffizient in erster Näherung unabhängig von der Normalkraft ist. Neuere Theorien (siehe Scholz, 1990) berücksichtigen fraktale Verteilungen der Oberflächenrauigkeit, da Messungen an Gesteinsoberflächen gezeigt haben, daß natürliche Oberflächen im Bereich von  $10^{-5}$  m bis 1 m fraktalen Brownschen Oberflächen ähneln (Brown und Scholz, 1985a).

Durch das Abscheren der Asperities werden von den Kontaktflächen kleine Partikel abgetrennt. Ein Vorgang der als Abnutzung oder Abrieb (wear) bezeichnet wird. Nach den unterschiedlichen Mechanismen, die die Asperities verbinden und die Partikel von den Kontaktflächen abtrennen, unterscheidet man die Abnutzung durch Abschleifen (abrasive wear) und die Abnutzung durch Haften (adhesive wear) (Rabinowicz, 1965). Abrieb durch Abschleifen tritt z.B. auf, wenn die beiden Kontaktflächen unterschied-

liche Härte besitzen. Bei Gesteinen, die aus Mineralien unterschiedlicher Härte aufgebaut sind, trifft dies im allgemeinen zu. Das härtere Material gräbt aus dem weichen Partikel heraus. Im Bereich, in dem das massive Gestein brüchiges Versagen zeigt, kann die Abnutzung ebenfalls durch brüchige Prozesse dominiert werden; hierbei bilden sich scharfkantige Partikel. Unter höheren Temperaturen und Normalspannungen verformen sich die Asperities auf den Kontaktflächen, wie in der Adhäsions-Theorie angenommen, plastisch. In diesem Fall tritt adhäsive Abnutzung auf; die Verbindung der Kontaktflächen ist so stark, daß nicht die Verbindung sondern ein Teil der angrenzenden Asperitie abgetrennt wird. Interessant ist, daß in diesem Fall das makroskopisch dem 'brüchigen' Versagen zugeordnete Gleiten mikroskopisch durch plastische Deformation realisiert wird. Aufgrund der größeren Spannungen an den Berührungspunkten deformieren sich die Asperities plastisch, während das umliegende Gestein - das ja aus dem gleichen Material besteht - noch spröde reagiert. Je nach der Menge des erzeugten Abriebs berühren sich die Kontaktflächen nicht mehr direkt, und die Reibung auf der Fläche wird durch die Eigenschaften des Abriebs bestimmt (für eine ausführliche Betrachtung siehe Scholz, 1990). Diese Unterscheidung der Abnutzungsmechanismen ist besonders im Hinblick auf das Auftreten von krustalen Erdbeben von Bedeutung.

Für das Auftreten von krustaler Seismizität ist das Gleiten auf einer Fläche eine notwendige aber keine hinreichende Bedingung. Erdbeben sind Ausdruck einer plötzlichen, kurzen Bewegung, verbunden mit einem Spannungsabfall und der Freisetzung von elastischer Energie. Im Fall von stabilem Gleiten, also von gleichförmigem Aneinander vorbeigleiten der beiden Kontaktflächen, treten keine Erdbeben auf. Die Analogie zwischen Erdbeben und dem bei dynamischen Reibungsversuchen beobachteten stick slip Verhalten veranlaßte Brace und Byerlee (1966) diesen Mechanismus auch als Ursache von Erdbeben vorzuschlagen. Stick slip kann mit Haftgleiten übersetzt werden. Man beobachtet, daß es aufgrund von Variationen im Reibungskoeffizient während des Gleitens zu einer plötzlichen Bewegung auf der Fläche und zu einem Spannungsabfall kommt. Diese Periode plötzlicher Bewegung wird von einer Periode ohne Gleiten abgelöst. In dieser Zeit wird das System 'nachgeladen', d.h. die zugeführte Energie wird als Deformationsenergie gespeichert. Nach Überschreiten der Haftreibungsgrenze wandelt sich diese in kinetische Energie um, die dann mittels Reibung dissipiert. Das Auftreten einer Instabilität kann man sich nach Abbildung 2.14 (a) anhand eines vereinfachten Modells vorstellen. Ein einfaches Reibungselement wird über eine Feder mit der Steifheit  $K$  geladen. Hierbei repräsentiert die Feder die Steifheit der Versuchseinheit oder die elastischen Eigenschaften des Mediums, das die Kontaktflächen umgibt. Angenommen die Reibungskraft zeigt die in Abbildung 2.14 (b) dargestellten Variationen, so wird nach Überschreiten eines Maximums die Feder mit der Federkonstante  $K$

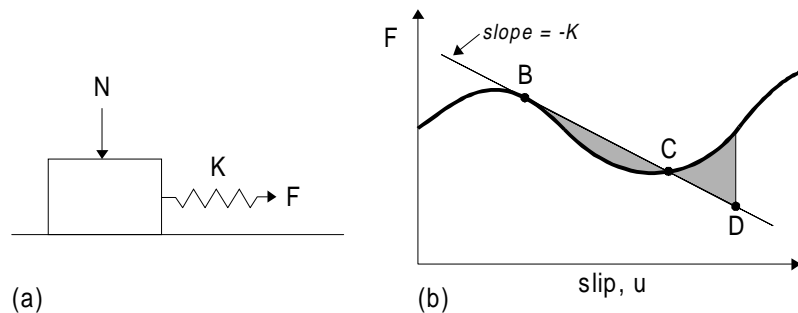


Abbildung 2.14: Vereinfachte Darstellung eines stick slip Modells. (a) Reibungselement und Feder mit einer Federkonstante  $K$ . (b) Reibungskraft über Verschiebung. Die dynamische Reibungskraft ist nicht konstant, sondern variiert leicht (nach Scholz, 1990).

entladen. Wenn in einem Punkt B, die Reibungskraft  $F$  schneller abfällt als  $K$ , so wird der Block beschleunigt. In einem Punkt C wird die Reibungskraft wieder größer als die Kraft in der Feder und der Block wird bis zum Punkt D abgebremst. Diese Instabilität tritt nur auf, wenn die Änderung der Reibungskraft  $\partial F/\partial u$  größer ist als die Steifheit  $K$  der Feder. Dieses einfache Modell erklärt das Auftreten von Instabilitäten; es erklärt aber nicht das Wiederaufladen des Systems und die regelmäßig wiederkehrenden stick slip Episoden.

Theoretische Modelle, die diese wiederkehrenden stick slip Episoden erklären können, basieren darauf, daß der Reibungskoeffizient mit zunehmender Geschwindigkeit abnimmt (Rabinowicz, 1965). Dieses als Geschwindigkeitsschwächung (velocity weakening) bezeichnete Verhalten kann zu einer ähnlichen Beziehung zwischen Reibungskraft und Verschiebung wie oben beschrieben führen. Bei Gesteinen führt Geschwindigkeitsschwächung meistens zu regelmäßigem stick slip Verhalten und wird demnach als notwendige Eigenschaft zur Erzeugung von Erdbeben betrachtet (Scholz, 1990). Der Wechsel von elastisch/brüchiger Deformation der Asperities zu plastischer Deformation ändert in erster Näherung den Reibungskoeffizienten nicht; jedoch wechselt die Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Geschwindigkeit das Vorzeichen. Bei beginnender plastischer Deformation der Asperities tritt Geschwindigkeitshärtung (velocity strengthening) auf; der Reibungskoeffizient steigt mit zunehmender Geschwindigkeit an. Dieses Verhalten führt zu gleichmäßigem Gleiten; stick slip tritt nicht mehr auf. Somit markiert dieser Übergang die Tiefe, unterhalb der keine Erdbeben mehr initiiert werden können. Eine detaillierte Ausführung des stick slip Verhaltens ist in Scholz (1990) gegeben. Wichtig ist an dieser Stelle nur, daß das Auftreten von (krustalen) Erdbeben nicht von der Reibungsfestigkeit der Fläche, sondern von der Stabilität des Gleitens auf der Fläche bestimmt wird.

Aus verschiedenen Reibungsexperimenten schließen Brace (1972) und Paterson (1978), daß stick slip Verhalten vorwiegend bei silikatreichen Gesteinen, meistens bei solchen

mit hohem Quarzanteil, auftritt. Es wird durch glatte Kontaktflächen mit wenig Abrieb begünstigt. Weiche Materialien wie Kalzit, Serpentin und Ton oder eine große Menge an Abrieb verhindern stick slip Verhalten. Für ein gegebenes Gestein und eine bestimmte Menge an Abrieb führt eine Erhöhung der Normalspannung dazu, daß ein Übergang von stabilem Gleiten zu stick slip Verhalten auftritt. Erhöht man die Temperatur, so tritt der entgegengesetzte Effekt auf. Die Tiefenlage, in der es zur Bildung von Erdbeben kommt, wird demnach von dem Druck- und Temperaturbereich bestimmt, in dem für eine bestimmte Bruchfläche stick slip auftritt (Scholz, 1990).

### **2.4.1.3 Vergleich von Bruchfestigkeit und Reibungsfestigkeit**

Vergleicht man Bruchfestigkeit und Reibungsfestigkeit von Gesteinen, so muß man sich vor Augen halten, daß es sich es sich - zumindest bei moderaten Drücken - um zwei physikalisch unterschiedliche Versagensmechanismen handelt. Die Bruchfestigkeit ist eine Volumeneigenschaft des Gesteins. Bei der Neubildung von Brüchen müssen Atombindungen im Gestein gebrochen werden, ein Vorgang der durch die in allen realen Festkörper existierenden Mikro-Risse erleichtert oder erst ermöglicht wird. Die Bruchfestigkeit von Gesteinen ist somit nicht nur vom Umlagerungsdruck, sondern auch von der Temperatur, der Größe der Probe und nicht zuletzt vom Gestein selbst abhängig. Betrachtet man die Reibungsfestigkeit von Gesteinen, also die Scherspannung ab bzw. oberhalb derer bei einem gegebenen Spannungszustand auf einer existierenden Bruchfläche Gleiten einsetzt, so handelt es sich hier um die Eigenschaft einer Oberfläche. Die Reibungsfestigkeit ist wie oben gezeigt in erster Näherung unabhängig von Temperatur, Deformationsgeschwindigkeit, Größe der Bruchfläche und Art des Gesteins.

Für Druck und Temperaturen wie sie in der oberen Kruste vorherrschen ist die experimentell ermittelte Bruchfestigkeit höher als die Reibungsfestigkeit (Abbildung 2.15). Ausgehend hiervon wird bei vielen Interpretationen (siehe Abschnitt 2.5) für die gesamte Lithosphäre die über das Byerlee-Gesetz berechnete Reibungsfestigkeit als die maßgebende brüchige Gesteinsfestigkeit verwendet. Diese lineare Extrapolation der beiden Festigkeiten bis in Tiefen des oberen Mantels ist jedoch fragwürdig, da sie nicht durch die Meßergebnisse gerechtfertigt ist. Wie in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben zeigen Messungen, daß die Bruchfestigkeit mit ansteigendem Umlagerungsdruck nicht mehr so stark zunimmt und bei Drücken wie sie noch in der Kruste auftreten die Reibungsfestigkeit erreicht und für größere Tiefen sogar unterschreitet (siehe Abschnitt 2.4.1.1). Berücksichtigt man z.B. bei der Extrapolation der in Abbildung 2.8 dargestellten Messungen auf lithosphärische Dimensionen den Effekt der Größenskalierung, so kann der Schnittpunkt von Bruch- und Reibungsfestigkeit sogar

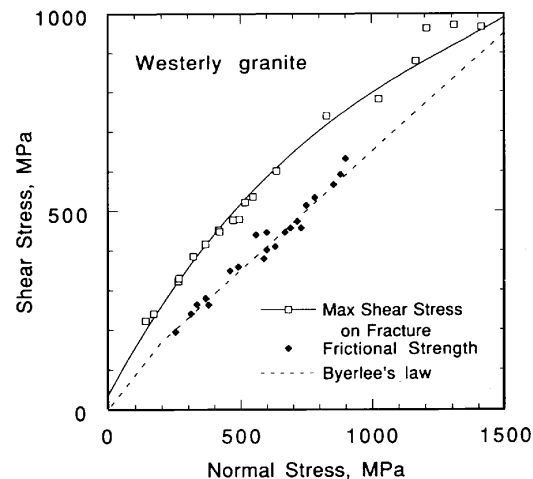


Abbildung 2.15: Scherspannung in Abhängigkeit der Normalspannung für Bruchneubildung und Reibungsgleiten für Granit (aus Lockner, 1995).

bei noch geringeren Umlagerungsdrücken liegen. Shimada und Cho (1993) schätzen aufgrund der Größenskalierung ab, daß bei Probendimensionen von 1 m die Hochdruck-Bruchfestigkeit die Reibungsfestigkeit schon bei Umlagerungsdrücken von ca. 70 MPa, also ca. in 2.5 km Tiefe, unterschreitet. Wenn diese Messungen auf die kontinentale Kruste anwendbar sind, ist also eine Abschätzung der brüchigen Gesteinsfestigkeit über die Reibungsfestigkeit bei größeren Tiefen falsch. Ein weiteres Problem liegt darin, daß die lineare Extrapolation der Reibungsfestigkeit den Einfluß der Temperatur über 400 - 500°C nicht berücksichtigt. Entsprechende Temperaturen werden - je nach Region - schon in der Unterkruste, auf jeden Fall jedoch im oberen Mantel erreicht.

Bei immer größeren Normalspannungen kann im Grenzfall nicht mehr zwischen Bruch und Reibung auf einer Fläche unterschieden werden. Sobald die Normalspannung so groß ist, daß die reale Kontaktfläche  $A_r$  gleich der geometrischen Kontaktfläche  $A$  wird, sind die Bruchflächen 'verschweißt'. Versagen muß nun nicht mehr zwangsläufig auf der verschweißten Bruchfläche auftreten; das Verhalten des Gesteins wird nun über die Volumeneigenschaften - also z.B. durch die Störungen im gesamten Volumen - und nicht mehr über die Oberflächeneigenschaften der Kontaktflächen bestimmt.

#### 2.4.2 Plastisches Versagen - Rheologische Gesetze

Führt man Kompressionsversuche bei erhöhten Temperaturen durch, so beobachtet man plastisches Versagen der Gesteinsprobe. Im Gegensatz zum brüchigen Versagen tritt bei der plastischen Deformation keine makroskopische Rißbildung auf; die Probe deformiert sich im idealen Fall homogen (z.B. Nicolas und Poirier, 1976; Ashby und Verall, 1977; Turcotte und Schubert, 1982; Engelder, 1993; Ranalli, 1995).

Zur Bestimmung des plastischen Deformationsverhaltens werden Versuche mit zwei unterschiedlichen Randbedingungen durchgeführt. Zum einen wird bei konstanter Deformationsrate die differentielle Spannung  $\sigma_d = \sigma_1 - \sigma_3$  als Funktion der Deformation gemessen (Abbildung 2.16 a). Überschreitet man mit der angelegten Differenzspannung die Elastizitätsgrenze  $\sigma_{el}$  verformt sich der Körper plastisch, d.h. irreversibel. Nach Überschreiten der Gesteins- oder Fließfestigkeit  $\sigma_{yield}$  bleibt bei zunehmender Deformation die Differenzspannung idealerweise konstant (stationäres Kriechen, steady state creep), man beobachtet jedoch auch Zunahme (Verformungshärtung, strain hardening) oder Abnahme (Verformungsschwächung, strain weakening) der Differenzspannung. In den letzteren beiden Fällen kann man eigentlich nicht von *der* Fließfestigkeit sprechen: die momentane Fließfestigkeit, also die zur Erzeugung einer bestimmten, konstanten Deformationsrate benötigte differentielle Spannung, ist von der Vorgeschichte der Deformation abhängig und nicht konstant. Der Effekt der Verformungshärtung tritt bei höheren Temperaturen nicht mehr auf und die Probe kann maximal die Gesteinsfestigkeit halten (Ranalli, 1995). Bei der zweiten Versuchsordnung, dem sogenannten Kriechtest, mißt man bei konstanter differentieller Spannung die Deformation der Probe in Abhängigkeit der Zeit. Dabei beobachtet man die in Abbildung 2.16 (b) skizzierte Relation. Die Probe verformt sich zunächst elastisch und beginnt danach zu kriechen. Der Kriechbereich unterteilt sich in primäres und stationäres Kriechen, wobei erst im Bereich des stationären Kriechens ein linearer Zusammenhang zwischen Deformation und Zeit besteht. Beschränkt man sich bei den Versuchen auf den Bereich in dem stationäres Kriechen auftritt, so kann die Gesteins- oder Fließfestigkeit  $\sigma_{yield}$  als die differentielle Spannung  $\sigma_d = \sigma_1 - \sigma_3$  definiert werden, die zur Erzeugung einer (bestimmten) konstanten Deformationsrate erforderlich ist.

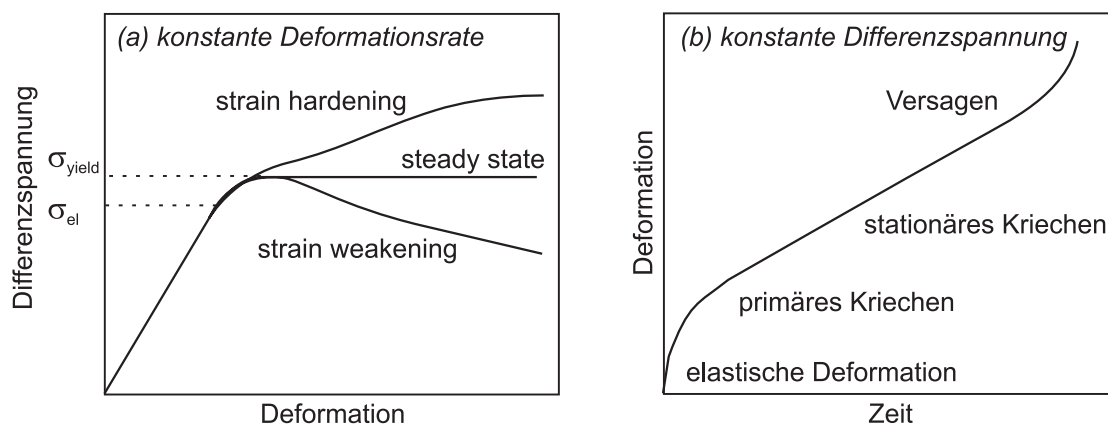


Abbildung 2.16: (a) Spannungs-Deformations-Diagramm bei konstanter Deformationsrate und (b) Deformations-Zeit-Diagramm bei konstanter differentieller Spannung für plastisches Gesteinsversagen. Der Unterschied zwischen Elastizitätsgrenze  $\sigma_{el}$  und Gesteinsfestigkeit  $\sigma_{yield}$  ist klein und wird bei der Annahme eines ideal elastisch-plastischen Körpers vernachlässigt.



Führt man die Versuche bei unterschiedlichen Temperaturen und Deformationsraten durch, so zeigt sich, daß  $\sigma_{yield}$  mit steigender Temperatur abnimmt. Dagegen nimmt die Fließfestigkeit zu, wenn die Probe mit einer höheren Deformationsrate belastet wird. Im Gegensatz zu brüchigem Verhalten ist der Einfluß des Umgebungsdrucks gering, da Kriechprozesse volumenerhaltend ablaufen; er wird im allgemeinen vernachlässigt. Aus der Kombination der Meßergebnisse bei unterschiedlichen Temperaturen, Deformationsraten und Differenzspannungen ergeben sich für ein Mineral oder Gestein die funktionalen Zusammenhänge zwischen Temperatur  $T$ , Deformationsrate  $\dot{\epsilon}$  und differentieller Spannung  $\sigma_d$ . Diese Beziehungen werden als Fließgesetze oder Rheologische Gesetze des Minerals bzw. Gesteins bezeichnet.

Für geophysikalische Betrachtungen beschränkt man sich auf den Bereich in dem stationäres Kriechen stattfindet. Dies bedeutet, daß das reale Verhalten durch einen ideal elastisch-plastischen Körper angenähert wird, der bis zur Elastizitätsgrenze ideal elastisches Verhalten zeigt und bei höheren differentiellen Spannungen ohne Limit deformiert werden kann. Eine Möglichkeit zur Berechnung der Elastizitätsgrenze bietet das Mises-Hencky Kriterium (z.B. Reiner, 1960; Jaeger und Cook, 1979). Es besagt, daß ein ideal elastisch-plastischer Körper dann beginnt sich plastisch zu deformieren, wenn die pro Volumeneinheit gespeicherte deviatorische Deformationsenergie ein für das Material kritischen Wert erreicht. Bei der Betrachtung von geologisch langen Zeitabschnitten wird der elastische Teil oft noch vernachlässigt. Anschaulich bedeutet dies, daß das Gestein auch bei kleinsten Spannungen mit plastischer Deformation reagiert, sich also wie eine Flüssigkeit verhält.

Fließgesetze lassen sich, je nach Zusammenhang zwischen Spannung und Deformationsrate, in lineare (newtonische) und nichtlineare Fließgesetze unterteilen. Bei einem linearen Fließgesetz sind, wie der Name schon impliziert, die Scherspannung  $\tau = (\sigma_1 - \sigma_3) / 2 = \sigma_d / 2$  und die Deformationsrate  $\dot{\epsilon}$  proportional (z.B. Ranalli, 1995).

$$\tau = 2\eta\dot{\epsilon} \quad (2.14)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\eta$  ist materialabhängig, im allgemeinen auch temperaturabhängig und wird als dynamische Viskosität bezeichnet. Materialien mit einer hohen Viskosität reagieren mit einer geringeren Deformationsrate auf eine bestimmte Scherspannung als Flüssigkeiten mit einer kleineren Viskosität. Unter den geophysikalisch relevanten Kriechmechanismen zeigt Diffusionskriechen ein lineares Kriechgesetz (Turcotte und Schubert, 1982; Ranalli, 1995). Beim Diffusionskriechen wird durch die thermische Aktivierung der Atome eine Diffusion von Fehlstellen bzw. Atomen in einem inhomogenen externen Spannungsfeld ermöglicht. Abhängig davon, ob die Migration vorwiegend entlang der Kristallgrenzen oder innerhalb der Kristallkörner statt-

findet, unterscheidet man Coble-Kriechen und Nabarro-Herring-Kriechen. Diffusionskriechen ist bei Temperaturen über  $0.85 T_m$  ( $T_m$  als Solidustemperatur in Kelvin) und geringen Scherspannungen der dominante Deformationsmechanismus. Es wird im allgemeinen für das Deformationsverhalten des asthenosphärischen Mantels angenommen.

Für die in der Kruste typischen Mineralien und Gesteine gilt bei höheren Temperaturen und moderaten Scherspannungen ( $T > \frac{1}{2}T_m$  mit  $T_m$  als Solidustemperatur in Kelvin und  $\sigma_d \cong 10 - 100$  MPa) ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen Deformationsrate und differentieller Spannung  $\sigma_d = \sigma_1 - \sigma_3$  bei dem die Deformationsrate proportional zur  $n$ -ten Potenz der differentiellen Spannung ist (Potenzialgesetz, power law). Der zugrunde liegende Prozeß wird als Dislokations- oder Versetzungsfließen oder Weertmann Kriechen bezeichnet; hier werden durch Gleiten von Schrauben- und Stufenversetzungen im Spannungsfeld Deformationen des Kristallgitters erzeugt. Das Rheologische Gesetz lautet im Falle einer uniaxialen Kompression oder Dilatation (z.B. Weertman, 1978; Kirby, 1983; Ranalli, 1995, Seite 75):

$$\dot{\epsilon} = A' (\sigma_d)^n \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}}\right) \quad \text{bzw.} \quad \sigma_d = \left(\frac{\dot{\epsilon}}{A'}\right)^{\frac{1}{n}} \exp\left(\frac{H}{nRT_{abs}}\right) \quad (2.15)$$

Hierbei ist  $R = 8.3143 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$  die universelle Gaskonstante und  $T_{abs}$  die absolute Temperatur;  $A'$ , der Spannungsexponent  $n$  und die Aktivierungsenergie  $H$  sind empirisch bestimmte Materialparameter, die für bestimmte Temperatur und Druckbereiche als konstant angenommen werden. Im allgemeinen werden für Krustengesteine Werte für  $H$  zwischen 100 und 450  $\text{kJ mol}^{-1}$  und für  $n$  zwischen 1 und 5 gemessen. Analog zu den Newton'schen Materialien kann eine (effektive) Viskosität definiert werden, die jetzt jedoch von der Magnitude der differentiellen Spannung bzw. der Deformationsrate abhängt (Abbildung 2.17).

Gleichung (2.15) läßt sich unter der Annahme, daß das Material inkompressibel ist mit Hilfe der zweiten Invarianten  $\sigma'_E$  des deviatorischen Spannungstensors  $\sigma'_{ij}$  für einen beliebigen Spannungszustand erweitern (Ranalli, 1995, Seite 77):

$$\dot{\epsilon}_{ij} = A \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}}\right) \sigma'^{(n-1)}_{ij} \sigma'_{ij} \quad (2.16)$$

mit  $A = \frac{3^{(n+1)/2}}{2} A'$   $\sigma'_E = \left(\frac{1}{2} \sigma'_{ij} \sigma'_{ij}\right)^{1/2}$

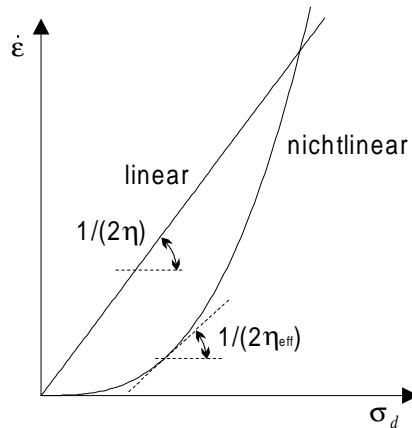


Abbildung 2.17: Schematisches Spannungs-Deformationsratendiagramm für ein lineares und nicht-lineares Fließgesetz. Für letzteres Material hängt die effektive Viskosität von der Deformationsrate bzw. der differentiellen Spannung ab.

Der Faktor  $3^{(n+1)/2}/2$  ergibt sich durch die Umrechnung des im uniaxialen Versuch bestimmten Parameters  $A'$  auf die allgemeine Tensorform (zur Herleitung siehe Ranalli, 1995). Für einen beliebigen Spannungszustand ist die Viskosität über  $\sigma'_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij}$  definiert. Hieraus ergibt sich die effektive Viskosität von (2.16) zu

$$\eta_{eff} = \frac{1}{2} \left( A \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}}\right) \right)^{-1} \sigma_E'^{(1-n)} = \frac{1}{2} \left( A \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}}\right) \right)^{-1/n} \dot{\epsilon}_E^{1/n-1}$$

Tabelle 2.2 listet experimentell bestimmte Kriechparameter für Mineralien und Gesteine. Da die von verschiedenen Autoren gemessenen Werte für gleiche Gesteine oder Mineralien stark variieren können, sollen die in der Tabelle gegebenen Werte nur einen Anhaltspunkt darstellen. Die Gesteine lassen sich abhängig von ihrer Fließfestigkeit, also der differentiellen Spannung, die zur Erzeugung einer konstanten Deformationsrate erforderlich ist, qualitativ in drei Gruppen unterteilen (Ranalli, 1995). Gesteine mit hohem Quarzanteil wie Granit oder Quarzit sind relativ „fließfreudig“; sie haben Aktivierungsenergien im Bereich zwischen 100 - 150 kJ mol<sup>-1</sup>. Bei Gesteinen mit hohem Anteil an Plagioklas werden Aktivierungsenergien im Bereich von 200-250 kJ mol<sup>-1</sup> gemessen. Ultramafische Gesteine, d.h. Gesteine mit hohem Olivinanteil, wie Dunit und Peridotit weisen noch höhere Aktivierungsenergien auf und sind somit noch zäher.

Tabelle 2.2: Experimentell bestimmte Kriechparameter für in der Kruste auftretende Mineralien und Gesteine sowie für Olivin.  $A'$  wird in uniaxialen Versuchen gemessen;  $A$  ist der für die Tensorarstellung ( 2.16 ) umgerechnete Wert für  $A'$ .

Mineral	Gestein	$A'$ (MPa <sup>-n</sup> s <sup>-1</sup> )	$A$ (MPa <sup>-n</sup> s <sup>-1</sup> )	$n$	$E$ (kJ mol <sup>-1</sup> )
Quarz		$1.0 \cdot 10^{-3}$	$2.60 \cdot 10^{-3}$	2.0	167
Plagioclase (An <sub>75</sub> )		$3.3 \cdot 10^{-4}$	$1.66 \cdot 10^{-3}$	3.2	238
Orthopyroxen		$3.2 \cdot 10^{-1}$	1.04	2.4	293
Klinopyroxen		$1.57 \cdot 10^1$	$5.67 \cdot 10^1$	2.6	335
	Granit	$1.8 \cdot 10^{-9}$	$9.04 \cdot 10^{-9}$	3.2	123
	Granit (naß)	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$4.92 \cdot 10^{-4}$	1.9	137
	Quarzit	$6.7 \cdot 10^{-6}$	$2.17 \cdot 10^{-5}$	2.4	156
	Quarzit (naß)	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$9.80 \cdot 10^{-4}$	2.3	154
	Quarz-Diorit	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$4.21 \cdot 10^{-3}$	2.4	219
	Diabase (basaltisches Gestein)	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.12 \cdot 10^{-3}$	3.4	260
	Anorthosit (Diorite, Gabbro)	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$1.61 \cdot 10^{-3}$	3.2	238
	felsischer Granulit	$8.0 \cdot 10^{-3}$	$3.80 \cdot 10^{-2}$	3.1	243
	mafischer Granulit	$1.4 \cdot 10^4$	$1.22 \cdot 10^5$	4.2	445
	Peridotit	$2.5 \cdot 10^4$	$1.48 \cdot 10^5$	3.5	532
	Peridotit (naß)	$2.0 \cdot 10^3$	$1.56 \cdot 10^4$	4.0	471
Olivin		$4.0 \cdot 10^6$	$1.80 \cdot 10^7$	3.0	540

zusammengestellt von Ranalli (1995) aus Kirby (1983), Kirby und Kronenberg (1987), Ranalli und Murphy (1987), Wilks und Carter (1990) und Ji und Zhao (1993).

Abbildung 2.18 zeigt die mit ( 2.15 ) berechnete uniaxiale Fließfestigkeit von krustalen Gesteinen in Abhängigkeit der Temperatur. Die Kurven wurden für eine Deformationsrate von  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  mit den Parametern aus Tabelle 2.2 berechnet. Auffallend ist die starke Temperaturabhängigkeit der Fließfestigkeit. Leichter deformierbare Gesteine wie nasser Granit und Quarzit unterschreiten schon bei Temperaturen von ca. 350°C Fließfestigkeiten von einem MPa. Dies bedeutet, daß diese Gesteine bei Belastung mit einer Deformationsrate von  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  (ca.  $3 \cdot 10^{-9} \text{ a}^{-1}$ ) - d.h. über lange Zeiträume hinweg - keine differentielle Spannung über ein MPa halten können. Bei trockenem Granit, Quarzit und Quarz-Diorit liegt die Fließfestigkeit bei 500°C unter 10 MPa.

Bei konstanter Temperatur läßt sich aus ( 2.15 ) die Abhängigkeit der Fließfestigkeit von der Deformationsrate berechnen. In Abbildung 2.19 ist die Fließfestigkeit für krustale Gesteine für Deformationsraten von  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  bis  $10^{-7} \text{ s}^{-1}$  dargestellt; beide Achsen sind logarithmisch unterteilt. Eine Deformationsrate von  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  liegt am unteren Ende des geologisch relevanten Bereichs. Wie aus Tabelle 2.3 ersichtlich vergehen bei dieser Deformationsrate 48 Ma bis eine Deformation von 15% erreicht wird.

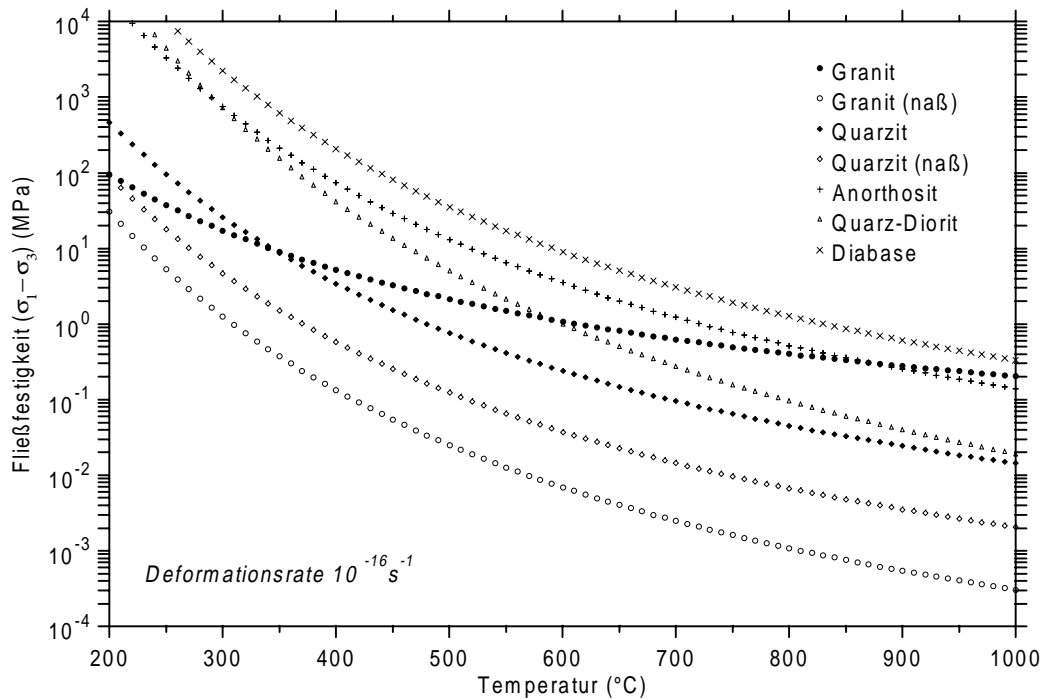


Abbildung 2.18: Fließfestigkeit, d.h. differentielle Spannung zur Erzeugung einer stationären Deformationsrate, in Abhängigkeit der Temperatur.

Die Größenordnung der geologischen Deformationsraten kann aus dem Vergleich von Kontinentalrändern abgeschätzt werden (z.B. Zoback et al., 1993). Mehr als 135 Millionen Jahre nach der Öffnung des südlichen Atlantiks stimmen die 927 m Isobathen von Afrika und Südamerika sehr gut übereinstimmen (Bullard et al., 1965). Schätzt man aus der 'sehr guten' Übereinstimmung ab, daß die über die Kontinente gemittelte horizontale Deformation im Bereich von 15% liegt, so ergeben sich für intrakontinentale Gebiete Deformationsraten kleiner als  $0.15/135 \text{ Ma} = 3 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ . In Kollisionsbereichen liegen die Deformationsraten um ein bis drei Magnituden höher (Eisbacher, 1991).

Bei Fließexperimenten werden Deformationsraten von  $10^{-8} \text{ s}^{-1}$  bis  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  verwendet; langsamere Deformationen sind experimentell nur schwer zu realisieren. Bei einer Deformationsrate von  $10^{-8} \text{ s}^{-1}$  muß die Temperatur und Deformationsrate über mehr als

Tabelle 2.3: Deformationsraten und resultierende Zeit zur Akkumulation von 15% Deformation.

Deformationsrate		Zeit zur Akkumulation von 15% Deformation		
(s <sup>-1</sup> )	(Jahr <sup>-1</sup> )	(Wochen)	(Jahre)	(Millionen Jahre)
$10^{-16}$	$3.15 \cdot 10^{-9}$	$2.47 \cdot 10^9$	$4.76 \cdot 10^7$	47.6
$10^{-14}$	$3.15 \cdot 10^{-7}$	$2.47 \cdot 10^7$	$4.76 \cdot 10^5$	0.476
$10^{-12}$	$3.15 \cdot 10^{-5}$	$2.47 \cdot 10^5$	$4.76 \cdot 10^3$	$4.76 \cdot 10^{-1}$
$10^{-10}$	$3.15 \cdot 10^{-3}$	$2.47 \cdot 10^3$	47.6	$4.76 \cdot 10^{-3}$
$10^{-8}$	0.315	24.7	0.476	$4.76 \cdot 10^{-5}$

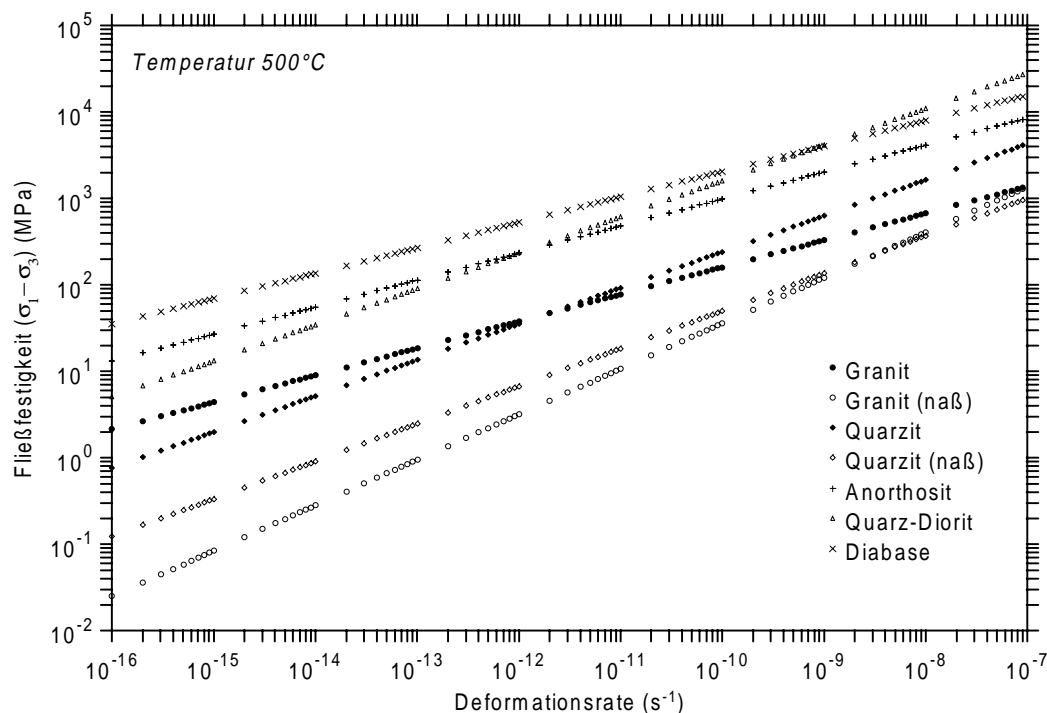


Abbildung 2.19: Fließfestigkeit in Abhängigkeit der Deformationsrate bei konstanter Temperatur.

24 Wochen konstant gehalten werden um eine Deformation von 15% zu erreichen (Tabelle 2.3).

Die Extrapolation der experimentell ermittelten Werte über den Bereich von 6 Magnituden ist nicht so kritisch (Ranalli, 1997). Zum einen wird die höhere Deformationsrate durch eine entsprechend höhere Temperatur, bei der die Versuche stattfinden, ausgeglichen. Zum anderen stimmen die aus der Festkörperphysik vorhergesagten theoretischen Modelle sehr gut mit den im Labor gemessenen Abhängigkeiten überein. Ein Problem ist jedoch, ob bei der Bestimmung der Parameter der Bereich der stationären Deformation wirklich erreicht wurde (Rutter und Brody, 1992). Die Proben können experimentell nur bis 20 oder 30% deformiert werden, da bei größeren Deformationen die Probe nicht gleichmäßig verformt wird; der Bereich, in dem stationäres Kriechen erreicht wird, ist dementsprechend gering und die Extrapolation entsprechend ungenau.

Bei konstanter differentieller Spannung hat die Temperatur einen deutlichen Einfluß auf die Deformationsrate (Abbildung 2.20). Bei einer differentiellen Spannung von 50 MPa ergibt sich z.B. für Quarz-Diorit bei 400°C eine Deformationsrate von ca.  $10^{-16} s^{-1}$ , bei 500°C liegt die Deformationsrate schon über  $10^{-14} s^{-1}$ . Eine Erhöhung der absoluten Temperatur um 15% bewirkt eine um einen Faktor 100 größere Deformationsrate.

Unter der Annahme einer konstanten Deformationsrate läßt sich aus ( 2.15 ) bei bekanntem Temperaturprofil die Variation der Fließfestigkeit mit der Tiefe berechnen.

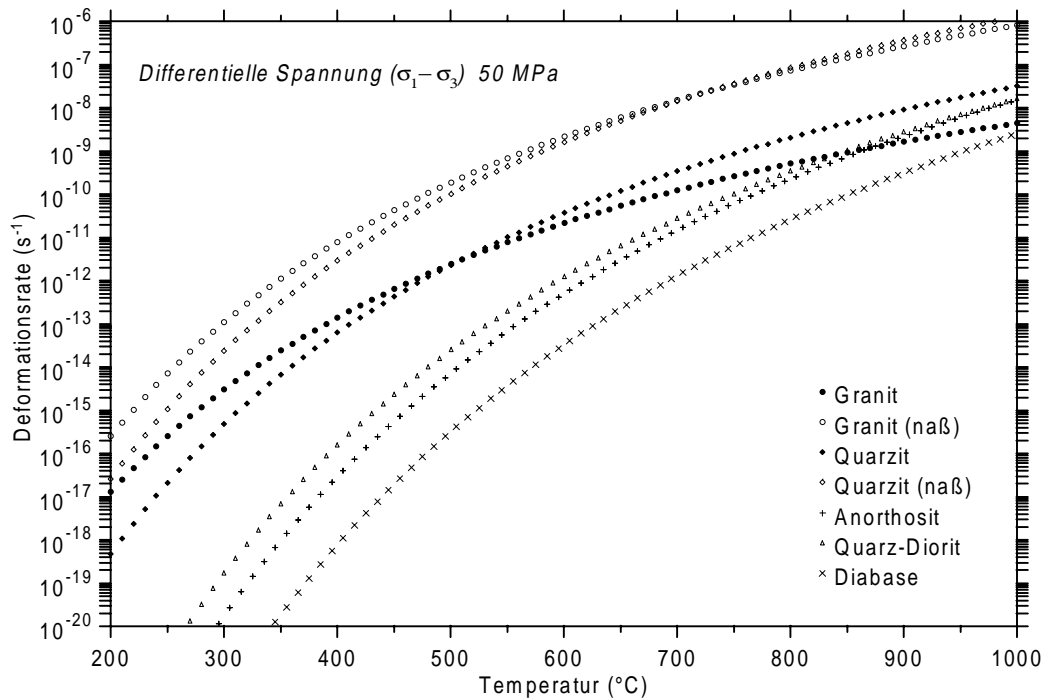


Abbildung 2.20: Deformationsrate in Abhängigkeit der Temperatur bei konstanter differentieller Spannung.

Abbildung 2.21 und Abbildung 2.22 zeigen die Fließfestigkeit von krustalen Gesteinen und Olivin berechnet für eine Deformationsrate von  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$ .

In Abbildung 2.21 wurde eine Geotherme für einen Oberflächenwärmefluß von  $40 \text{ mW m}^{-2}$  zugrunde gelegt, während Abbildung 2.22 für einen Oberflächenwärmefluß von  $80 \text{ mW m}^{-2}$  ermittelt wurde. Die Geothermen wurden, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, berechnet. Beide Abbildungen sind auf den gleichen Fließfestigkeits- und Tiefenbereich skaliert. Die nichtlineare Skala auf der rechten Seite zeigt die Temperatur in der entsprechenden Tiefe.

Je nach Temperatur unterscheidet sich die Fließfestigkeit eines Gesteins in einer bestimmten Tiefe um mehr als 2 Zehnerpotenzen. In einem kalten tektonischen Regime ( $40 \text{ mW m}^{-2}$ ) beträgt z.B. bei Quarzit die zur Erzeugung einer konstanten Deformationsrate von  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  erforderliche differentielle Spannung in 20 km Tiefe 100 MPa, während in einem Gebiet mit hohem Wärmefluß ( $80 \text{ mW m}^{-2}$ ) die Fließfestigkeit unter 1 MPa liegt. Die Fließfestigkeit von Olivin ist gegenüber den krustalen Gesteinen erhöht.

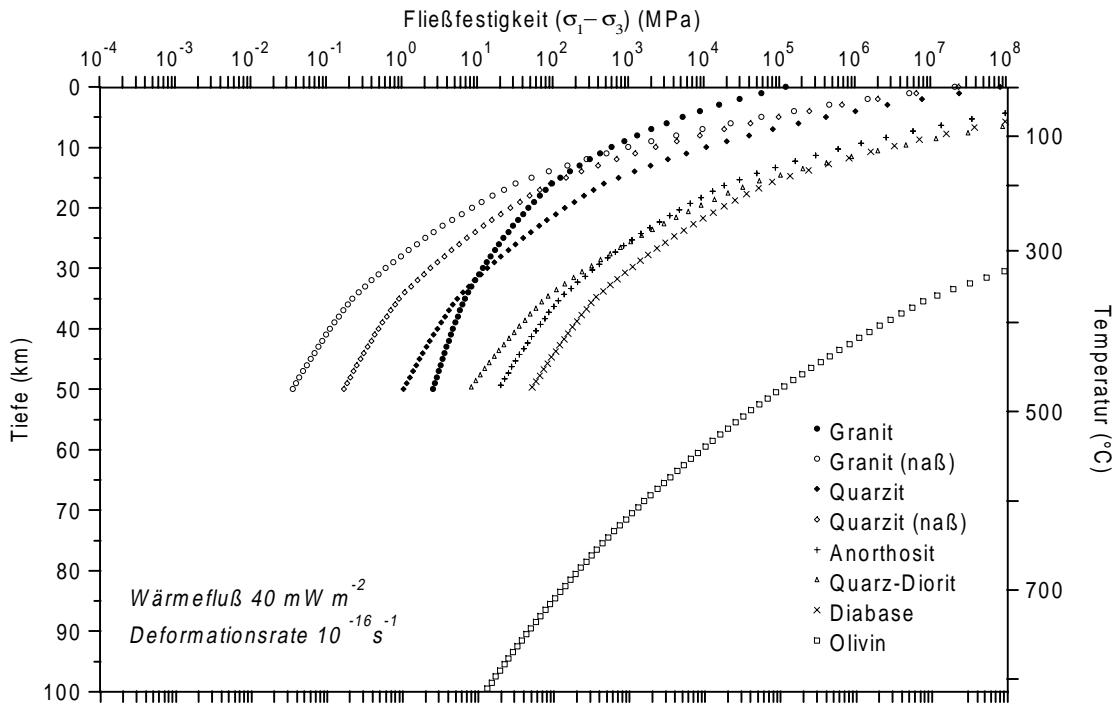


Abbildung 2.21: Fließfestigkeit für unterschiedliche Gesteine und Mineralien berechnet für ein Gebiet mit einem geringen Wärmefluß ( $40 \text{ mW m}^{-2}$ ).

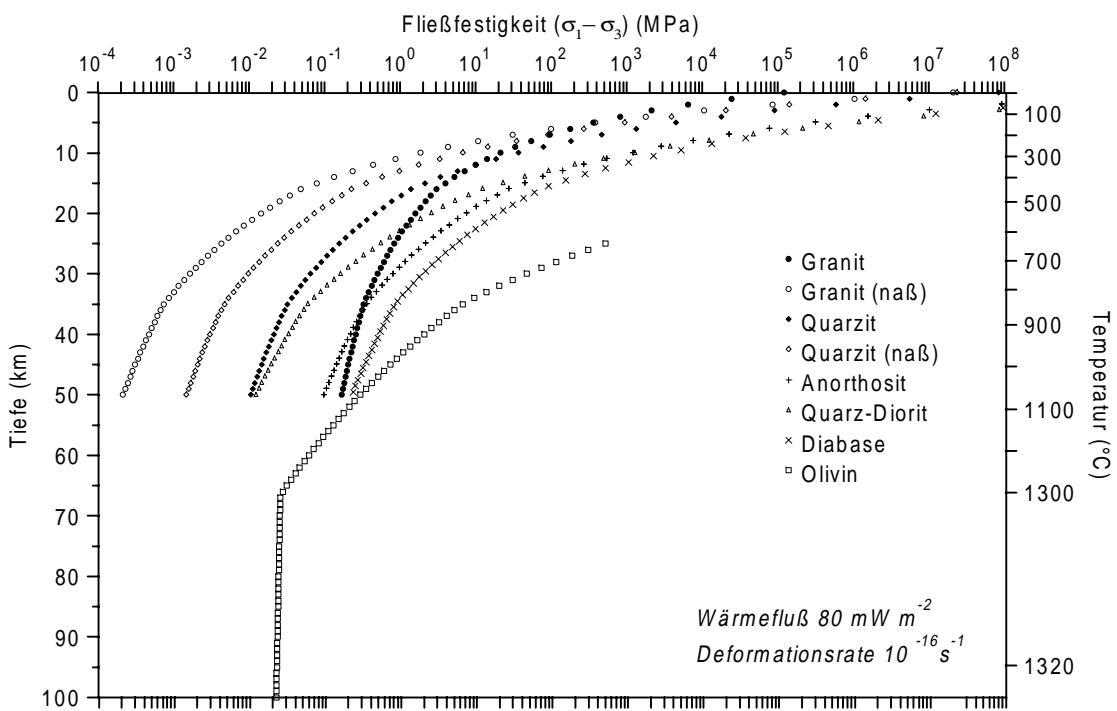


Abbildung 2.22: Fließfestigkeit für unterschiedliche Gesteine und Mineralien berechnet für ein Gebiet mit einem hohen Wärmefluß ( $80 \text{ mW m}^{-2}$ ). In ca. 65 km ist die Lithosphären-Asthenosphärenengrenze erreicht, hier ändert sich die Temperatur und damit auch die Fließfestigkeit von Olivin nicht mehr stark.



### 2.4.3 Der Übergang von brüchigem zu plastischem Versagen - Terminologie

Bei zunehmenden Drücken und Temperaturen wird das brüchige bzw. spröde<sup>2</sup> Verhalten von Gesteinen mehr und mehr durch plastisches Versagen abgelöst. Der als „halb-spröde“ (semi-brittle) bezeichnete Übergangsbereich zwischen Bruchneubildung und plastischem Versagen ist auf mikroskopischer Ebene durch eine Koexistenz von sprödem und plastischem Versagen gekennzeichnet. Makroskopisch verhält sich das Gestein in diesem Übergangsbereich bereits duktil.

Im folgenden wird zur Unterscheidung zwischen Versagensmechanismus und Deformationsmechanismus die von Rutter (1986) vorgeschlagene und von vielen anderen Autoren (z.B. Scholz, 1990; Middleton und Wilcock, 1994; Kohlstedt et al., 1995) übernommene Nomenklatur verwendet. Zur Übersicht sind die unterschiedlichen Begriffe in Abbildung 2.23 zusammengefaßt. Nach Rutter bezeichnet *duktil* einen *makroskopischen Deformationsstil*, bei dem große Deformationen homogen - im Gegensatz zu lokalisiert - akkumuliert werden. *Plastisch* bezeichnet den *mikroskopischen Versagensmechanismus*, dem Kristallplastizität wie z.B. Dislokations- oder Diffusionskriechen zugrunde liegt. Analog unterscheidet man bei einer lokalisierten Deformation nach den mikroskopischen Versagensmechanismen: Liegt sprödes Verhalten zugrunde, so spricht man von Bruchbildung oder von brüchigem Versagen (Abbildung 2.23, Bereich 1); bei plastischem Versagen bezeichnet man das Gebiet mit lokalisierter Deformation als plastische Scherzone (Bereich 2). Großräumig homogen verteilte Deformation aufgrund von plastischem Versagen nennt man plastisches Fließen (Bereich 3); die Kombination von duktiler Deformation mit mikroskopisch brüchigem Versagen wird kataklastisches Fließen genannt (Bereich 4).

Diese Einteilung in vier Bereiche berücksichtigt nicht die Übergangsbereiche zwischen sprödem und plastischem Versagen und zwischen stark lokalisierter und vollständig homogener Deformation. In Abbildung 2.23 ist der halb-spröde Bereich gestrichelt eingezeichnet. Der Pfeil A skizziert den im folgenden kurz behandelten Übergang von spröder zu plastischer Deformation. Ein Übergang von lokalisiertem brüchigem Versagen zu duktiler Deformation kann auch durch einen Übergang von Bereich 1 zu Bereich 4 realisiert werden (Pfeil B).

Der graduelle Übergang von brüchigem Verhalten zu plastischem Fließen (Pfeil A in Abbildung 2.23) wird in Abbildung 2.24 in Abhängigkeit von Temperatur und Umlagerungsdruck schematisch dargestellt. Im Übergangsbereich können Mikrorisse und Dis-

---

<sup>2</sup> Die beiden Begriffe „brüchig“ und „spröd“ werden im Deutschen gleichbedeutend verwendet; im Englischen verwendet man die Bezeichnung „brittle“.

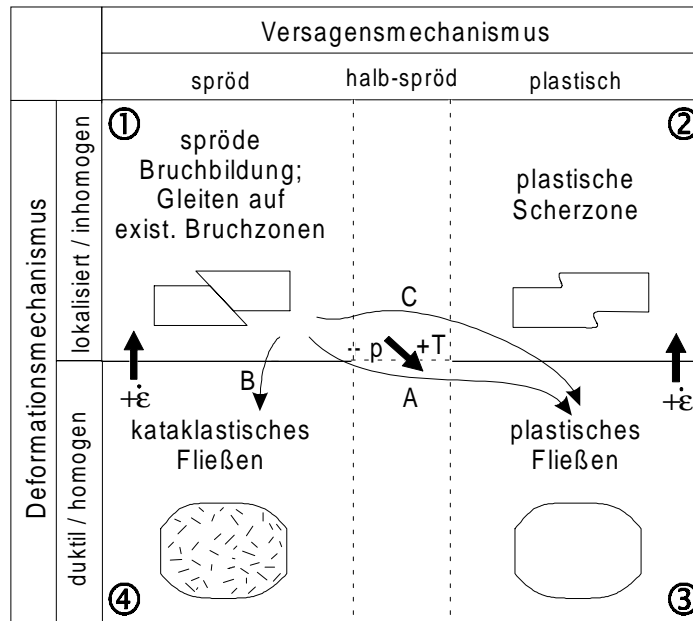


Abbildung 2.23: Terminologie zur Unterscheidung von Deformations- und Versagensmechanismus nach Rutter (1986). Die dicken Pfeile deuten den Einfluß einer zunehmenden Deformationsrate  $\dot{\epsilon}$ , Temperatur  $T$  und Umlagerungsdruck  $p$  an. Der Pfeil A deutet den Übergang von lokalisierter Bruchneubildung zu homogenem plastischen Fließen an (Abbildung 2.24); Pfeil C den Übergang von Gleiten auf einer existierend Bruchfläche zu plastischem Fließen (Abbildung 2.25).

lokationen ähnlich leicht propagieren und beide Mechanismen tragen zum Versagen bei. Wie schon erwähnt, muß bei der Bildung und Ausbreitung von Mikrorissen Arbeit zur Überwindung der Reibung auf der Reißfläche und zur Volumenvergrößerung aufgebracht werden. Die zu verrichtende Arbeit nimmt mit zunehmendem Umlagerungsdruck zu. Die plastische Deformation läuft volumenerhaltend ab und ist demnach in erster Näherung unabhängig vom Umlagerungsdruck. Andererseits wird die Mobilität von Kristallgitterdislokationen durch zunehmende Temperaturen thermisch begünstigt, während die Reißausbreitung in erster Näherung temperaturunabhängig ist. Volle Plastizität bei Dislokationsfließen besteht erst dann, wenn in einem Kristall fünf unabhängige Versetzungssysteme aktiv sind; sie werden - je nach Orientierung - bei unterschiedlichen Scherspannungen und Temperaturen aktiviert.

In einem realen Gestein, das aus mehreren Mineralien zusammengesetzt ist und in dem jedes Korn eine andere Orientierung besitzt, ist der Übergang 'verschmiert'. Zusätzlich kommt es noch zu Wechselwirkungen zwischen Reißbildung und plastischer Deformation. Zum einen begünstigen Risse aufgrund der hohen Spannungskonzentrationen an den Reißenden plastisches Verhalten, zum anderen kann es - wenn nicht genug Versetzungssysteme aktiv sind - an Korngrenzen zur Häufung von Versetzungen und, hervorgerufen durch die damit verbundene Spannungskonzentration, zur Bildung von Mikrorissen kommen (Scholz, 1990).

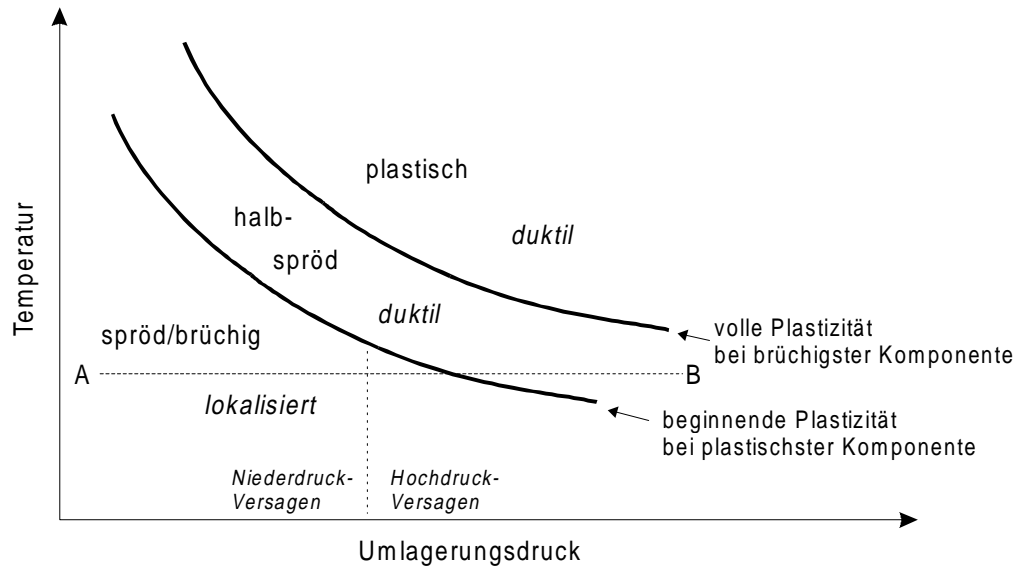


Abbildung 2.24: Schematische Darstellung des spröd-plastischen Übergangs im  $p$ - $T$  Diagramm (modifiziert nach Scholz, 1990). Das makroskopische Deformationsverhalten im jeweiligen Bereich ist kursiv geschrieben.

Im rein spröden Bereich ist die Deformation an Bruchflächen lokalisiert. Mit beginnender Plastizität verteilt sich im halb-spröden Bereich die Deformation immer mehr und das makroskopische Verhalten wird duktil; mikroskopisch wird die Deformation durch Rißbildung, Rißausbreitung und Reibungsgleiten auf den Rißsystemen sowie durch plastische Deformation aufgebracht. Im Gegensatz zum rein plastischen Bereich, beobachtet man - aufgrund der Mikrorißbildung - im halb-spröden Bereich Dilatanz. Ein zunehmender Umlagerungsdruck (Linie A - B in Abbildung 2.24) unterdrückt die Dilatanz - und damit die Mikrorißbildung - immer mehr bis schließlich die Deformation nur noch durch plastisches Versagen auftritt.

Analog zum Übergang von Bruchneubildung zu plastischem Versagen tritt bei zunehmender Temperatur und Umlagerungsdruck auch ein Übergang von Gleiten auf einer existierenden Bruchfläche zu nichtlokalisiertem plastischen Fließen auf. Der Übergang verläuft in Abbildung 2.23 entlang der Linie C; Abbildung 2.25 zeigt schematisch den Einfluß von Temperatur und Umlagerungsdruck auf den Übergang. Wie in Abschnitt 2.4.1.2 angesprochen wechselt bei zunehmender Temperatur und Umlagerungsdruck der Versagensmechanismus der Kontaktbereiche von spröd zu plastisch. Bei niederen Temperaturen und Umlagerungsdrücken ist die Störung durch stick slip Verhalten gekennzeichnet (Abbildung 2.25). Mit beginnender Plastizität des Abriebs und der Berührungspunkte wird gleichmäßiges Gleiten beobachtet. In beiden Bereichen ist die Deformation weiterhin auf der Störung lokalisiert. Bei zunehmender Plastizität verbinden sich die Kontaktflächen, und man beobachtet nichtlokalisiertes plastisches Fließen. Bewegung auf der Störung aufgrund von Erdbeben sind im Bereich von stick slip Gleit-

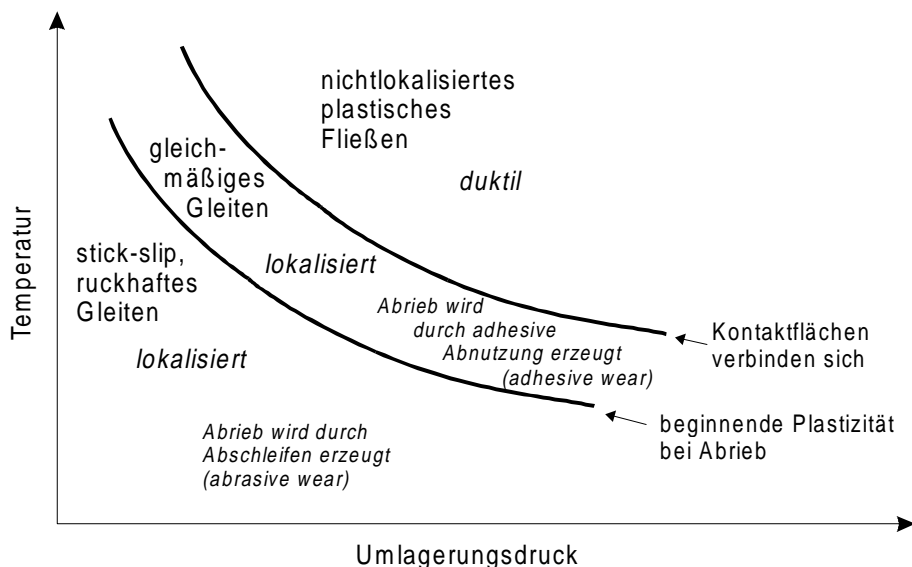


Abbildung 2.25: Schematische Darstellung des Übergangs zwischen ruckhaftem Gleiten auf einer Bruchfläche und nichtlokalisiertem plastischem Fließen in Abhängigkeit der Temperatur und des Umlagerungsdrucks (modifiziert nach Scholz, 1990).

ten und von gleichmäßigem Gleiten möglich; initiiert werden können krustale Erdbeben jedoch nur im Bereich von stick slip Verhalten (siehe 2.4.1.2).

## 2.5 Die klassischen Festigkeitskurven und ihre Grenzen

Basierend auf der einfachen Feststellung, daß die in der Lithosphäre vorhandene und von ihr getragene Spannung die Festigkeit der Gesteine, die die Lithosphäre aufbauen, nicht überschreiten kann, entwickelte sich vor ungefähr 20 Jahren das Konzept der Festigkeitskurven (Sibson, 1977; Goetze und Evans, 1979; Brace und Kohlstedt, 1980; Kirby, 1980). Hierzu wurden die in Laborexperimenten bestimmten Gesteinsfestigkeiten auf Druck- und Temperaturbedingungen wie sie in der Lithosphäre bestehen extrapoliert; brüchiges und plastisches Versagen wurden als konkurrierende Versagensmechanismen angenommen. Unter der Annahme, daß in der Lithosphäre - zumindest im oberen Bereich - Bruchsysteme mit beliebigen Orientierungen existieren, wurde die brüchige Gesteinsfestigkeit durch die Reibungsfestigkeit abgeschätzt (z.B. Goetze und Evans, 1979; Brace und Kohlstedt, 1980). Brace und Kohlstedt (1980) begründeten die Wahl der Reibungsfestigkeit auch damit, daß in-situ Messungen von horizontalen Spannungen bis in ca. 3 km dem Byerlee-Gesetz folgen<sup>3</sup>. Zur Berechnung der Fließfestigkeit nahm man an, daß sich der plastische Teil der Lithosphäre durch stationäres Dislokati-

<sup>3</sup> Bei dieser Argumentation wurde jedoch nicht zwischen tatsächlich existierender Spannung und der Spannung, die das Gestein maximal halten kann, unterschieden. Diese beiden Spannungen sind jedoch nur dann gleich, wenn die horizontale Spannung die Versagensgrenze erreicht hat.

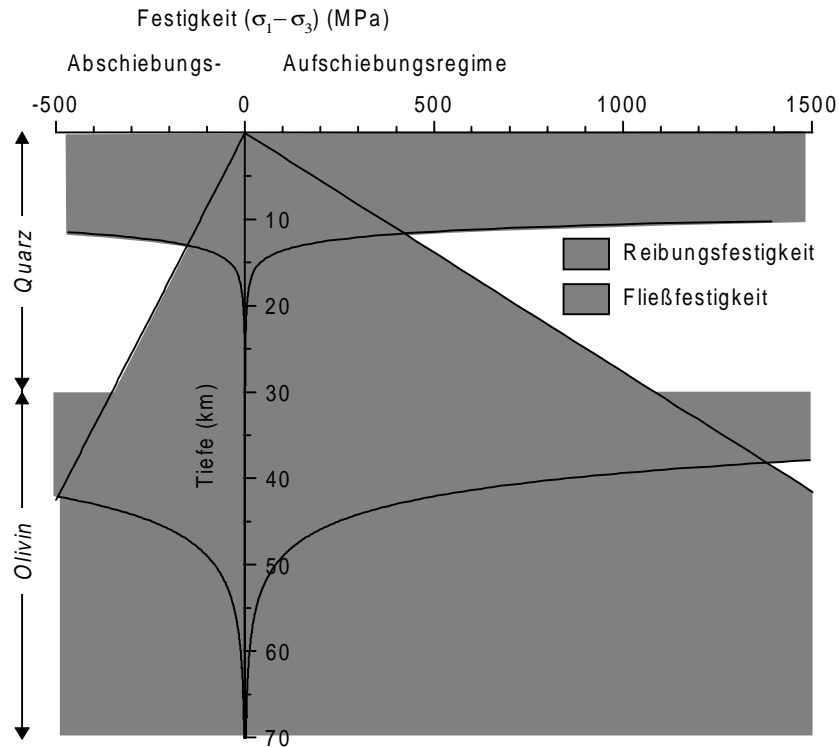


Abbildung 2.26: Schematische Darstellung zur Konstruktion einer kontinentalen Festigkeitskurve für eine durch Quarz und Olivin bestimmte Rheologie. Im doppelt schraffierten Gebiet wird weder die Reibungs- noch die Fließfestigkeit unterschritten; in diesem Bereich kann die Lithosphäre die differentielle Spannung tragen. Die Kurven wurden für eine  $60 \text{ mW m}^{-2}$  Geotherme, hydrostatischen Druck und eine Deformationsrate von  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$  berechnet.

onsfließen mit einer über den gesamten Tiefenbereich konstanten Deformationsrate verformt (siehe Abschnitt 2.4.2). Die verwendeten Deformationsraten liegen im Bereich von  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  bis  $10^{-14} \text{ s}^{-1}$ , im allgemeinen wird  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$  angenommen. Der lithologische Aufbau der Lithosphäre wurde in den Anfängen stark vereinfacht. So gingen Brace und Kohlstedt (1980) von einer kontinentalen Lithosphäre aus, deren rheologisches Verhalten in der Kruste durch Quarz und im Mantel durch Olivin geprägt war.

### 2.5.1 Das Konzept

Abbildung 2.26 stellt schematisch die Konstruktion einer Festigkeitskurve dar. Das vorwärts schraffierte Gebiet (///) zeigt den Bereich der differentiellen Spannung, der die Lithosphäre nach dem Byerlee-Gesetz in einem bestimmten Tiefenintervall standhalten kann, ohne durch Gleiten entlang vorherrschender Bruchsysteme zu versagen. Der Gradient der Reibungsfestigkeit mit der Tiefe ist wie in Abschnitt 2.4.1.2 gezeigt abhängig vom angenommenen tektonischen Regime. Das rückwärts schraffierte Gebiet (\\) zeigt den Bereich der differentiellen Spannung in dem eine stationäre Deformation mit einer Deformationsrate kleiner oder gleich  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$  erfolgt. Die durchgezogenen

Linien geben die Festigkeit für den jeweiligen Versagensmechanismus an. Da, wie oben schon erwähnt, die beiden Versagensmechanismen als konkurrierend angenommen werden, ist die effektive Festigkeit des Gestein in einem bestimmten Tiefenbereich gleich der kleineren der beiden Festigkeiten. In Abbildung 2.26 stellt sich die resultierende Festigkeit als 'doppelt' schraffiertes Gebiet dar; in dieser Region versagt die Lithosphäre weder durch Reibungsgleiten noch durch plastische Deformation.

Bei geringeren Tiefen ist die Reibungsfestigkeit kleiner als die Fließfestigkeit, hier versagt die Lithosphäre durch Gleiten entlang von optimal orientierten Bruchsystemen. Während die aus dem Byerlee-Gesetz abgeleitete Reibungsfestigkeit linear mit der Tiefe zunimmt (Abschnitt 2.4.1.2), wird durch die mit der Tiefe zunehmende Temperatur die plastische Fließfestigkeit immer geringer. Ab einer bestimmten Tiefe unterschreitet die Fließfestigkeit von Quarz die Reibungsfestigkeit; das Gestein deformiert sich plastisch und kann keine größeren differentiellen Spannungen halten. An einer lithologischen Grenze kann, je nach Rheologie und Temperatur, die Fließfestigkeit wieder über die Reibungsfestigkeit ansteigen. In Abbildung 2.26 geschieht dies beim Übergang von Quarz zu Olivin. Im oberen Bereich des lithosphärischen Mantels ist hier die Festigkeit durch die Reibungsfestigkeit gegeben bis sie in einer bestimmten Tiefe wieder durch die Fließfestigkeit unterschritten wird.

Die Schnittpunkte von Reibungsfestigkeit und Fließfestigkeit werden in der Literatur teilweise als spröd-duktiler (brittle-ductile) oder brüchig-duktiler Übergang bezeichnet. Folgt man der im letzten Abschnitt gegebenen Terminologie, so handelt es sich jedoch eigentlich um einen spröd-plastischen Übergang, wobei der halb-spröde Übergangsbereich nicht berücksichtigt wird. Um Verwirrungen mit den von Kohlstedt et. al. (1995) bei den modifizierten Festigkeitskurven verwendeten Begriffen zu vermeiden wird im folgenden der Begriff „brüchig-plastischer Übergang“ (brittle-plastic transition, BP-Übergang) oder „spröd-plastischer Übergang“ verwendet.

Im Konzept der Festigkeitskurven ist die Tiefenlage dieses Übergangs bei gegebener Rheologie von der Temperatur, der Deformationsrate, vom tektonischen Regime und dem Fluidgehalt der Kruste abhängig (Abbildung 2.27). Bei gegebener Rheologie und tektonischem Regime wandert der spröd-plastische Übergang in Gebieten mit höherem Wärme fluß in geringere Tiefen; eine Erhöhung der Deformationsrate hat ein Absenken des Übergangs zur Folge. Wie in Abschnitt 2.4.1.2 gezeigt, reduzieren Fluide die effektive Normalspannung und damit die Reibungsfestigkeit. Bei zunehmendem Fluidgehalt verschiebt sich der spröd-plastische Übergang zu größeren Tiefen. Berücksichtigt man bei zunehmendem Fluidgehalt jedoch auch eine an nassen Proben bestimmte Rheologie,

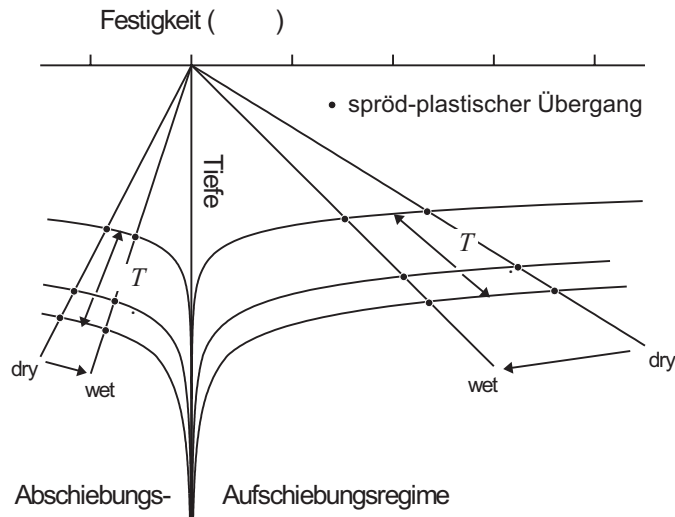


Abbildung 2.27: Tiefenlage des spröd-plastischen Übergangs in Abhängigkeit des tektonischen Regimes, des Fluidgehaltes, der Temperatur  $T$  und der Deformationsrate  $\dot{\epsilon}$ .

so ist diese vereinfachte Aussage nicht mehr zwangsläufig richtig, da die Fließfestigkeit von Gesteinen im allgemeinen bei Wasserzufuhr reduziert wird.

## 2.5.2 Anwendungen der klassischen Festigkeitskurven

Während Goetz und Evans (1979) das Konzept der Festigkeitskurven entwickelten, um die Biegefestigkeit und das Biegemoment von ozeanischer Lithosphäre zu berechnen, übernahmen andere die Methode zur Abschätzung der maximalen horizontalen Spannung in der Lithosphäre (Brace und Kohlstedt, 1980). Sibson (1982) und Meissner und Strehlau (1982) verglichen die Tiefenlage des brüchig-plastischen Übergangs mit der Tiefenverteilung von Erdbeben. Andere Autoren differenzierten die anfangs stark vereinfachte Quarz-Olivin Lithologie der kontinentalen Lithosphäre weiter und berechneten Festigkeitskurven für unterschiedliche tektonische und thermische Regionen (z.B. Rannalli und Murphy, 1987; Cloetingh und Banda, 1992). Die hieraus resultierenden Festigkeitskurven wurden mit tektonischen Kräften verglichen und in Bezug auf intrakontinentale und interkontinentale Deformationen diskutiert. Für kontinentale Festigkeitskurven weisen viele Autoren (z.B. Kirby und Kronenberg, 1987; Ord und Hobbs, 1989; Lobkovsky und Kerchman, 1992) darauf hin, daß die Unterkruste eine geringere Festigkeit besitzt als die Oberkruste und der obere Mantel. Im folgenden werden diese Punkte kurz angesprochen.

### 2.5.2.1 Der brüchig-plastische Übergang und die Tiefenverteilung der Seismizität

Sibson (1982) und Meissner und Strehlau (1982) fanden eine grobe Übereinstimmung des in den klassischen Festigkeitskurven konstruierten BP-Überganges mit der maximalen Tiefe in der krustale Erdbeben auftreten. Dies wurde als Bestätigung dafür ange-

sehen, daß der BP-Übergang die maximale Tiefenlage der Erdbeben bestimmt. Regional unterschiedliche Tiefenverteilungen der Beben wurden durch Unterschiede in der Lithologie und im Wärmefluß erklärt (Chen und Molnar, 1983; Sibson, 1984). Wie in den vorhergehenden Abschnitten gezeigt, sprechen mehrere Punkte gegen diese stark vereinfachende Betrachtungsweise. Erstens tritt - wie in Abschnitt 2.4.3 gezeigt - der brüchig-plastische Übergang nicht in *einer* Tiefe auf; er ist über einen Tiefenbereich verschmiert in dem halb-sprödes Verhalten auftritt. Für diesen Bereich existieren keine rheologischen Gesetze und die Extrapolation der rheologischen Gesetze aus dem brüchigen und plastischen Bereich in den halb-spröde Bereich und die Konstruktion des Schnittpunktes ist nicht zulässig. Zweitens ist das Auftreten von Seismizität auf den Tiefenbereich einer Verwerfung beschränkt in dem stick slip Verhalten auftritt. Wie in Abschnitt 2.4.1.2 und 2.4.3 erwähnt, ist die maximale Tiefe, in der Erdbeben initiiert werden können, durch einsetzende Plastizität der weichsten Komponente des Abriebs und der Asperities gekennzeichnet. Plastisches Versagen kann hier - aufgrund von Spannungserhöhungen an den Kontaktstellen - lokal schon bei Umlagerungsdrücken auftreten, bei denen das umgebende massive Gestein noch keine plastisches Versagen zeigt. Die Untergrenze der (durch stick-slip hervorgerufenen) Seismizität sollte demnach in geringeren Tiefen auftreten als der brüchig-plastische Übergang; detaillierte Untersuchungen von Lamontagne und Ranalli (1996) bestätigen dies.

### **2.5.2.2 Klassische Festigkeitskurven für unterschiedliche Regionen**

Viele Autoren (z.B. Ranalli und Murphy, 1987; Cloetingh und Banda, 1992; Cloetingh und Burov, 1996) berechnen Festigkeitskurven für unterschiedliche tektonische und thermische Regionen. Abbildung 2.28 bis Abbildung 2.31 zeigen exemplarisch einige klassische Festigkeitskurven für einen Teil der in Abschnitt 2.2 erwähnten tektonischen Provinzen. Die nach Byerlee berechneten Reibungsfestigkeiten für hydrostatischen Porendruck sind für die drei tektonischen Regime als gepunktete Linien eingezeichnet. Die zur Berechnung der Fließfestigkeiten verwendeten Geothermen wurden, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, mit den für die entsprechende Region geänderten Tiefenlagen der Conrad und Moho berechnet. Im Gegensatz zu den bisher gezeigten Festigkeitskurven ist bei diesen Abbildungen die Festigkeitsachse logarithmisch unterteilt. Das ermöglicht einen besseren Vergleich zwischen den einzelnen Modellen. Die Zusammensetzung der kontinentalen Kruste variiert stark; aus diesem Grund werden hier die Fließfestigkeiten von allen in Tabelle 2.2 gelisteten Krustengesteinen gezeigt. Die fließfreudigeren Gesteine wie Quarzit und Granit, die vorwiegend in der Oberkruste auftreten, sind mit einer Strich-Punkt Linie eingezeichnet, die Mittel- bis Unterkrustengesteine mit einer gestrichelten Linie. Man sieht deutlich, daß die Wahl des Gesteins



Tabelle 2.4: Größen zur Berechnung der unterschiedlichen Festigkeitskurven für die Modelle O1, O2, S und AK.

Modellname	O1	O2	S	AK
Tektonische Provinz	Orogen (alt)	Orogen (aktiv)	Schild/Plattform	Ausgedünnte Kruste
Conrad (km)	21	25	16	17
Moho (km)	46	50	42	32
Lith./Asthen.grenze (km)	159	67	154	64
Wärmefluß (mW m <sup>-2</sup> )	50	80	50	80
Deformationsrate (s <sup>-1</sup> )	10 <sup>-15</sup>	10 <sup>-14</sup>	10 <sup>-16</sup>	10 <sup>-15</sup>

einen erheblichen Einfluß auf die berechnete lithosphärische Festigkeit hat. Berücksichtigt man zusätzlich noch, daß die Fließfestigkeiten einzelner Gesteine variieren, so wird deutlich, daß die aus den Festigkeitskurven gezogenen Schlüsse mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Im folgenden werden die einzelnen Modelle kurz vorgestellt und diskutiert:

**Modell O1** (Abbildung 2.28) repräsentiert ein altes Orogen (z.B. Ural, Appalachen, Tien Shan). Die Kruste ist verdickt, der Wärmefluß mit 50 mW m<sup>-2</sup> gering. Die Temperatur an der Moho beträgt ca. 600°C. Die Deformationsrate liegt mit 10<sup>-15</sup> s<sup>-1</sup> im mittleren Bereich. Abhängig von der gewählten Lithologie und dem tektonischen Regime unterschreitet die Fließfestigkeit in 10 - 34 km die nach Byerlee berechnete Reibungsfestigkeit. Geht man von einer 'typischen' und oft verwendeten Quarzit (bis 25 km) und Diabase (25 km - Moho) Krustenzusammensetzung aus, so ergibt sich für die Festigkeit eine typische Sägezahnkurve. Der erste Einbruch der Festigkeit in 10 - 13 km wird durch die geringe Fließfestigkeit von Quarzit hervorgerufen. Am Übergang zu Diabase steigt die Festigkeit wieder an und fällt bis zur Moho auf unter 20 MPa ab. Im oberen Mantel überschreitet die Fließfestigkeit von Olivin oder Peridotit die Reibungsfestigkeit, in diesem Bereich liegt die (theoretische) Festigkeit - je nach Regime - bei ca. 600 - 2000 MPa. Bei einer weiteren Unterteilung der Lithologie lassen sich weitere Sprünge in der Festigkeit 'erzeugen'. Charakteristisch für das Modell O1 ist jedoch die Unterteilung der Lithosphäre in eine brüchige Oberkruste, eine plastische Mittel- und Unterkruste und einen brüchigen oberen Mantel. Je nach Gestein liegt die Fließfestigkeit an der Moho zwischen 2 und 60 MPa.

Das **Modell O2** (Abbildung 2.29) steht für ein aktives Orogen (z.B. Alpen, Anden, Tibet). Aufgrund der Kollision ist die Temperatur erhöht und die Deformationsrate ist mit 10<sup>-14</sup> s<sup>-1</sup> geologisch gesehen hoch. Die Moho ist auf 50 km abgesenkt. Die Fließfestigkeit ist aufgrund der erhöhten Temperatur deutlich geringer als im Modell O1. Alle kristallinen Gesteine unterschreiten unterhalb von 20 km die Reibungsfestigkeit. Die



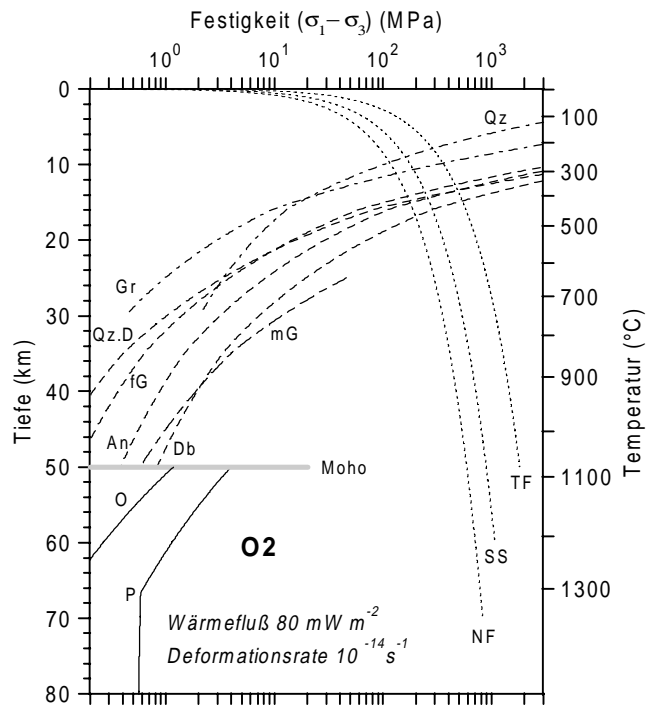


Abbildung 2.29: Festigkeitskurven für das Modell O2. O2 repräsentiert ein aktives Orogen, der Wärmefluß und die Deformationsrate sind hoch. Kurven und Abkürzungen siehe Abbildung 2.28; Diskussion siehe Text.

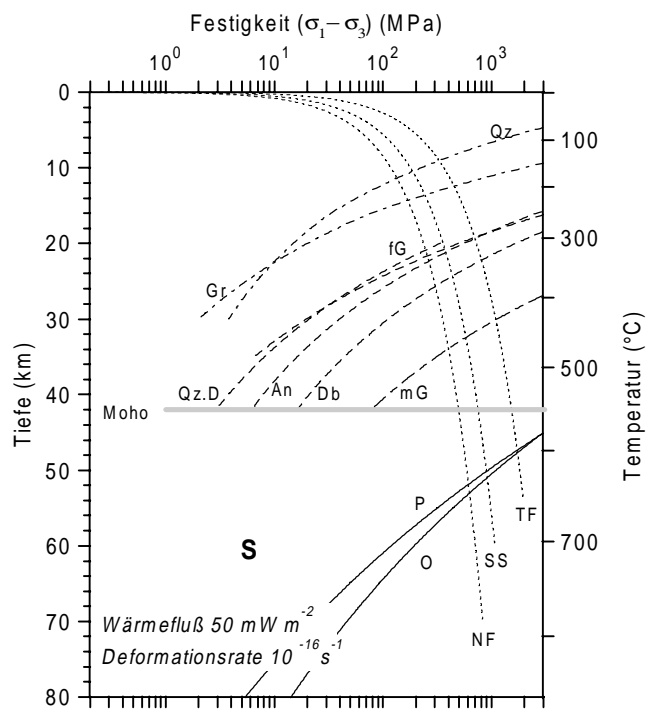


Abbildung 2.30: Festigkeitskurven für das Modell S. S repräsentiert ein Schild bzw. eine Plattform. Der Wärmefluß und die Deformationsrate sind gering. Kurven und Abkürzungen siehe Abbildung 2.28; Diskussion siehe Text.

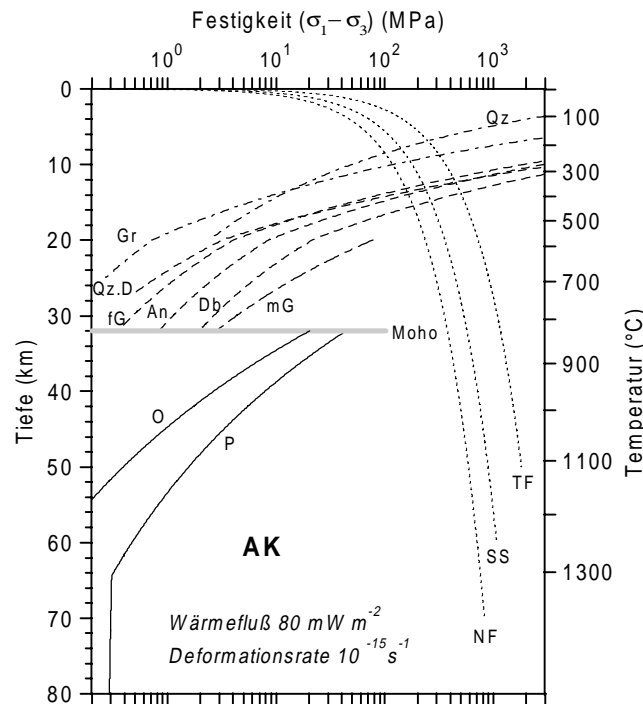


Abbildung 2.31: Festigkeitskurven für das Modell AK. AK repräsentiert eine ausgedünnte Kruste, der Wärmefluss ist hoch und die Deformationsrate liegt bei  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$ . Kurven und Abkürzungen siehe Abbildung 2.28; Diskussion siehe Text.

Das **Modell AK** (Abbildung 2.31) beschreibt eine auf 32 km ausgedünnte Kruste. Der Wärmefluss ist mit  $80 \text{ mW m}^{-2}$  hoch, die Deformationsrate liegt bei  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$ . Das Modell AK ist repräsentativ für die westeuropäische Lithosphäre oder die Basin and Range Provinz in Kalifornien. Die Temperaturzunahme mit der Tiefe ist ähnlich wie in Modell O2. Unterhalb von 7 - 20 km - je nach Regime und Gestein - sagt das Modell eine sich plastisch deformierende Kruste und oberen Mantel voraus. Aufgrund der geringeren Mohotiefe ist der Festigkeitssprung an der Moho im Vergleich zu O2 etwas deutlicher; die Festigkeit im oberen Mantel liegt bei maximal 40 MPa. Wie bei Modell O2 tritt die maximale Festigkeit in der Kruste auf; sie liegt bei ca. 100 - 500 MPa, abhängig von Regime und Lithologie.

Bei allen vorgestellten kontinentalen Festigkeitskurven ist die Fließfestigkeit in der Unterkruste deutlich reduziert. Dieser Bereich wird von vielen Autoren (z.B. Carter und Tsenn, 1987; Kusznir und Matthews, 1988; Meissner und Weaver, 1988; Ord und Hobbs, 1989; Lobkovsky und Kerchman, 1992) als Entkopplungsschicht (detachment level) interpretiert, an dem sich die Oberkruste und der obere Mantel unabhängig voneinander bewegen können. Diese Interpretation verletzt die Annahme, die dem Konzept der klassischen Festigkeitskurven zugrunde liegt, nämlich daß die Deformationsrate mit der Tiefe konstant ist. Dieser Punkt wird in Abschnitt 2.5.3 diskutiert werden.

### 2.5.2.3 Die integrierte Festigkeit - Vergleich mit tektonischen Kräften

Berechnet man aus den Plattenrandkräften eine mittlere tektonische Spannung, so ergeben sich bei einer Lithosphärendicke von 100 km Werte von ca. 10 - 30 MPa, bei einer minimalen Lithosphärendicke von 50 km liegen die maximalen tektonischen Spannungen bei ca. 60 MPa. Diese tektonischen Spannungen sind zu klein, um im gesamten brüchigen Bereich der oberen Kruste die Reibungsfestigkeit zu überschreiten. Nach diesem einfachen Modell dürfte nur bis in maximal ca. 7 km - je nach Regime und Wassergehalt der Kruste - Reibungsgleiten auftreten. Die mit den klassischen Festigkeitskurven vorhergesagte maximale Festigkeit der Lithosphäre liegt bei mindestens 100 MPa (Modell O2, AK), für 'kältere' Regionen jedoch sogar bei mehr als 500 MPa. Die kontinentale Lithosphäre dürfte sich demnach im Konzept der Festigkeitskurven aufgrund von Plattenrandkräften nicht deformieren<sup>4</sup>, und es dürfte keine Seismizität in größeren Tiefen auftreten. Um dieses Problem zu umgehen, wird aus den Festigkeitskurven die integrierte Festigkeit berechnet und mit den Plattenrandkräften verglichen.

Die integrierte Festigkeit  $I$  der Lithosphäre wird aus  $\Delta\sigma(z) = (\sigma_1 - \sigma_3)$  über

$$I = \int_{z=0}^{z=z_L} \Delta\sigma(z) dz \quad (2.17)$$

berechnet. Die integrierte Festigkeit kann als die 'zusätzliche', d.h. vom lithostatischen Spannungszustand abweichende Kraft interpretiert werden, der die Lithosphäre über ihre gesamten Höhe auf einer Breite von 1 m - ohne zu versagen - standhalten kann. In einem Aufschiebungsregime ist dies eine zusätzlich wirkende kompressive Kraft. In einem Abschiebungsregime eine zusätzlich zur lithostatischen Kompression wirkende Zugkraft, die zu einer deviatorischen Zugspannung führt. Graphisch läßt sich die integrierte Festigkeit als die Fläche unter der Festigkeitskurve interpretieren. Abhängig von der Wahl des Regimes, dem Wassergehalt der Kruste im brüchigen Bereich, der lithologischen Zusammensetzung und nicht zuletzt auch der Geotherme ergeben sich Werte für die integrierte Festigkeit die zwischen  $0.5 - 10 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$  liegen. Die integrierte Festigkeit ist z.B. hoch für Aufschiebungsregime, geringen Oberflächenwärmefluß und eine trockene brüchige Kruste. Bei sonst gleichbleibenden Parametern besitzt eine dünne Kruste eine größere integrierte Festigkeit als ein verdickte; bei einer dünneren Kruste sind die Temperaturen im oberen Mantel geringer und damit die Fließfestigkeit höher, als in der verdickten Kruste.

---

<sup>4</sup> Der Teil der brüchigen Lithosphäre in dem die Reibungsfestigkeit durch die tektonischen Spannungen nicht überschritten werden agiert als 'elastischer' Kern und verhindert eine Deformation im schwächeren Teil, siehe auch Kritikpunkt 9 in 2.5.3.

Abbildung 2.32 a zeigt die von Zoback et al. (1993) für die Kontinentale Tiefbohrung der Bundesrepublik Deutschland (KTB) vorgeschlagene Festigkeitskurve. Messungen belegen, daß die differentielle Spannung  $S_H - S_h$  bis in 7.7 km Tiefe der aus dem Byerlee Gesetz berechneten Festigkeit für ein Blattverschiebungsregime entspricht (Brudy, 1995). Zur Abschätzung der integrierten Festigkeit berechnen Zoback et al. (1993) für zwei unterschiedliche Granulite, wovon der eine leicht plastisch zu deformieren ist und der andere sich zäh verhält, die Fließfestigkeit. Die integrierte Festigkeit liegt, je nach rheologischem Verhalten der Unterkruste, bei  $2 - 5 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$  (Abbildung 2.32 b).

Tektonisch relevante Kräfte liefert nach Zoback et al. in Westeuropa vorwiegend die vom mittellatlantischen Rücken ausgehende Rückendruckkraft (ridge push force). Die Magnitude der Rückendruckkraft liegt, gemittelt über die Lithosphärendicke, bei  $2 - 5 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$  (Dahlen, 1981; Fleitout und Froidevaux, 1983; Zoback et al., 1993). Aus der Übereinstimmung von integrierter Festigkeit und tektonischen Kräften schließen Zoback et al., daß die Spannungen in der Lithosphäre in Westeuropa an der aus den klassischen Festigkeitskurven berechneten Versagensgrenze liegen und damit im spröden Bereich der Kruste ein dynamisches Gleichgewicht erreichen.

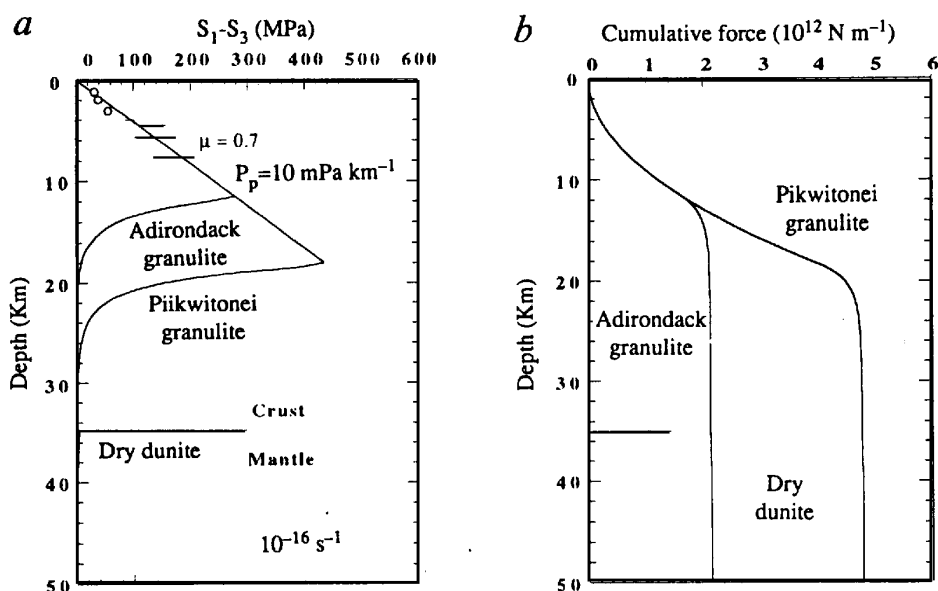


Abbildung 2.32: (a) Festigkeitskurve für die KTB Bohrung in der Oberpfalz nach Zoback et al. (modifiziert nach Zoback et al., 1993). Die offenen Kreise zeigen die aus 'hydraulic fracturing' Experimenten bestimmte Spannungsdifferenz zwischen  $S_H$  und  $S_h$ . Die horizontalen Linien deuten den Bereich der möglichen Spannungsdifferenz an, der aus einer kombinierten Analyse von Bohrlochrandausbrüchen und bohrtechnisch induzierten Rissen abgeleitet wurde (aus Brudy, 1995). (b) aus (a) berechnete integrierte Festigkeit.

### 2.5.3 Kritikpunkte und Grenzen

Die Kritik an den (klassischen) Festigkeitskurven läßt sich in neun Hauptargumente unterschiedlichen Charakters unterteilen. Ein Teil der Kritikpunkte betrifft die Realisierung des Konzepts (Punkt 1 - 2), ein Teil das Konzept selbst (Punkt 3 - 7). Die Punkte 8 und 9 zeigen die Grenzen des Konzepts und Anwendungsbereiche in denen gegen die Modellannahmen verstoßen wird.

#### *Realisierung:*

(1) Die zur Konstruktion der klassischen Festigkeitskurven verwendeten brüchigen Versagensgrenzen sind zu stark vereinfacht (siehe auch Diskussion in Abschnitt 2.4.1.3). Dies führt bei allen Modellen zu einer Überschätzung der Festigkeit. Wie in Abschnitt 2.4.1.2 erwähnt, ist die im Labor gemessene Reibungsfestigkeit nur bis 400 - 500°C temperaturunabhängig; sie nimmt bei höheren Temperaturen deutlich ab. Diese Temperaturen werden in der Lithosphäre, je nach Wärmefluß, schon in 15 km Tiefe (Modell O2 und AK, Abschnitt 2.5.2.2) maximal jedoch in 35 - 40 km Tiefe (Modell O1 und S, Abschnitt 2.5.2.2) erreicht. Die Bestimmung der differentiellen horizontalen Spannung in KTB bestätigte zwar das Byerlee Gesetz, konnte aber leider auch nur bis 7.7 km Tiefe bzw. bis ca. 200°C durchgeführt werden; für größere Umlagerungsdrücke und Temperaturen stehen bislang nur Labormessungen zur Verfügung. Außerdem muß in größeren Tiefen das Versagen durch Bruchneubildung berücksichtigt werden. Die experimentell an 'kleinen' Proben ermittelte Bruchfestigkeit unterschreitet bei ca. 800 MPa bis 1 GPa - abhängig vom Gestein - die nach dem Byerlee Gesetz berechnete Reibungsfestigkeit. Ein Umlagerungsdruck von 1 GPa wird in 35 km Tiefe erreicht. Bei maximal dieser Tiefe ist somit die Reibungsfestigkeit nicht mehr relevant; berücksichtigt man den Effekt der Größenskalierung, so kann der Schnittpunkt von Reibungs- und Bruchfestigkeit schon in der oberen bis mittleren Kruste auftreten (Abschnitt 2.4.1.1 und 2.4.1.3). Basierend auf diesen Ergebnissen stellt Shimada (1993) eine modifizierte Festigkeitskurve vor (siehe Abschnitt 2.5.4.1).

(2) Bei den klassischen Festigkeitskurven wird der halb-spröde Übergangsbereich vernachlässigt. Wie in Abschnitt 2.4.3 gezeigt, erstreckt sich dieser Übergang über einen breiten Tiefenbereich. Kohlstedt et. al (1995) versuchen bei der von ihnen vorgeschlagenen Festigkeitskurve den halb-spröden Übergangsbereich zu berücksichtigen (siehe Abschnitt 2.5.4.2); fehlende rheologische Gesetze für den halb-spröden Bereich erlauben ihnen jedoch nur eine qualitative Abschätzung.

*Konzept:*

(3) Die Reibungs- und die Fließfestigkeit beschreiben zwei nicht direkt vergleichbare Festigkeiten. Die Reibungsfestigkeit ist die maximale Differenzspannung, die ein in optimaler Orientierung vorgebrochenes Gestein halten kann, *bevor* es zu einer *Bewegung* auf der Bruchfläche kommt. Wird die Reibungsfestigkeit überschritten, so bewegen sich die beiden Bruchflächen relativ gegeneinander; über die Geschwindigkeit oder den Versatz können keine Aussagen gemacht werden. Sie hängen von den Randbedingungen und den elastischen Eigenschaften des Gesteins ab. Die Reibungsfestigkeit gibt für die real im Gestein bestehende Spannung nur eine obere Grenze an, die tatsächliche Spannung kann deutlich kleiner sein. Im Gegensatz zur Reibungsfestigkeit setzt der Begriff der Fließfestigkeit eine *kontinuierliche Deformation* voraus (siehe Abschnitt 2.4.2). Die Fließfestigkeit eines Gesteins ist immer nur für eine bestimmte Deformationsgeschwindigkeit definiert; ändert sich diese, so wird sich auch die Fließfestigkeit ändern. Bei einer gegebenen Deformationsrate gibt die Fließfestigkeit die real existierende Spannung an, sie ist keine obere Grenze. Von einigen Autoren wird die zur Berechnung der Fließfestigkeit eingesetzte Deformationsrate als obere Grenze für die (unbekannte) real existierende Deformationsrate interpretiert. In diesem Fall wird auch die Fließfestigkeit zu einer oberen Grenze. Die Konstruktion der Festigkeitskurven und des BP-Übergangs ist bei dieser Interpretation jedoch nicht mehr gültig.

(4) Zur Konstruktion der Festigkeitskurven und des spröde-brüchigen Übergangs muß die Deformationsrate über den gesamten Tiefenbereich der Lithosphäre - nicht nur im plastischen Bereich - ungleich Null sein. Ließe man in einem als brüchig bezeichneten Tiefenbereich die Deformationsrate kleiner werden und im Grenzfall gegen Null gehen, so würde die (theoretische) Fließfestigkeit kleiner werden und ginge ebenfalls gegen Null. Damit würde sie die Reibungsfestigkeit unterschreiten, wäre damit die maßgebende Festigkeit in diesem Bereich, und das Gestein würde sich nicht mehr brüchig verhalten. In diesem Fall müßte der brüchig-plastische Übergangsbereich weiter nach oben verschoben werden. Diese zugegebenermaßen etwas überspitzte Argumentation zeigt einen Widerspruch dieses Konzeptes auf: in einem als brüchig definierten Bereich muß eine konstante, durch plastische Deformation erzeugte Deformationsrate postuliert werden.

(5) Sowohl bei den klassischen als auch bei den modifizierten Festigkeitskurven wird implizit angenommen, daß am brüchig-duktilen Übergang das Deformationsverhalten von lokalisierter Deformation auf einer Verwerfung zu homogen verteiltem plastischen Fließen wechselt. Wie in Abbildung 2.33 skizziert kann nicht gleichzeitig diese Deformationsbedingung und der Zusammenhalt der beiden Schichten erfüllt werden. Zumin-



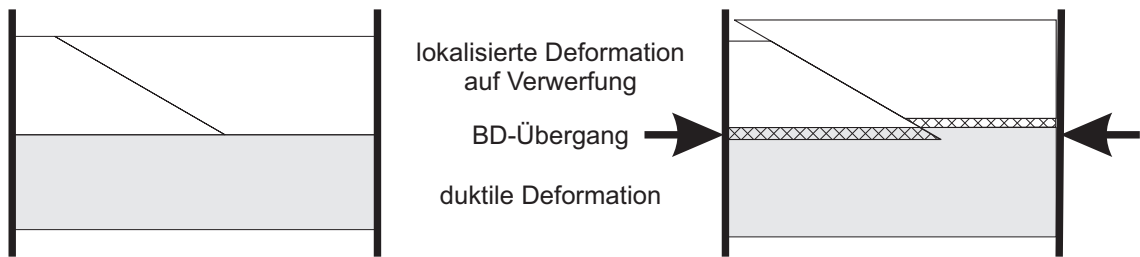


Abbildung 2.33: Deformationsverhalten der Kruste wie zur Konstruktion der Festigkeitskurven angenommen. (a) undeforimierte Kruste mit optimal orientierter Aufschiebungs-Verwerfung im brüchigen Bereich. (b) Kruste wurde horizontal um ca. 10% verkürzt. Im brüchigen Bereich wird die Verwerfung aktiviert, während im duktilen Bereich die Deformation homogen verteilt ist. Im schraffierten Gebiet tritt eine Überschneidung bzw. ein 'Lücke' auf.

dest lokal müßten für den duktilen Bereich inhomogene Deformationen gefordert werden; hierdurch würde jedoch die Festigkeitskurve im Bereich des Übergangs modifiziert. Die in Reflexionsprofilen erkennbaren Strukturen in der oberen Kruste können im allgemeinen mit an der Oberfläche erkennbaren geologischen Verwerfungen korreliert werden. In den allermeisten Fällen werden diese Verwerfungen in midkrustalen Tiefen listrisch, d.h. der Einfallswinkel der Verwerfung wird mit zunehmender Tiefe immer flacher. Damit kann zwar die Bewegung auf der Verwerfung lateral über einen breiteren Bereich verteilt werden und der 'Anschluß' an den duktilen Bereich vereinfacht sich, aber die Verwerfung ist nicht mehr optimal orientiert und um eine Bewegung auf ihr zu erzeugen sind höhere Spannungen erforderlich. Damit wäre die Abschätzung der Reibungsfestigkeit falsch.

(6) Es ist sehr fraglich, ob die Annahme einer konstanten Deformationsrate mit der Tiefe bei der Berechnung der krustalen Fließfestigkeit gerechtfertigt ist (Ranalli, 1997). Eine über krustale Bereiche einheitliche Deformationsrate setzt eine einheitliche krustale Deformation voraus. Dies ist in Widerspruch zu der Beobachtung, daß die duktile Deformation in der Unterkruste stark heterogen ist (Fountain et al., 1992; Ranalli, 1997). Geologische Untersuchungen von exhumiertem Unterkrustenmaterial zeigen, daß im Bereich der Unterkruste große Deformationen stattgefunden haben.

(7) Die Herleitung der kontinentalen Festigkeitskurven basiert auf einer mit der Tiefe konstanten Deformationsrate. Dies ist äquivalent zu der Annahme, daß die gesamte Lithosphäre horizontal über ihre gesamte Mächtigkeit um einen bestimmten Betrag gestaucht oder gedehnt wird. Nimmt man an, daß die gesamte Lithosphäre, wie in Abbildung 2.33 skizziert, durch in horizontaler Richtung wirkende Normalspannungen belastet wird, so kann sich das Gestein im plastischen Bereich erst dann deformieren, wenn die Reibungsfestigkeit im brüchigen Bereich überschritten ist. Bei einer brüchig-plastisch-brüchigen Schichtung fängt der brüchige Bereich die Kräfte ab - analog zu

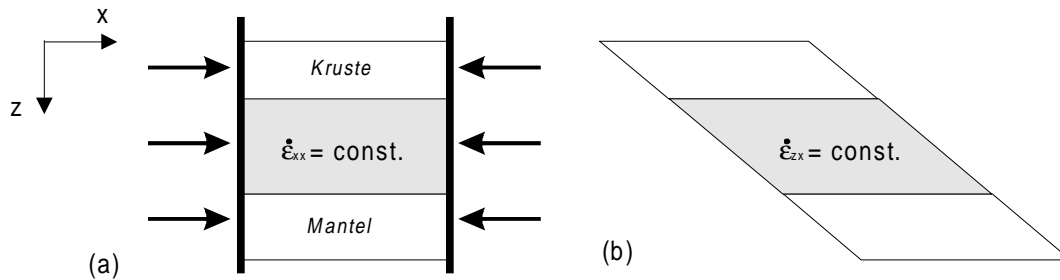


Abbildung 2.34: Deformation der Lithosphäre bei (a) einer mit der Tiefe konstanten horizontalen Deformationsrate  $\dot{\epsilon}_{xx}$  und (b) einer mit der Tiefe konstanten Scherdeformation  $\dot{\epsilon}_{zx}$ . In beiden Fällen ist zwischen Kruste und Mantel keine kinematische Entkopplung möglich.

einem Schraubstock in dem eine starre Platte das weitere Schließen verhindert - solange die Reibungsfestigkeit noch nicht überschritten ist. Die Deformation im plastischen Bereich wird nicht aktiviert und die Fließfestigkeit ist demnach identisch null (Abbildung 2.34 a). Für die in Abbildung 2.34 a skizzierten Randbedingungen sind die Festigkeitskurven nur dann korrekt, wenn die Reibungsfestigkeit im gesamten brüchigen Tiefenintervall überschritten ist; also wenn die gesamte Lithosphäre versagt. Wie in Abschnitt 2.5.2.3 schon erwähnt reichen die mittleren tektonischen Spannungen<sup>5</sup> nicht aus, die gesamte kontinentale Lithosphäre zu deformieren. Im allgemeinen wird dieses Problem dadurch umgangen, daß aus den Festigkeitskurven die integrierte Festigkeit berechnet und mit den tektonischen Kräften verglichen wird. Eine physikalische Rechtfertigung für diese Vorgehensweise ist im Konzept der klassischen Festigkeitskurven nicht möglich. Erst das von Kusznir vorgeschlagene 'constant force' Modell (siehe Abschnitt 2.5.4.3) erklärt wie diese relativ kleinen Plattenrandkräfte zu lithosphärischer Deformation führen können.

#### Grenzen:

(8) Das tektonische Regime für den brüchigen Bereich muß vorgegeben werden, erst dann kann die Festigkeitskurve berechnet werden. Das Konzept ermöglicht es nicht, das tektonische Regime aus den Festigkeitskurven abzuleiten.

(9) Wie oben erwähnt, wird die reduzierte Fließfestigkeit, die sich bei höheren Wärmeflüssen im krustalen Bereich ergibt, oft als Beleg einer kinematischen 'Entkopplungsschicht' zwischen Kruste und Mantel interpretiert. Unter einer kinematischen Entkopplungsschicht versteht man eine Schicht, die eine unabhängige, nur über Scherspannungen gekoppelte Bewegung von Kruste und Mantel ermöglicht. Eine solche kinematische Entkopplungsschicht ist jedoch inkompatibel mit der Annahme einer konstanten Deformation.

<sup>5</sup> Zur Berechnung der mittleren tektonischen Spannungen werden die tektonischen Kräfte über die Lithosphärenmächtigkeit gemittelt, in jedem Tiefenintervall wirkt somit die gleiche Spannung.

mationsrate mit der Tiefe. Eine konstante Deformationsrate  $\dot{\epsilon}_{xx}$  wie sie aus einer in Abbildung 2.34 (a) skizzierten Randbedingung folgt, läßt überhaupt keine unterschiedliche Geschwindigkeit, und damit auch keine kinematische Entkopplung zwischen Kruste und Mantel zu. Nimmt man als konstante Deformationsrate eine Scherdeformation  $\dot{\epsilon}_{zx}$  an, so folgt hieraus eine mit der Tiefe linear zunehmende horizontale Geschwindigkeit<sup>6</sup> über die gesamte Lithosphäre. In diesem Modell ist keine Tiefe besonders ausgezeichnet; auch hier bildet sich kein kinematischer Entkopplungshorizont aus. Die aus den Festigkeitskurven berechnete Scherspannung im Tiefenintervall des postulierten Entkopplungshorizonts kann nicht zur Abschätzung der koppelnden Scherspannung zwischen Kruste und Mantel verwendet werden. Die beiden Größen Spannung und Deformationsrate sind nach ( 2.16 ) miteinander verknüpft. Das bedeutet, daß die für eine Deformationsrate berechnete Fließfestigkeit auch nur für diese Deformationsrate gilt, d.h. es ist unzulässig aus einer so berechneten geringen Festigkeit darauf zu schließen, daß sich das Gestein ja dann leichter und damit auch mit einer höheren Rate deformiert. Das Deformationsverhalten der Lithosphäre im Fall einer kinematischen Entkopplung kann aus den klassischen Festigkeitskurven nicht berechnet werden; es wird durch die Modellannahmen festgelegt.

Im folgenden werden kurz die in Punkt 1, 2 und 7 angesprochenen modifizierten Festigkeitskurven diskutiert. In Kapitel 3 wird ein neues Modell entwickelt, das es erlaubt die Scherspannungen und die Deformationsrate im sich plastisch deformierenden Bereich der Kruste zu berechnen, wenn obere Kruste und Mantel kinematisch entkoppelt sind. Die Einschränkung einer mit der Tiefe konstanten Deformationsrate wird fallengelassen.

#### 2.5.4 Modifizierte Festigkeitskurven

Die in den 90er Jahren von Shimada (1993) und von Kohlstedt et al. (1995) vorgeschlagenen Festigkeitskurven berücksichtigen die in den letzten Jahren durchgeführten Messungen der Bruchfestigkeit bei höheren Drücken bzw. den oben beschriebenen halbspröden Übergangsbereich. Das von Kusznir (1982; 1984; 1991) schon in den 80er Jahren entwickelte 'constant force' Modell berücksichtigt im Ansatz transiente Effekte und erklärt wie die relativ geringen Plattenrandkräfte zu Deformationen in der Lithosphäre führen können. Im folgenden werden die drei Konzepte kurz vorgestellt.

---

<sup>6</sup> Der Deformationsratentensor ist mit dem Geschwindigkeitsfeld über ( 3.27 ) verknüpft. Hieraus folgt für ein mit der Tiefe konstantes  $\dot{\epsilon}_{zx}$  die horizontale Geschwindigkeit  $v_x(z) = 2\dot{\epsilon}_{zx} z$ .

### 2.5.4.1 Shimada, 1993

Shimada (1993) modifiziert bei der von ihm ausgearbeiteten Festigkeitskurve den brüchigen Bereich. Wie in den vorigen Abschnitten kurz beschrieben zeigen Bruchfestigkeitsmessungen, daß sich bei hohen Umlagerungsdrücken der Bruchmodus ändert, die Bruchfestigkeit in den Bereich der Reibungsfestigkeit absinkt und bei höheren Umlagerungsdrücken - aufgrund der geringeren Druckabhängigkeit - die kleinere der beiden Festigkeiten ist (siehe Abschnitt 2.4.1.1 und 2.4.1.3). Shimada unterteilt den brüchigen Bereich in ein Tiefenintervall in dem die Festigkeit durch die aus dem Byerlee-Gesetz berechenbare Reibungsfestigkeit gegeben ist und einen anschließenden Bereich in dem die Festigkeit über die Bruchfestigkeit des Hochdruck-Bruchversagens bestimmt ist (Abbildung 2.35). Die an Laborproben bestimmten Bruchfestigkeiten wurden zur Berücksichtigung der Größenskalierung auf Probendimensionen von ca. 1 m umgerechnet (oberhalb dieser Größe erwartet man, daß der Größeneffekt vernachlässigbar ist). Die Temperaturabhängigkeit des Hochdruck-Versagens wurden von Shimada aus den in Abbildung 2.8 gezeigten Messungen bestimmt. Unter Annahme eines tektonischen Regimes und einer Geotherme läßt sich aus Abbildung 2.35 die Festigkeit in einer bestimmten Tiefe ermitteln.

Abbildung 2.36 zeigt die von Shimada vorgeschlagene Festigkeitskurve. Im oberen Bereich ist die Festigkeit durch die aus dem Byerlee-Gesetz berechnete Reibungsfestigkeit bestimmt. Sie wird - je nach tektonischem Regime und Wassergehalt in der Kruste - in Tiefen zwischen 2.5 und 10 km von der Festigkeit der Hochdruck-Bruchversagens

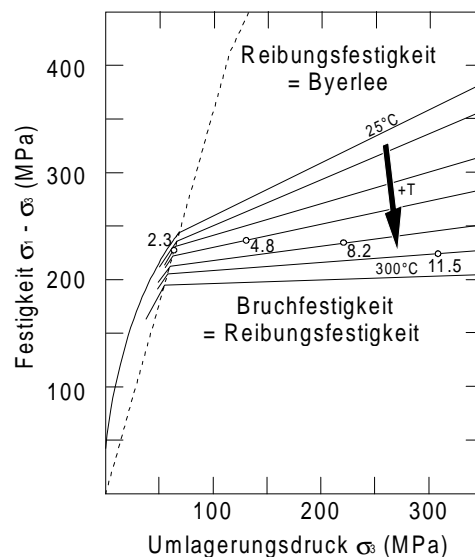


Abbildung 2.35: Aus Kompressionsversuchen abgeschätzte Festigkeit für große Granitproben bei brüchigem Verhalten in Abhängigkeit des Umlagerungsdrucks und der Temperatur (Abbildung 3 aus Shimada, 1993). Die Kreise geben die Tiefenlage (in km) der Bruchfestigkeit für ein Aufschiebungsregime bei einer Geotherme von  $15^{\circ}\text{K}/\text{km}$  an.

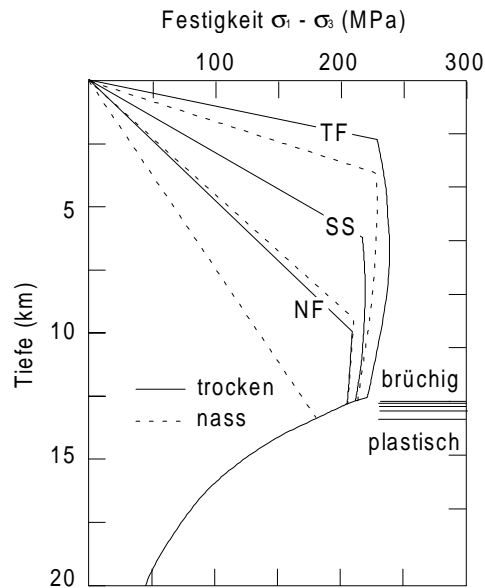


Abbildung 2.36: Von Shimada (1993) vorgeschlagene kontinentale Festigkeitskurve für Aufschiebungs- (TF), Blattverschiebungs- (SS) und Abschiebungsregime (NF) (Abbildung 4 aus Shimada, 1993). Die Fließfestigkeit wurde für eine Deformationsrate von  $10^{-14} \text{ s}^{-1}$  aus rheologischen Parametern für trockenen Granit (Kirby und Kronenberg, 1987) berechnet.

abgelöst. Der brüchig-plastische Übergang wird wie bei den klassischen Festigkeitskurven durch den Schnittpunkt der brüchigen Festigkeit mit der Fließfestigkeit bestimmt.

Im Vergleich zu klassischen Festigkeitskurven fällt auf, daß die maximale Festigkeit der Lithosphäre deutlich reduziert ist. Sie liegt - in erster Näherung unabhängig von tektonischen Regime und dem Wassergehalt der Kruste - im Bereich von 200 bis 250 MPa. Die Tiefenlage der maximalen Festigkeit ist nicht mehr direkt oberhalb des brüchig-plastischen Übergangs sondern zu geringeren Tiefen verschoben.

#### 2.5.4.2 Kohlstedt et al., 1995

Kohlstedt et al. (1995) beziehen den halb-spröden Übergangsbereich zwischen rein brüchigem und rein plastischem Verhalten mit ein. Wie in Abbildung 2.37 dargestellt unterscheiden sie den Übergang von lokalisiertem brüchigen Verhalten zu halb-sprödem duktilen Fließen - den sogenannten brüchig-duktilen Übergang (BDT; brittle-ductile transition) - und den anschließenden Übergang von halb-sprödem Fließen zu vollständig plastischem Verhalten (BPT; brittle-plastic transition). Da zur Berechnung der Festigkeit im halb-spröden Übergangsbereich keine physikalisch fundierten Gesetze existieren, nehmen Kohlstedt et al. an, daß der brüchig-duktilen Übergang auftritt, wenn die Fließfestigkeit die fünffache Reibungsfestigkeit unterschreitet. Der zweite Übergang fällt in den Bereich, in dem die Fließfestigkeit ungefähr gleich dem effektiven Umlagedruck ist; d.h. bei dem Schnittpunkt der Fließfestigkeitskurve mit der Geraden

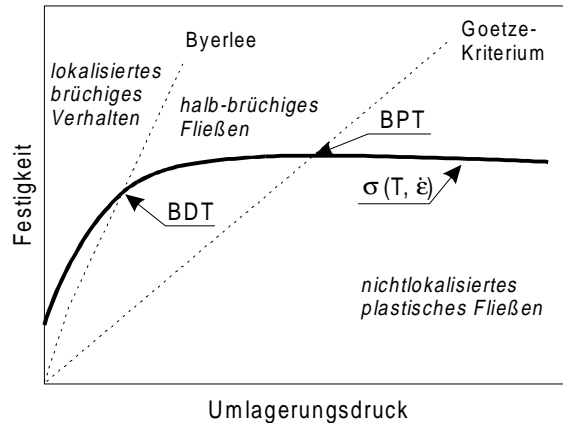


Abbildung 2.37: Schematische Darstellung der Bruchfestigkeit (durchgezogene Linie) in Abhängigkeit von Umlagerungsdruck bei konstanter Temperatur und Deformationsrate nach Kohlstedt et al. (1995). Der Übergang zwischen lokalisiertem brüchigem Verhalten zu halb-spröden Fließen (BDT, brittle-ductile transition) tritt bei geringeren Umlagerungsdrücken auf als der Übergang von halb-sprödem Fließen zu nichtlokalisierendem plastischen Fließen (BPT, brittle-plastic transition).

$\sigma_1 - \sigma_3 = \sigma_3^{eff}$ . Letztere empirische Regel bezeichnen sie nach Goetze als Goetze-Kriterium.

Abbildung 2.38 zeigt die Konstruktion der modifizierten Festigkeitskurve. Analog zu den 'Standard'-Festigkeitskurven wird oberhalb des BD-Übergangs die Festigkeit über das Byerlee-Gesetz bestimmt; unterhalb des BP-Übergangs ist die Festigkeit durch die zur Erzeugung einer konstanten Deformationsrate erforderlichen Differenzspannung gegeben. Über die Festigkeit im halb-spröden Bereich existieren keine Aussagen. Kohlstedt et al. verbinden die beiden Übergänge linear. Im Vergleich zu den klassischen

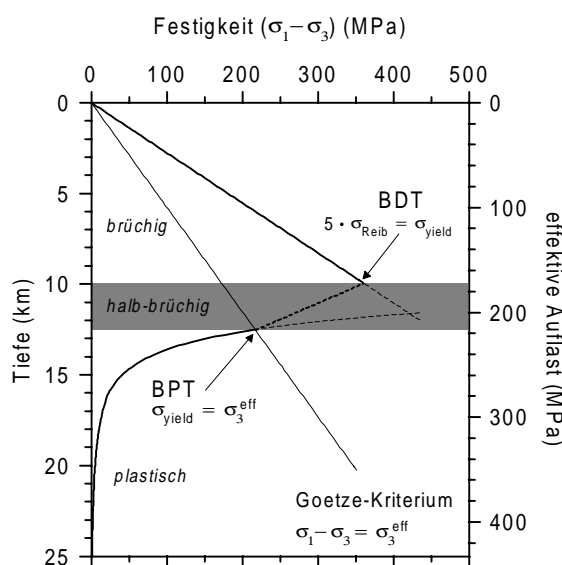


Abbildung 2.38: Konstruktion des brüchig-duktilen (BDT) und des brüchig-plastischen (BPT) Übergangs nach Kohlstedt et al. (1995).

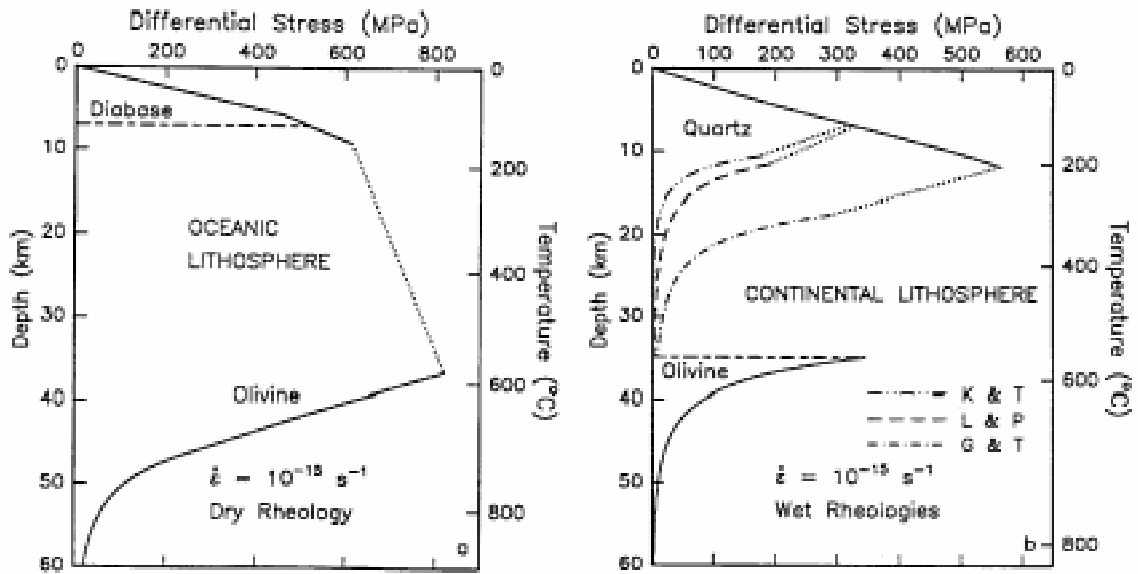


Abbildung 2.39: Festigkeitskurve für ozeanische und kontinentale Lithosphäre nach Kohlstedt et al. (Abb. 9, 1995). Der BD- und der BP-Übergang sind mit einer gepunkteten Linie verbunden.

Festigkeitskurven deformiert sich nach diesem Modell die Lithosphäre schon in geringeren Tiefen duktil und die maximale Festigkeit ist bei den kontinentalen Festigkeitskurven leicht reduziert. Die Unterscheidung zwischen BD- und BP-Übergang modifiziert die ozeanischen Festigkeitskurven stärker. Aufgrund der durch Olivin bestimmten Rheologie ist die Festigkeit im Bereich von 10 - 40 km größer als bei einer typischen kontinentalen Lithosphäre (Abbildung 2.39).

Bei der Argumentation von Kohlstedt et al. wird nicht ganz klar, mit welcher Begründung sie den halb-spröden Übergangsbereich - der ja den Übergang von Bruchneubildung zu plastischer Deformation darstellt - auf die Reibungsfestigkeit anwenden. Wie bei Shimada modifizieren Kohlstedt et al. den Tiefenbereich in dem bei den klassischen Festigkeitskurven die maximale Festigkeit auftritt. Während jedoch bei Shimada der brüchige Bereich in größere Tiefen ausgedehnt wird, wird dieser Bereich bei Kohlstedt et al. reduziert.

### 2.5.4.3 Kuznir - das 'constant force' Modell

Das von Kuznir (1982; 1984; 1991) vorgeschlagene 'constant force' Modell (CF-Modell) ist genaugenommen keine modifizierte Festigkeitskurve, sondern ein Modell zur Abschätzung der aufgrund von Plattenrandkräften real in der Lithosphäre existierenden Spannungen. Zur Herleitung des Modells geht Kuznir von einer zeitlich konstanten horizontal wirkenden Plattenrandkraft

$$F_x = \int_{z=0}^{z=z_L} \sigma_x dz = \text{const.}$$

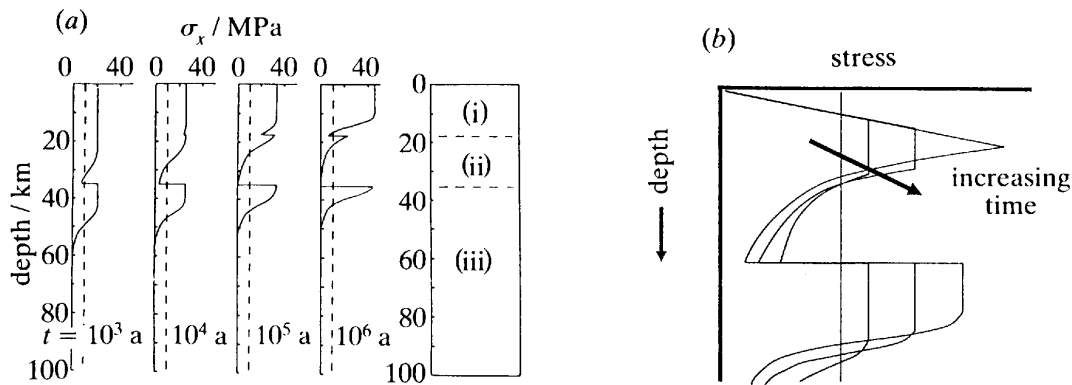


Abbildung 2.40: (a) Aus dem constant force Modell berechnete horizontale Spannung in Abhängigkeit der Tiefe für unterschiedliche Zeiten nach Aufbringen der tektonischen Spannung von  $10^{12} \text{ N m}^{-1}$ . (b) Schematische Darstellung der Spannungs-Tiefenverteilung für zunehmende Zeit. Mit zunehmender Zeit wird die Spannung in der oberen Kruste konzentriert und verstärkt (aus Kuszniir, 1991).

aus, die auf die gesamte Lithosphäre wirkt. Diese Kraft bewirkt entweder elastische, brüchige oder plastische Deformationen in der Lithosphäre. Als Versagensgrenzen wählt Kuszniir, wie auch bei den klassischen Festigkeitskurven, im brüchigen Bereich das Byerlee Gesetz und im plastischen Bereich das Potentialgesetz. Die Lithosphäre wird in infinitesimal dünne Schichten zerlegt, die sich brüchig-viscoelastisch verhalten. Viscoelastisches Verhalten wird durch einen Maxwell-Körper realisiert; dieser besteht aus einer elastischen Feder, die mit einem viskosen Element in Reihe geschaltet ist. Maxwell-Körper reagieren auf eine plötzliche Dehnung zuerst mit einer rein elastischen Spannung, die mit zunehmender Zeit jedoch exponentiell abnimmt. Des weiteren nimmt Kuszniir an, daß die einzelnen infinitesimalen ‘Schichten’ der Lithosphäre miteinander verbunden sind; jede Schicht erfährt zu einem Zeitpunkt die gleiche horizontale Deformation. Anschaulich bedeutet dies, daß die Deformationsrate, wie bei den klassischen Festigkeitskurven angenommen, mit der Tiefe konstant ist, sich zeitlich jedoch ändern kann.

Abbildung 2.40 zeigt wie sich nach dem CF-Modell die horizontale Spannung in der Lithosphäre im Laufe der Zeit in der oberen Kruste konzentriert und dort - aufgrund der angenommenen ‘Krafterhaltung’ - verstärkt wird. Die zum Zeitpunkt  $t = 0$  ursprünglich aufgebraute tektonische Kraft (gestrichelte Linie in Abbildung 2.40 a) ist nach 1 Ma im unteren Bereich der Lithosphäre abgebaut und im oberen Bereich um einen Faktor 4 verstärkt worden.

Die Spannungsverteilung mit der Tiefe wird vorwiegend über die Temperaturverteilung in der Lithosphäre kontrolliert. Wie in Abbildung 2.41 a gezeigt ‘verteilt’ sich die Kraft in einer kalten Lithosphäre über einen größeren Tiefenbereich, als in einer durch höhere Temperaturen gekennzeichneten Lithosphäre. Aufgrund der geringeren Fließfestigkeit



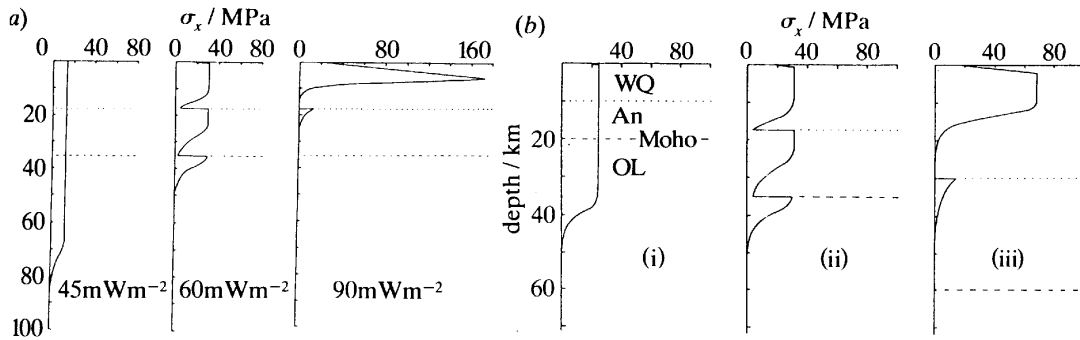


Abbildung 2.41: Horizontale Spannung in Abhängigkeit der Tiefe 1 Ma nach Aufbringen einer tektonischen 'Zugkraft' von  $10^{12} \text{ N m}^{-1}$  (a) für eine kalte, durchschnittliche und warme kontinentale Lithosphäre (b) für eine (i) 20 km (ii) 35 km und (iii) 60 km dicke Kruste mit durchschnittlichem Wärmefluß (aus Kuszniir, 1991)

von kristallinen Gesteinen führt eine dicke Kruste zu einer Spannungsverstärkung in der oberen Kruste (Abbildung 2.41 b).

Im Konzept des CF-Modells ist die horizontale Deformationsrate identisch null, so lange noch in einem Tiefenbereich in der Lithosphäre ein sich elastisch deformierender 'Kern' existiert. Erst wenn über den gesamten Tiefenbereich der Lithosphäre brüchiges oder plastisches Versagen auftritt, deformiert sich die Lithosphäre mit einer mit der Tiefe konstanten Deformationsrate. Kuszniir bezeichnet diesen Zustand als 'whole lithospheric failure', also als das Versagen der gesamten Lithosphäre. Läßt man im CF-Modell in der gesamten Lithosphäre plastische Deformation zu, ist es theoretisch nur eine Frage der Zeit bis die gesamte Lithosphäre versagt. Die Zeitkonstante wird durch die Relaxationszeit bestimmt mit der die plastische Deformation die Spannungen abbauen kann. Sie kann jedoch so groß sein, daß ein Versagen der gesamten Lithosphäre nicht in geologischen Zeiträumen erreicht wird. Die durch das Modell vorhergesagte Spannungsverstärkung in Bereich der oberen Kruste erklärt, warum die kontinentale Lithosphäre in vielen Gebieten an der Versagensgrenze ist. Im Gegensatz zu den klassischen Festigkeitskurven sagt das CF-Modell von Kuszniir eine transiente Spannungsverteilung in der Lithosphäre voraus; die Annahme einer mit der Zeit konstanten Deformationsrate muß nicht gemacht werden. Das CF-Modell liefert eine physikalische Rechtfertigung für den Vergleich der integrierten Festigkeit mit den Plattenrandkräften.

Kritikpunkte beim CF-Modell sind die stark vereinfachten Versagensgrenzen, die ad hoc Annahme des Regimes in der Kruste und die fixierte Lithosphärenmächtigkeit. Bei den Versagensgrenzen wird im plastischen Bereich - obwohl transiente Effekte vorhanden sind - das für stationäres Kriechen relevante Potentialgesetz verwendet. Die Lithosphären Dicke muß in diesem Modell festgelegt werden; sie bestimmt sich nicht aus der rheologischen Festigkeit des Gesteins. Wie man in Abbildung 2.40 a sieht, wird im

Laufe der Zeit die 'tektonische' Lithosphäre immer dünner, die Lithosphärenmächtigkeit ist im Modell jedoch konstant gehalten. Wie bei allen anderen Festigkeitskurven ist auch im CF-Modell die Deformationsrate mit der Tiefe konstant. Die oft diskutierte kinematische Entkopplung zwischen Kruste und Mantel kann somit auch nicht beschrieben werden.

## **3 Die kontinentale Unterkruste als ‘Flüssigkeit’: das ‘differential velocity’ Modell**

### **3.1 Einführung**

In diesem Kapitel wird ein neues Modell zur Berechnung der Spannung und Deformation in der Unterkruste entwickelt. Das Modell basiert auf der Annahme, daß eine kinematische Entkopplung von Kruste und Mantel besteht, sich die beiden also mit unterschiedlicher Geschwindigkeit bewegen. Obwohl nur ein Teil der in Abschnitt 2.5.3 angesprochenen Kritikpunkte an den klassischen Festigkeitskurven mit diesem Modell behandelt werden kann, ist es das einzige Modell, das es erlaubt, die aus einer unterschiedlichen Bewegung von Kruste und Mantel resultierende Deformation in der Unterkruste zu beschreiben.

Wie in Abschnitt 2.4.2 gezeigt, verhält sich Gestein im Temperatur- und Druckbereich, wie er in der Unterkruste herrscht, über geologische Zeiträume wie eine (sehr langsam

fließende) Flüssigkeit; d.h. es wird unter der Einwirkung einer Scherspannung kontinuierlich und permanent deformiert (einen guten Überblick geben z.B. Turcotte und Schubert, 1982; Middelton und Wilcock, 1994; Ranalli, 1995). Die Deformationsrate hängt von den Materialparametern und der Magnitude der wirkenden Scherspannung ab; aber selbst kleinste Scherspannungen führen zum Fließen des Materials. Über lange Zeiträume können sich so große Deformationen ergeben.

Im folgenden werden die für Flüssigkeiten geltenden Bewegungsgleichungen kurz wiederholt (Abschnitt 3.2) und auf ein Modell angewendet, in dem die kontinentale Unterkruste als eine Flüssigkeit mit temperaturabhängiger Viskosität beschrieben wird (Abschnitt 3.3). Aus der analytischen Lösung werden für unterschiedliche Lithologie- und Temperaturbedingungen das horizontale Geschwindigkeitsprofil (Abschnitt 3.3.1), die Deformationsrate (Abschnitt 3.3.2) und die resultierende Scherspannung (Abschnitt 3.3.3) in der Unterkruste berechnet. In Abschnitt 3.3.4 wird aus einem Vergleich der dissipierten Energie mit der aus Plattenrandkräften gelieferten Arbeit die mögliche Entkopplungslänge abgeschätzt. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion über mögliche Anwendungsgebiete des Modells (Abschnitt 3.4) und einem Vergleich mit den klassischen Festigkeitskurven (Abschnitt 3.5).

## 3.2 Grundlagen

Definitionsgemäß befindet sich eine Flüssigkeit in Ruhe, wenn keine Scherspannungen wirken. In diesem Fall sind die drei Hauptspannungen  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  gleich; es herrscht ein isotroper Spannungszustand. Der Mittelwert der drei Hauptspannungen wird als statischer Druck  $p$  bezeichnet. Bei bewegten Flüssigkeiten ist die Abspaltung des statischen Drucks  $p$  vom Spannungstensor  $\sigma$  von Vorteil. Der so definierte Tensor wird als deviatorischer Spannungstensor  $\sigma'$  bezeichnet. Die in der Strömungslehre verwendeten Formeln sind im allgemeinen mit Hilfe des deviatorischen Spannungstensors formuliert.

### 3.2.1 Massenerhaltung

Das Gesetz der Massenerhaltung gilt auch für fließende Materie. Neben der Impulserhaltung gibt dieses Gesetz eine weitere Einschränkung dafür, wie sich der flüssige Körper deformieren kann. Betrachtet man ein räumlich fixiertes, konstantes Volumen  $V$  so gilt, daß die Massenzunahme innerhalb des Volumens gleich der über die Oberfläche  $A$  zu- oder abgeströmten Masse ist. Die Masse des Volumens ist gleich dem Volumenintegral über die Dichte  $\rho$ ; die Masse, die das Volumen verläßt oder hinzukommt, kann über das Oberflächenintegral über die Dichte multipliziert mit der Eulerschen Geschwindigkeit  $\vec{v}$  berechnet werden.

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho dV = - \oiint_A \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dA \quad (3.18)$$

Konvertiert man mit Hilfe des Gauss'schen Satzes die rechte Seite von ( 3.18 ) in ein Volumenintegral und betrachtet die differentielle Form, so ergibt sich die sogenannte Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = -\nabla \cdot (\rho \vec{v}) \quad (3.19)$$

mit  $\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$  als Nabla-Operator.

Für eine quellenfreie und inkompressible Strömung vereinfacht sich ( 3.19 ) zu

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (3.20)$$

Diese Annahme ist für Gestein in der kontinentalen Unterkruste gerechtfertigt.

### 3.2.2 Die Bewegungsgleichung einer Flüssigkeit

Die Bewegungsgleichung einer Flüssigkeit ergibt sich, wenn die Newtonsche Bewegungsgleichung  $\vec{F} = m\vec{a}$  auf ein infinitesimales Volumenelement  $dx dy dz = dV$  angewendet wird. Die auf das Volumenelement wirkende Beschleunigung ist gleich der Summe der angreifenden Kräfte dividiert durch die Masse  $m$  des Volumenelementes. Die angreifenden Kräfte lassen sich in Volumenkräfte  $\vec{F}_V$ , d.h. Kräfte proportional zu Volumen, und Oberflächenkräfte unterteilen. Die weitere Unterteilung der Oberflächenkräfte in Druckkräfte  $\vec{F}_p$  aufgrund von Druckgefällen in der Flüssigkeit und Reibungskräfte  $\vec{F}_s$  resultiert aus der Zerlegung des Spannungstensors in isotropen und deviatorischen Anteil. Im allgemeinen ist die einzige in der Strömungslehre relevante Volumenkraft die Gravitation ( $d\vec{F}_V = dm\vec{g} = \rho\vec{g}dV$ ; mit  $\vec{g}$  als Erdbeschleunigung und  $\rho$  als Dichte des Körpers).

Bei einem Druckgradienten z.B. in  $x$ -Richtung wirkt auf das Volumenelement nach Abbildung 3.1 eine Kraft:

$$dF_{p_x} = p dy dz - \left( p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy dz = -\frac{\partial p}{\partial x} dV$$

oder bei einer beliebigen Richtung des Druckgradienten

$$d\vec{F}_p = -\text{grad } p dV \quad (3.21)$$

Die Reibungskräfte auf der Oberfläche des Volumenelementes z.B. in  $x$ -Richtung ergeben sich nach Abbildung 3.1 zu:

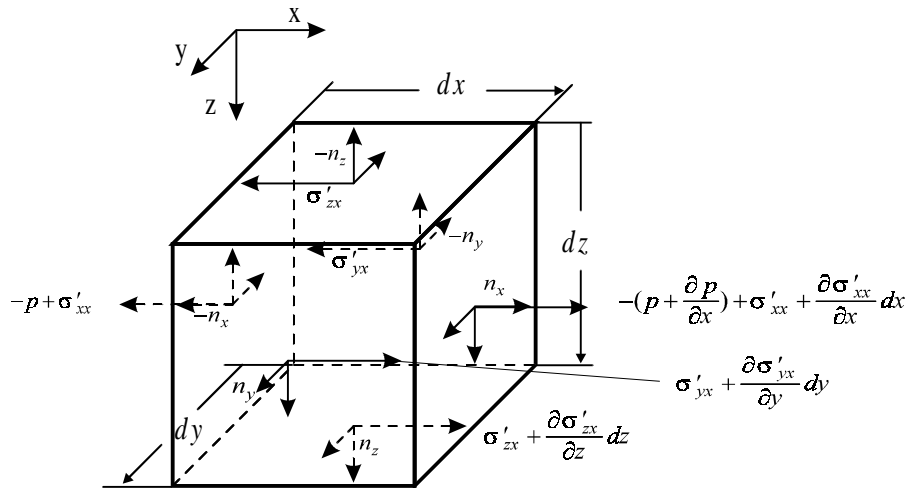


Abbildung 3.1: Druck- und Scherkräfte auf ein Volumenelement  $dV$ .

$$dF_{S_x} = \frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x} dx dy dz + \frac{\partial \sigma'_{yx}}{\partial y} dx dy dz + \frac{\partial \sigma'_{zx}}{\partial z} dx dy dz = \left( \frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma'_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma'_{zx}}{\partial z} \right) dV$$

und für Reibungskräfte beliebiger Richtung in vektorieller Schreibweise

$$d\vec{F}_S = \nabla \cdot \sigma' dV \quad (3.22)$$

Für den Fall, daß die Summe der angreifenden Kräfte gleich Null ist, treten keine Beschleunigungen auf; die Lösung der Bewegungsgleichung ist stationär. Heben sich die Kräfte nicht auf, so resultiert eine Beschleunigung  $\vec{a}$  und somit eine Geschwindigkeitsänderung  $d\vec{v}/dt$  des Teilvolumens. In der Eulerschen Beschreibungsweise ist die Beziehung zwischen Beschleunigung  $\vec{a}(\vec{x}, t)$  und Geschwindigkeit  $\vec{v}(\vec{x}, t)$  gegeben durch:

$$\vec{a}(\vec{x}, t) = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\nabla \vec{v}) \cdot \vec{v} \quad (3.23)$$

Der erste Teil der Beschleunigung ergibt sich durch eine zeitliche Änderung der Geschwindigkeit am Ort  $\vec{x}$ , der zweite Teil resultiert daher, daß das Volumenelement seine Lage verändert und so an eine Lokation geführt wird, an der eine andere Strömungsgeschwindigkeit herrscht. Mit ( 3.21 ) - ( 3.23 ) lautet die allgemeine Form der Bewegungsgleichung:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\nabla \vec{v}) \cdot \vec{v} = \vec{g} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \sigma' \quad (3.24)$$

Für Medien mit linearem Spannungs-Deformationsraten-Zusammenhang wie in ( 2.14 ) vereinfacht sich ( 3.24 ) zur sogenannten Navier-Stokes Gleichung, die für eine inkompressible und quellenfreie Flüssigkeit eine lineare partiellen Differentialgleichung für die Geschwindigkeit  $\vec{v}$  darstellt. Für Medien mit einer nichtlinearen Rheologie wie in

( 2.16 ) folgt eine nichtlineare partielle Differentialgleichung, die nicht allgemein lösbar ist. Im folgenden wird ein einfaches Modell vorgestellt, das analytisch behandelt werden kann.

### 3.3 Das 'DV' Modell: eine Couette Strömung mit temperaturabhängiger Viskosität

In dem einfachen 'differential velocity' Modell (DV-Modell) wird die Unterkruste als Flüssigkeit zwischen zwei horizontal unendlich ausgedehnten Platten betrachtet (Abbildung 3.2). Die obere Platte (A) repräsentiert die Unterkante der Oberkruste, bzw. die Tiefenlage ab der innerhalb der Kruste plastisches Verhalten beobachtet wird. Die untere Platte (B) repräsentiert den oberen Mantel, oder die Tiefenlage in der aufgrund sich ändernder rheologischer Eigenschaften die Festigkeit des Gesteins zunimmt. Zur Erzeugung einer Couette-Strömung bewegen sich die beiden Platten mit unterschiedlicher Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung. Im Gegensatz zu den im vorherigen Kapitel behandelten Festigkeitskurven wird nun nicht die Deformationsrate über den gesamten Tiefenbereich der Unterkruste konstant gehalten, sondern aus der Randbedingung der Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta v_x$  zwischen A und B berechnet.

Die Geschwindigkeit der Platten und der Flüssigkeit in  $y$  bzw. in  $z$ -Richtung sind für dieses einfache Beispiel identisch null; weder in  $x$ ,  $y$  noch  $z$ -Richtung existiere ein Druckgradient (dies ist äquivalent zur Annahme einer Couette-Strömung). Betrachtet man die stationäre Form der Bewegungsgleichung ( 3.24 ), so reduziert sich die Bewegungsgleichung mit diesen Annahmen unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung ( 3.20 ) auf:

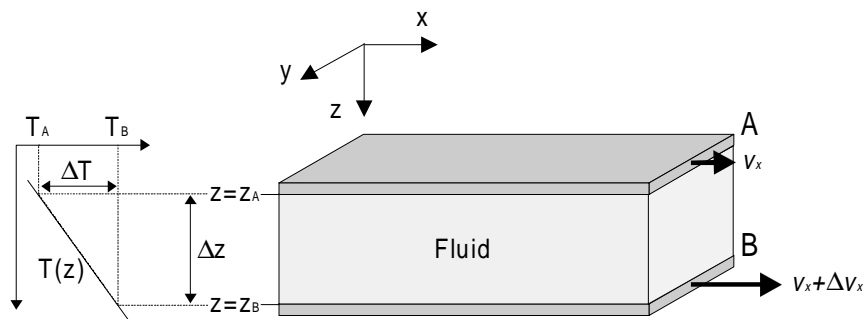


Abbildung 3.2: Darstellung des vereinfachten Modells für die Unterkruste. Die beiden unendlich ausgedehnten Platten A und B bewegen sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung.

$$\underbrace{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}}_{=0 \text{ stationäre Lösung}} + \underbrace{(\nabla \vec{v}) \cdot \vec{v}}_{=0 \text{ quellenfrei u. inkompressibel}} = \vec{g} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \text{grad } p}_{=0 \text{ kein Druckgradient}} + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \sigma'$$

$$0 = \rho \vec{g} + \nabla \cdot \sigma'$$

Für die Bewegungsgleichung in  $x$ -Richtung bleibt:

$$\frac{\partial \sigma'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma'_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma'_{zx}}{\partial z} = 0 \quad (3.25)$$

Nach den in Abschnitt 2.4.2 gegebenen rheologischen Gesetzen sind der deviatorische Spannungstensor  $\sigma'_{ij}$  und der Deformationsratentensor  $\dot{\epsilon}_{ij}$  über die Viskosität verknüpft. Der relevante Deformationsmechanismus im Temperatur- und Druckbereich der unteren Kruste ist über das Potentialgesetz gegeben. Nach ( 2.16 ) läßt sich die deviatorische Spannung durch

$$\sigma'_{ij} = \left( A \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}}\right) \right)^{-1/n} \dot{\epsilon}_E^{1/n-1} \dot{\epsilon}_{ij} \quad \text{mit} \quad \dot{\epsilon}_E = \left(\frac{1}{2} \dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}\right)^{1/2} \quad (3.26)$$

ausdrücken. Der Term

$$\eta_{eff} = \frac{1}{2} \left( A \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}}\right) \right)^{-1/n} \dot{\epsilon}_E^{1/n-1}$$

beschreibt die effektive Viskosität, die in diesem Fall nicht nur vom Spannungszustand sondern auch von der Temperatur abhängt.

Der Deformationsratentensor berechnet sich aus der Geschwindigkeit  $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$  über:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.27)$$

Für das in diesem Modell angenommene Geschwindigkeitsfeld  $\vec{v} = (v_x, 0, 0)$  ergibt sich

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial z} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und damit} \quad \dot{\epsilon}_E = \frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial z} \quad (3.28)$$

Setzt man ( 3.28 ) in ( 3.26 ) ein, so folgt für den deviatorischen Spannungstensor:

$$\sigma'_{ij} = \left( A \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}}\right) \right)^{-1/n} \left( \frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial z} \right)^{1/n} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.29)$$



und damit für die Bewegungsgleichung ( 3.25 ):

$$\frac{\partial}{\partial z}(\sigma'_{zx}) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \left( A \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}}\right) \right)^{-1/n} \left( \frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial z} \right)^{1/n} \right) = 0 \quad (3.30)$$

Aus ( 3.30 ) lassen sich zwei Folgerungen ziehen. Die Scherspannung  $\sigma'_{zx}$  ist - wie für eine Couette-Strömung zu erwarten - mit der Tiefe konstant. Für die Geschwindigkeit  $v_x(z)$  stellt Gleichung ( 3.30 ) eine nichtlineare partielle Differentialgleichung dar. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der effektiven Viskosität ändert sich die Geschwindigkeit  $v_x(z)$  nichtlinear mit der Tiefe.

Zur Vereinfachung von ( 3.30 ) wird ein linearer Temperaturverlauf

$$T_{abs}(z) = T_A + \frac{\Delta T}{\Delta z} z + 273^\circ \text{ K} = T_A + \frac{T_B - T_A}{z_B - z_A} z + 273^\circ \text{ K} \quad (3.31)$$

zwischen den beiden Platten angenommen.  $T_A$  ist die Temperatur in °Celsius an der Unterkante der Platte A;  $T_B$  die Temperatur an der Oberkante der Platte B.  $z_A$  und  $z_B$  sind die Tiefenlagen der Platte A bzw. B (siehe Abbildung 3.2). Nach den in Abschnitt 2.3 gezeigten Geothermen ist die Annahme einer linearen Temperaturzunahme gerechtfertigt.

Mit den Randbedingungen  $v_x(z = z_A) = 0$  und  $v_x(z = z_B) = \Delta v_x$  läßt sich die partielle Differentialgleichung ( 3.30 ) lösen. Für die Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung in Abhängigkeit von der Tiefe  $z$  ergibt sich:

$$\begin{aligned} v_x(z)/\Delta v_x = & \frac{C_1}{C_2} \left( R \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}(z)}\right) T_{abs}(z) - H \text{Ei}\left(\frac{H}{RT_{abs}(z)}\right) \right) \\ & + \frac{1}{C_2} \exp\left(\frac{H}{RT_{Babs}}\right) \left( H \exp\left(\frac{H}{RT_{Aabs}}\right) \text{Ei}\left(\frac{H}{RT_{Aabs}}\right) - RT_{Aabs} \right) \end{aligned} \quad (3.32)$$

mit:

$$T_{Aabs} = T_A + 273^\circ \text{ K} \quad \text{und} \quad T_{Babs} = T_B + 273^\circ \text{ K}$$

$$C_1 = \exp\left(\frac{H}{RT_{Aabs}}\right) \exp\left(\frac{H}{RT_{Babs}}\right)$$

$$C_2 = R \left( \exp\left(\frac{H}{RT_{Babs}}\right) T_{Babs} - \exp\left(\frac{H}{RT_{Aabs}}\right) T_{Aabs} \right) + H C_1 \left( \text{Ei}\left(\frac{H}{RT_{Aabs}}\right) - \text{Ei}\left(\frac{H}{RT_{Babs}}\right) \right)$$

$$\text{Ei}(x) = \int_{t=1}^{\infty} \frac{\exp(-xt)}{t} dt$$

Die Deformationsrate in Abhängigkeit der Tiefe ergibt sich nach ( 3.28 ) aus ( 3.32 ) zu:

$$\dot{\epsilon}_{zx}(z) = \frac{1}{2} \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\Delta v_x}{\Delta z} \Delta T R \frac{C_1}{C_2} \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}(z)}\right) \quad (3.33)$$

mit den für ( 3.32 ) gegebenen Abkürzungen.

Die Scherspannung ist, wie oben schon erwähnt, mit der Tiefe konstant und berechnet sich nach ( 3.30 ) zu:

$$\sigma'_{zx} = \left( A \exp\left(\frac{-H}{RT_{abs}(z)}\right) \right)^{-1/n} (\dot{\epsilon}_{zx})^{1/n} = \left( \frac{\Delta v_x}{2A} \frac{C_1}{C_2} R \frac{\Delta T}{\Delta z} \right)^{1/n} \quad (3.34)$$

Die Konstanten  $C_1$  und  $C_2$  ergeben sich durch die Randbedingungen bei der Integration; sie hängen von der Aktivierungsenergie  $H$  und der Temperatur an den Platten A und B, aber nicht von  $z$  ab.

Im folgenden wird zuerst der Verlauf der Geschwindigkeit  $v_x$  und der Deformationsrate  $\dot{\epsilon}_{zx}$  mit der Tiefe betrachtet. Danach wird die Magnitude der Scherspannung in der zwischen den Platten A und B vermittelnden 'Fluidschicht' diskutiert. Der lineare Temperaturverlauf in der Unterkruste wird aus den in Abschnitt 2.3 für unterschiedliche Oberflächenwärmeflüsse berechneten Geothermen bestimmt. Aus den in Abbildung 2.2 gezeigten Geothermen wurde hierzu im Bereich zwischen 16 und 60 km ein linearer Fit berechnet. Die Mittelung über die Moho hinweg erlaubt, daß der Fit über einen größeren Tiefenbereich angewendet werden kann; bei der Diskussion der Scherspannung wird die

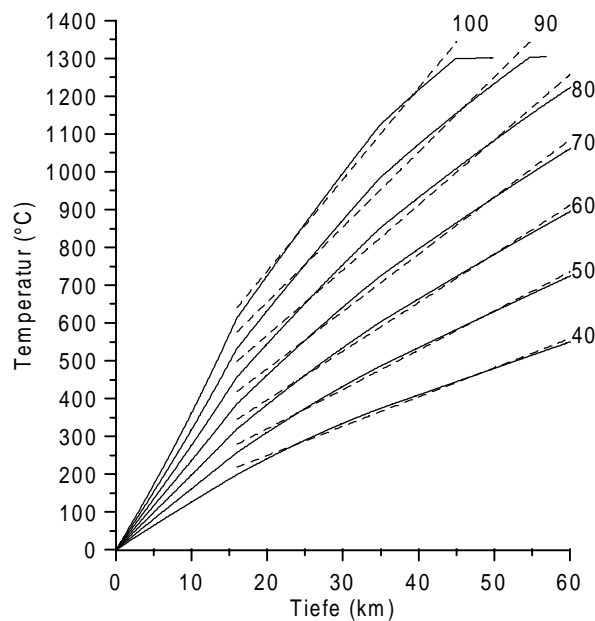


Abbildung 3.3: Kontinentale Geothermen in Abhängigkeit des Oberflächenwärmeflusses (siehe Abbildung 2.2). Die gestrichelten Linien zeigen den jeweiligen linearen Fit für den Tiefenbereich von 16 bis 60 km, bzw. von 16 km bis zur Lithosphären-Asthenosphärengrenze.

Tiefenlage der Moho variiert werden.

### 3.3.1 Das Geschwindigkeitsprofil $v_x(z)$ mit der Tiefe

Die horizontale Strömungsgeschwindigkeit zwischen den beiden Platten nimmt mit der Tiefe nach ( 3.32 ) zu. Das normierte Strömungsprofil  $v_x(z)/\Delta v_x$  wird von der Aktivierungsenergie  $H$  und der Temperaturverteilung  $T_{abs}(z)$  bestimmt; es ist jedoch unabhängig von  $A$  und dem Exponenten  $n$  des rheologischen Gesetzes.

Wie in Abbildung 3.4 dargestellt nimmt die horizontale Strömungsgeschwindigkeit mit der Tiefe im oberen Bereich nur sehr langsam, zu größeren Tiefen deutlich stärker zu. Für eine gewählte Tiefenlage der Moho ist der Einfluß des Wärmeflusses merkbar, aber nicht gravierend. Legt man die 'fluide' Unterkruste in den Tiefenbereich von 15 bis 35 km, so wird erst in einer Tiefe von ca. 33 km das 1/e-fache der Geschwindigkeitsdifferenz erreicht (siehe Pfeil in Abbildung 3.4). In diesem Beispiel werden 90% der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den beiden Platten im 5 km breiten Band oberhalb der Moho aufgebracht. Eine Verschiebung der Moho in größere Tiefen entzerrt das Geschwindigkeitsprofil zu etwas geringeren Tiefen, das charakteristische Bild bleibt jedoch erhalten.

Die Aktivierungsenergie  $H$  bestimmt wie zäh das Material bei einer gegebenen Temperatur ist. Für hohe Aktivierungsenergien wird das Band, in dem die größte Geschwin-

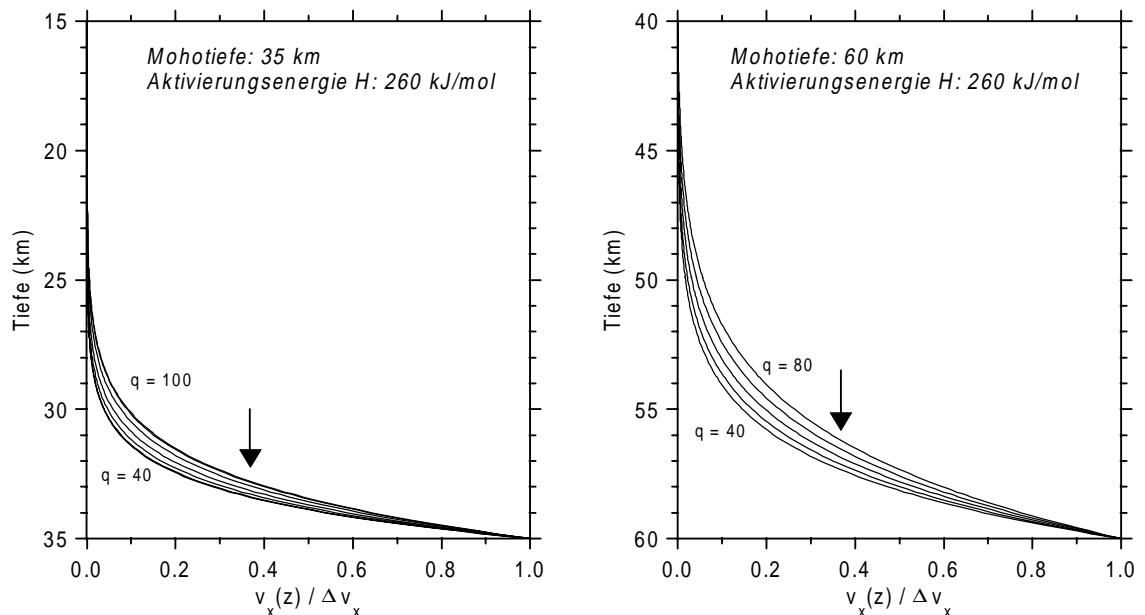


Abbildung 3.4: Normierte horizontale Strömungsgeschwindigkeit für unterschiedliche Wärmeflüsse und unterschiedliche Tiefenlage der 'fluiden' Unterkruste. (a) Unterkruste liegt zwischen 15 und 35 km. (b) Unterkruste liegt zwischen 40 und 60 km. Der Pfeil markiert in welcher Tiefe die Geschwindigkeit das 1/e-fache der maximalen Geschwindigkeit beträgt.

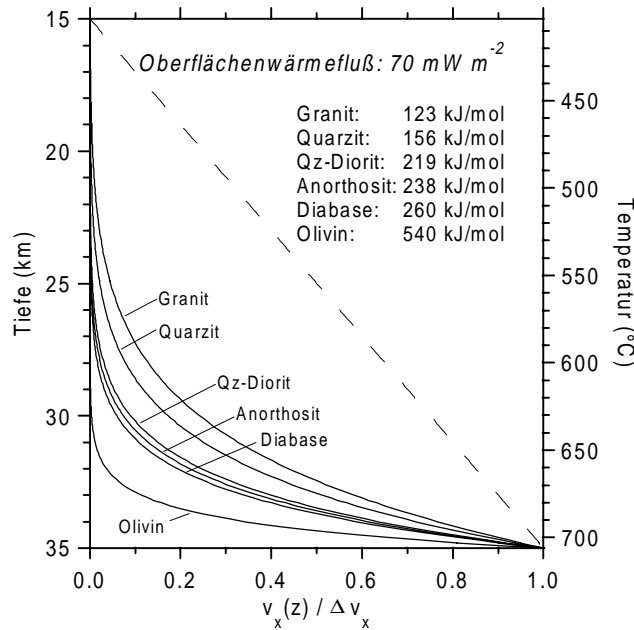


Abbildung 3.5: Normierte horizontale Strömungsgeschwindigkeit für unterschiedliche Gesteine. Die gestrichelte Gerade ergibt sich für  $H = 0$ , also für eine nicht temperaturabhängige Viskosität (Aktivierungsenergien: siehe Tabelle 2.2).

digkeitsdifferenz aufgebracht wird, noch stärker zur Moho hin konzentriert (Abbildung 3.5); bei kleineren Aktivierungsenergien wird der Bereich in dem eine merkliche Strömungsgeschwindigkeit auftritt zu etwas geringeren Tiefen aufgeweitet. Im Grenzfall von  $H = 0$  nimmt die Geschwindigkeit linear mit der Tiefe zu. In diesem Fall ist die Viskosität nicht mehr temperaturabhängig und es ergibt sich die Lösung für die Couette-Strömung mit konstanter Viskosität. Die gleiche Lösung ergibt sich auch für den Fall, daß kein Temperaturgradient zwischen oberer und unterer Platte existiert.

### 3.3.2 Die Scherdeformationsrate $\dot{\epsilon}_{zx}(z)$ mit der Tiefe

Die Deformationsrate  $\dot{\epsilon}_{zx}$  nimmt nach ( 3.33 ) mit der Tiefe zu. Zur einfacheren Darstellung wird  $\dot{\epsilon}_{zx}$  mit  $\Delta v_x / (2\Delta z)$  normiert.  $\bar{\dot{\epsilon}}_{zx} = \Delta v_x / (2\Delta z)$  entspricht der mittleren horizontalen Scherdeformationsrate über die als fluid betrachtete Unterkruste; im Grenzfall einer temperaturunabhängigen Viskosität würde diese mittlere Scherdeformationsrate im gesamten Tiefenbereich beobachtet werden. Mit der Normierung werden die Kurven unabhängig von der gewählten Geschwindigkeitsdifferenz. Die normierte Deformationsrate  $\dot{\epsilon}_{zx} / (\Delta v_x / (2\Delta z))$  gibt an, um welchen Faktor  $\dot{\epsilon}_{zx}$  von der mittleren Scherdeformationsrate  $\bar{\dot{\epsilon}}_{zx}$  abweicht.

Abbildung 3.6 zeigt die normierte horizontale Scherdeformationsrate für verschiedene Wärme Flüsse und Tiefen der fluiden Unterkruste. Wie bei der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit ist der Einfluß unterschiedlicher Wärme Flüsse und der Tiefenlage der

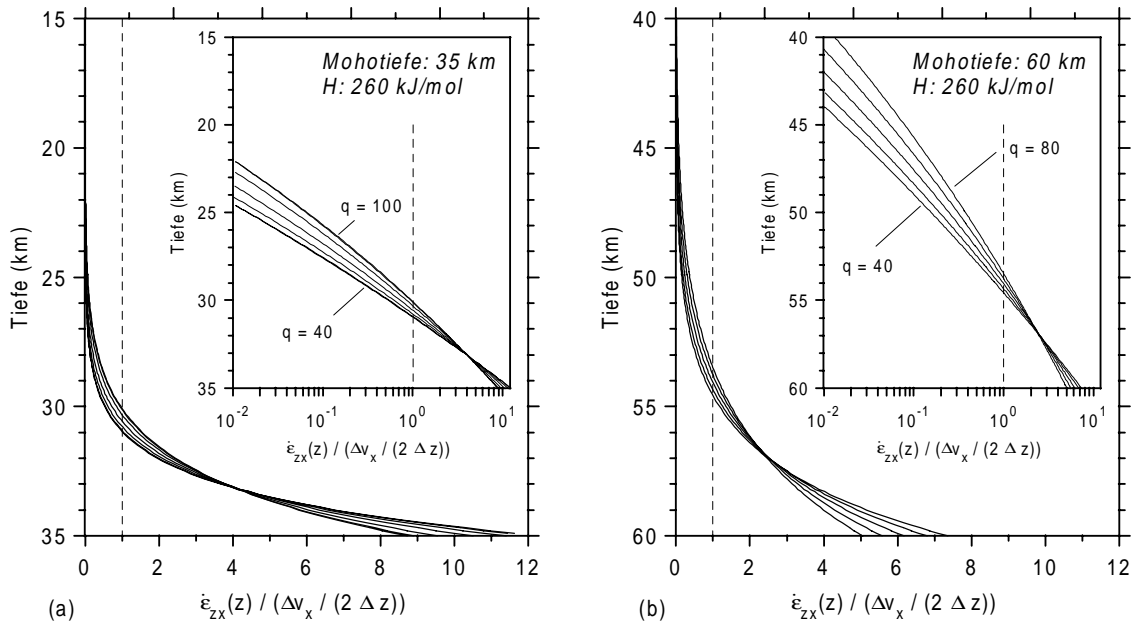


Abbildung 3.6: Normierte horizontale Scherdeformationsraten für unterschiedliche Wärme Flüsse und (a) für eine Unterkruste zwischen 15 und 35 km und (b) für eine Unterkruste zwischen 40 und 60 km. Bei der vertikalen gestrichelten Linie entspricht die Scherdeformation der mittleren Scherdeformationsrate  $\bar{\dot{\epsilon}}_{zx} = \Delta v_x / (2\Delta z)$ . Die Insetts zeigen die gleichen Kurven in logarithmischer Darstellung.

Moho gering (dies ist nicht weiter verwunderlich, da die Deformationsrate die Änderung der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit mit der Tiefe ist). Nur in einem 5 - 6 km breiten Band oberhalb der Platte B wird die mittlere Scherdeformationsrate erreicht bzw. überschritten. Nimmt man z.B. eine mittlere Scherdeformation von  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$  - bei der hier gewählten Schichtdicke von 20 km entspricht das einer Geschwindigkeitsdifferenz von ca. 1.3 mm/a - so werden nach Abbildung 3.6 (a-Inset) erst in ca. 27 km geologisch signifikante Deformationsraten von  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  (d.h. von  $10^{-1} \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ ) erreicht. Direkt oberhalb der Platte B ist die horizontale Scherdeformationsrate um bis zu einem Faktor 10 erhöht.

### 3.3.3 Die Scherspannung $\sigma_{zx}$

Nach ( 3.34 ) hängt die Magnitude der Scherspannung - wie die Geschwindigkeit und die Deformationsrate - von  $\Delta v_x$ ,  $H$  und dem vorgegebenen Temperaturfeld ab; außerdem wird sie noch durch  $A$  und den Exponenten  $n$  des rheologischen Gesetzes beeinflusst. Nach ( 3.34 ) ist die Scherspannung proportional zur  $n$ -ten Wurzel der Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta v_x$ ; diese Abhängigkeit ist in Abbildung 3.7 für einige Gesteine und Mineralien dargestellt. Für ein typischen Unterkrustengestein wie Diabase liegt die Scherspannung bis zu einer Geschwindigkeitsdifferenz von 5 mm/a unter 10 MPa.

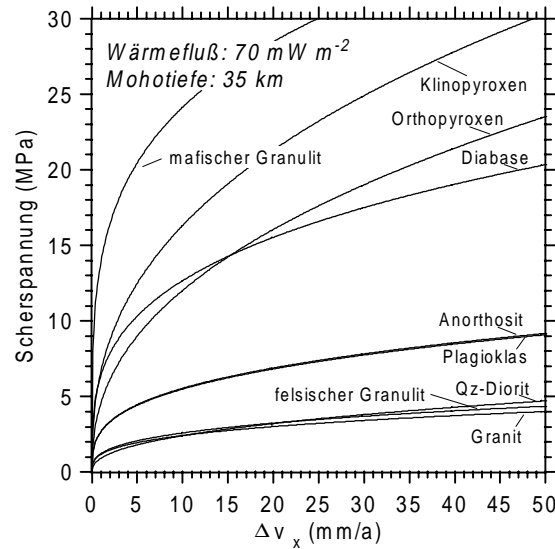


Abbildung 3.7: Horizontale Scherspannung in Abhängigkeit der Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta v_x$  für unterschiedliche Gesteine und Mineralien. Die Tiefenlage der fluiden Unterkruste wurde zu 15 - 35 km gewählt. Das Temperaturfeld wurde aus dem linearen Fit für einen Wärmefluß von  $70 \text{ mW m}^{-2}$  berechnet.

Die relativ willkürlich gewählte Tiefenlage  $z_A$ , unterhalb der das Krustengestein als fluid betrachtet wird, ist für die Magnitude der Scherspannung und das Geschwindigkeitsprofil von geringer Bedeutung. Variiert man, unter beibehalt der Mohotiefenlage und des Temperaturfeldes, die Schichtmächtigkeit  $\Delta z$  der fluiden Unterkruste, so hat diese Variation in einem weiten Bereich keinen Einfluß auf die Scherspannung (Abbildung 3.8). Erst für  $\Delta z$  kleiner als ca. 7 km steigt die Scherspannung an; ein merklicher Anstieg ist erst für  $\Delta z$  kleiner als 3 km zu beobachten.

Betrachtet man das zugehörige Geschwindigkeitsprofil, so ist dies leicht einzusehen. Der horizontale Fluß ist - aufgrund der geringeren Viskosität im unteren Bereich - auf ein Band von ca. 7 km oberhalb der Moho lokalisiert (siehe z.B. Abbildung 3.4). Die Beschränkung der Schichtmächtigkeit hat erst dann einen Einfluß auf die Scherspannung, wenn der Fluß in diesem Band eingeschränkt wird. Für die Anwendung auf geophysikalische Fragestellungen bedeutet dies, daß die Tiefe, in der das Gestein sich plastisch zu deformieren beginnt, nicht genau bekannt sein muß, wichtig ist nur, daß in einem ca. 7 km breiten Band oberhalb der Moho eine plastische Deformation möglich ist.

Für geophysikalische bzw. geologische Anwendungen ist es interessant, die Magnitude der horizontalen Scherspannung für verschiedene Wärmeflüsse und Tiefenlagen der Moho zu betrachten. Abbildung 3.9 zeigt für eine Geschwindigkeitsdifferenz von 2 mm/a die resultierende Scherspannung für Diabase und Anorthosit als Kontourplot in

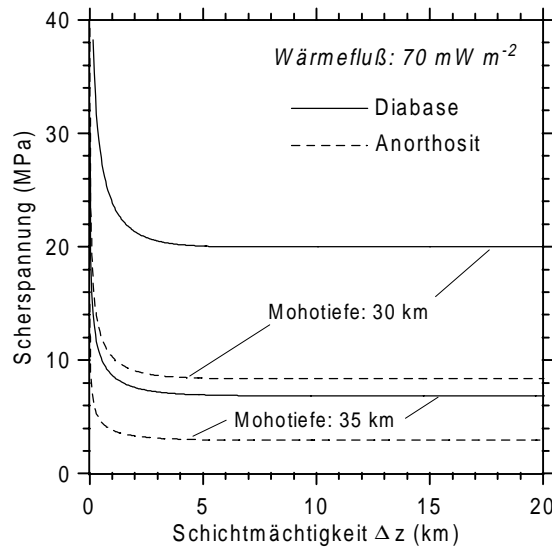


Abbildung 3.8: Scherspannung in Abhängigkeit der Schichtmächtigkeit  $\Delta z$  der fluiden Unterkruste. Das Temperaturfeld (hier  $70 \text{ mW m}^{-2}$ ) wurde nicht verändert. Gezeigt sind die Scherspannungen für zwei Gesteine für eine unterschiedliche Tiefenlage der Moho.

Abhängigkeit des angenommenen Oberflächenwärmeflusses und der Tiefenlage der Moho.

Zur Berechnung wurde jeweils für einen festen Wärmefluß  $q$  und eine Schichtmächtigkeit von 15 km die Tiefenlage  $z_B$  der Moho variiert. Für einen konstanten Wärmefluß  $q$  nimmt die Scherspannung mit zunehmendem  $z_B$  ab, da die Temperatur mit zunehmender Tiefe zunimmt. Aus dem gleichen Grund nimmt für konstantes  $z_B$  die Scherspannung ab, wenn der Wärmefluß sich erhöht. Entlang der herausgehobenen Kontourline ist die Magnitude der Scherspannung 10 MPa. Bei kleinen  $q$  wird die 10 MPa Kontour nur für große Tiefenlagen der Moho unterschritten; ab ca.  $75 - 80 \text{ mW m}^{-2}$  - je nach Gestein - liegt die Scherspannung immer unterhalb von 10 MPa. Zu höheren Wärmeflüssen und größeren Mohotiefen nimmt die Scherspannung noch um ca. 2 Potenzen ab. Bei geringeren Wärmeflüssen und Mohotiefen erreicht die Scherspannung Maximalwerte von über 1000 MPa.

Die Festlegung auf eine Schichtmächtigkeit von 15 km bedeutet keine Einschränkung. Die Scherspannungen erhöhen sich erst signifikant, wenn  $\Delta z$  kleiner als ca. 7 km wird. Da die Scherspannung proportional zur  $n$ -ten Wurzel der Geschwindigkeitsdifferenz ist, läßt sich die Scherspannung für ein anderes  $\Delta v'_x$  aus Abbildung 3.9 durch Multiplikation mit dem Faktor  $(\Delta v'_x / (2 \text{ mm/a}))^{1/n}$  berechnen.

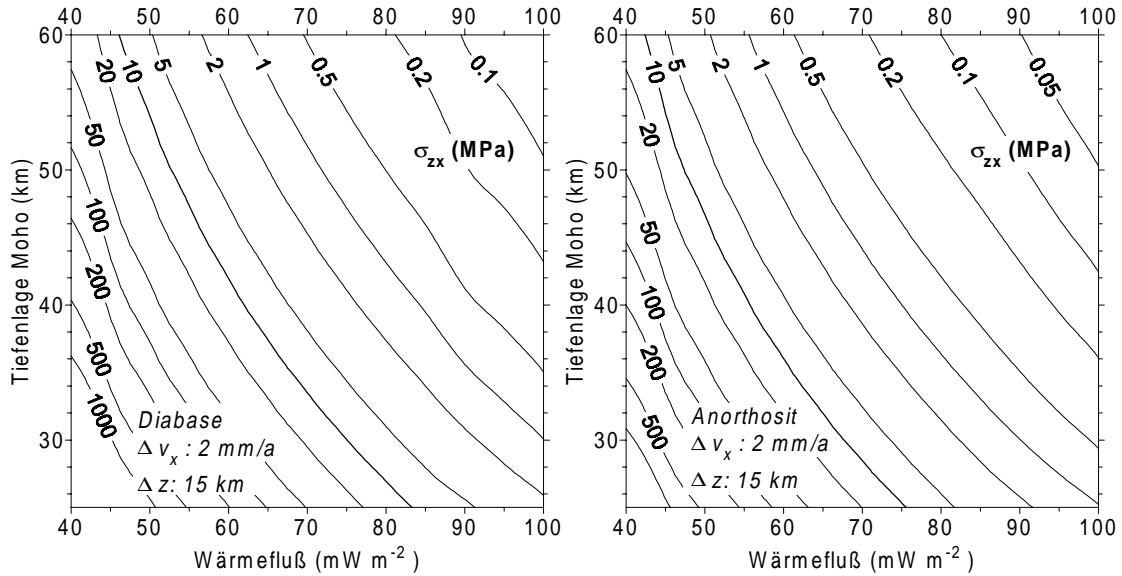


Abbildung 3.9: Scherspannung in Abhängigkeit von Mohotiefe  $z_B$  und Oberflächenwärmefluß  $q$  für Diabase und Anorthosit bei einer Geschwindigkeitsdifferenz von 2 mm/a und einer Schichtmächtigkeit von 15 km. Die Kontourintervalle sind nicht äquidistant gewählt.

### 3.3.4 Dissipierte Energie - Entkopplungslänge $L_x$

Zur Aufrechterhaltung der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den beiden Platten A und B muß dem System ständig Energie zugeführt werden. Für inkompressible Medien läßt sich die pro Einheitsvolumen und Zeit dissipierte Energie  $\dot{W}$  über (Ranalli, 1995, Seite 69):

$$\dot{W} = \eta_{eff} \dot{\epsilon}'_{ij} \dot{\epsilon}'_{ij} = \eta_{eff} \dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \sigma'_{ij} \dot{\epsilon}'_{ij} \quad (3.35)$$

berechnen. Für das vorgestellte DV-Modell ergibt sich mit (3.33), (3.34) und (3.35):

$$\dot{W} = 2 \frac{1}{2} \sigma'_{zx} \dot{\epsilon}'_{zx}(z) = A^{-1/n} \left( \frac{1}{2} \frac{\Delta v_x}{\Delta z} \Delta T R \frac{C_1}{C_2} \right)^{\frac{n+1}{n}} \exp\left( \frac{-H}{RT_{abs}(z)} \right) \quad (3.36)$$

Die pro Einheitsvolumen und Zeit umgesetzte Arbeit ist demnach proportional zur Scherdeformationsrate. Die meiste Energie wird im Gebiet der größten Änderung der horizontalen Geschwindigkeit - also kurz über der Moho - umgesetzt.

Wendet man das 'differential velocity' Modell auf die kontinentale Lithosphäre an, so muß die zur Aufrechterhaltung der unterschiedlichen Geschwindigkeit zwischen Kruste und Mantel erforderliche Energie durch die Plattenrandkräfte geliefert werden. Nimmt man an, daß die Kruste blockiert ist und auf den oberen Mantel eine Plattenrandkraft  $F_x$  in horizontaler Richtung wirkt (Abbildung 3.10 a), so ist zur Verschiebung der unteren



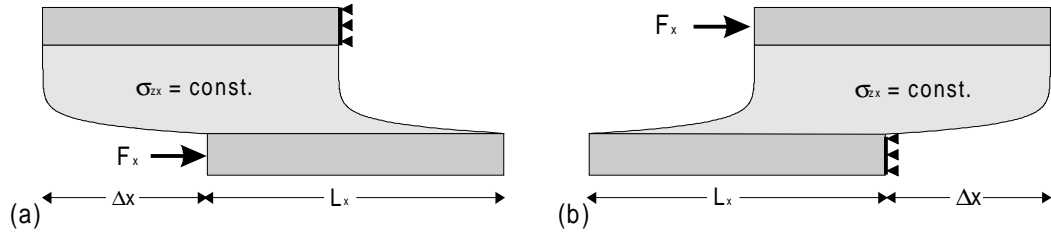


Abbildung 3.10: Skizze der wirkenden Kräfte und Randbedingungen: (a) die obere Platte ist blockiert,  $F_x$  wirkt auf die untere Platte und (b) die untere Platte ist blockiert,  $F_x$  wirkt auf die obere Platte.

Platte um eine Strecke  $\Delta x$  die Arbeit  $F_x \Delta x$  erforderlich. Die Leistung entspricht der pro Zeiteinheit geleisteten Arbeit und beträgt:

$$P = F_x \frac{\Delta x}{\Delta t} = F_x \Delta v_x \quad (3.37)$$

Aus ( 3.36 ) läßt sich die in einem Volumen der Länge  $L_x$  und der Breite 1 m innerhalb der fluiden Unterkruste dissipierte Leistung berechnen:

$$\begin{aligned} P_{diss.} &= \int_V \dot{W} dV = \int_{x=0}^{x=L_x} \int_{y=0}^{y=1} \int_{z=z_A}^{z=z_B} \sigma_{zx} \dot{\epsilon}_{zx} dx dy dz = \int_{x=0}^{x=L_x} \int_{y=0}^{y=1} \sigma_{zx} \Delta v_x dx dy \\ &= \sigma_{zx} \Delta v_x L_x \end{aligned} \quad (3.38)$$

Die dissipierte Leistung ist demnach proportional zur Ausdehnung  $L_x$  des Modells in  $x$ -Richtung.

Im stationären Gleichgewicht ist die im System dissipierte Leistung  $P_{diss.}$  gleich der von außen zugeführten Leistung  $P$ . Gleichsetzen der Gleichungen ( 3.37 ) und ( 3.38 ) ermöglicht es, für eine gegebene Scherspannung  $\sigma_{zx}$  und eine horizontal wirkende Kraft  $F_x$  die Länge  $L_x$  zu bestimmen:

$$L_x = \frac{F_x}{\sigma_{zx}} \quad (3.39)$$

$L_x$  ist die horizontale Ausdehnung, über die aufgrund von Plattenrandkräften eine Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Kruste und Mantel aufrecht erhalten werden kann; sie hängt von der Scherspannung in der fluiden Unterkruste ab.  $L_x$  wird im folgenden als Entkopplungslänge bezeichnet.

Die über die gesamte Lithosphärendicke wirkenden Plattenrandkräfte liegen im Bereich von 1 bis maximal  $10 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$ . Nimmt man an, daß maximal die Hälfte der Plattenrandkraft auf die eine 'Platte' wirkt, so liegen die relevanten Kräfte bei maximal  $5 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$ . Signifikante Entkopplungslängen ergeben sich, wie in Abbildung 3.11 dargestellt, für kleine Scherspannungen und große Kräfte. Für  $\sigma_{zx} = 5 \text{ MPa}$  und  $F_x = 0.5 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$  ergibt sich z.B. eine Entkopplungslänge von 100 km.

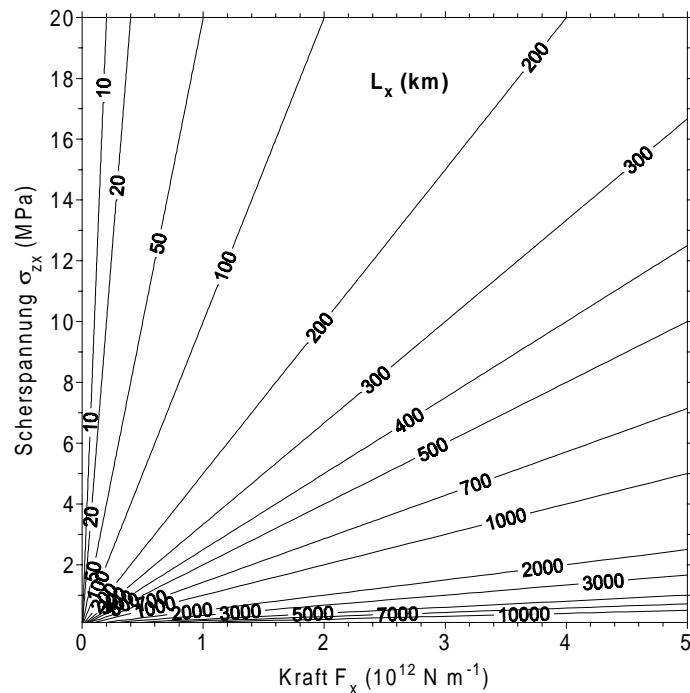


Abbildung 3.11: Mögliche Entkopplungslänge  $L_x$  in Abhängigkeit der Scherspannung  $\sigma_{zx}$  und der Randkraft  $F_x$ . Die gezeigten Kontourintervalle sind nicht äquidistant.

Bei zu kleinen Entkopplungslängen liefert das Modell einen Widerspruch zur Modellannahme. Bei der Herleitung geht man von unendlich ausgedehnten Platten aus; bei einer theoretischen Entkopplungslänge von 20 km und einer fluiden Schichtmächtigkeit von 15 km ist diese Annahme sicherlich nicht mehr gerechtfertigt. In diesem Fall müßten Randeffekte berücksichtigt werden.

Die Abschätzung der Entkopplungslänge zeigt, daß realistische Plattenrandkräfte nur bei einer relativ geringen Scherspannung von maximal 10 MPa zu einer kinematischen Entkopplung von Kruste und Mantel führen können. Wie in Abbildung 3.9 für zwei typische Unterkrustengesteine gezeigt, wird bei einer Geschwindigkeitsdifferenz von 2 mm/a dieser Wert bei einem Wärmefluß von mehr als  $80 \text{ mW m}^{-2}$  für alle Mohotiefen unterschritten. In diesen Gebieten wäre nach dem DV-Modell - bei entsprechenden Randbedingungen - eine kinematische Entkopplung von Kruste und Mantel mit einer Geschwindigkeitsdifferenz von 2 mm/a möglich. In Gebieten mit geringerem Wärmefluß läßt sich nur eine geringe Geschwindigkeitsdifferenz erreichen, bzw. eine Entkopplung ist nur möglich, wenn die Moho zunehmend tiefer liegt.

Der größte Teil der dissipierten Energie wird in Wärme umgewandelt; ein kleinerer Teil steht für chemischen oder physikalischen Änderungen des Gesteins zur Verfügung. Nimmt man an, daß alle Energie in Wärme umgewandelt wird, entspricht  $\dot{W}$  der Wärmeproduktionsrate pro Einheitsvolumen. Diese zusätzliche Wärmeproduktion ist in der

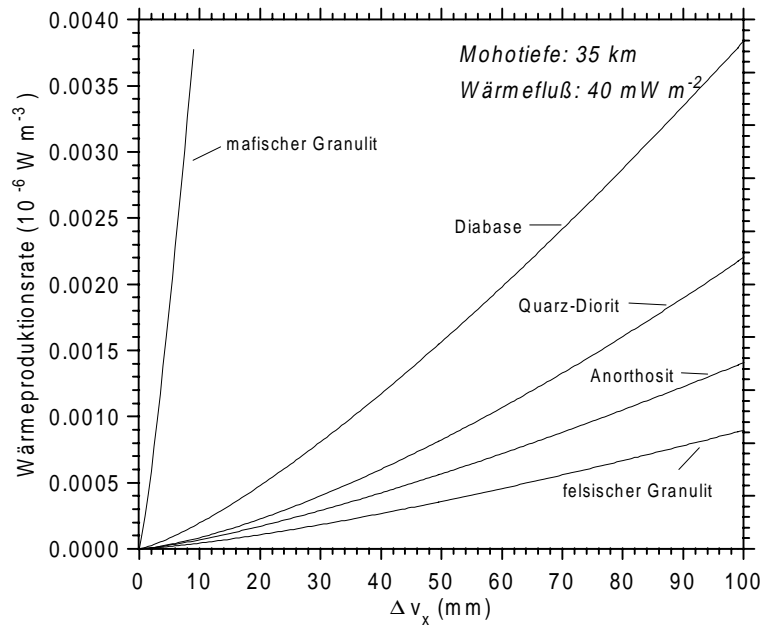


Abbildung 3.12: Maximale Wärmeproduktionsrate für unterschiedliche krustale Gesteine in Abhängigkeit der differentiellen Geschwindigkeit  $\Delta v_x$  bei einem Oberflächenwärmefluß von  $40 \text{ mW m}^{-2}$  und einer Mohotiefe von  $35 \text{ km}$ .

Berechnung der kontinentalen Geothermen in Abschnitt 2.3 nicht berücksichtigt. Die größte Wärmeproduktion ergibt sich für hohe Scherspannungen und große differentielle Geschwindigkeiten direkt über der Moho. Abbildung 3.12 zeigt für unterschiedliche krustale Gesteine die Wärmeproduktionsrate pro Einheitsvolumen an der Moho bei einem Oberflächenwärmefluß von  $40 \text{ mW m}^{-2}$  in Abhängigkeit der Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta v_x$ . Bis zu einem  $\Delta v_x$  von  $100 \text{ mm/a}$  liegt die Wärmeproduktion bei allen Gesteinen - außer mafischem Granulit - unter  $0.004 \cdot 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$ .

Die Wärmeproduktion aufgrund von radioaktivem Zerfall liegt - je nach Gestein - in der Größenordnung von  $2 - 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ W m}^{-3}$  (Schön, 1983). Die durch den Scherfluß erzeugte Wärmeproduktionsrate ist demnach, bis bei mafischem Granulit, um mindestens einen Faktor 50 geringer als die durch radioaktiven Zerfall erzeugte Wärme und kann in sehr guter Näherung bei der Berechnung der Geothermen vernachlässigt werden. Bei mafischem Granulit wird die Scherspannung und damit auch die Wärmeproduktionsrate bei größeren Geschwindigkeitsdifferenzen relativ groß. Bis zu  $\Delta v_x \approx 20 \text{ mm/a}$  liegt die Wärmeproduktionsrate ebenfalls unter 2% der mittleren Wärmeproduktion für die Unterkruste (Tabelle 2.1); zumindest in diesem Geschwindigkeitsbereich kann sie ebenfalls vernachlässigt werden. Höhere Geschwindigkeitsdifferenzen sind bei mafischem Granulit aufgrund der hohen Scherspannung (siehe Abbildung 3.7) physikalisch auch nicht erklärbar; die Entkopplungslänge würde sehr klein werden.

Auf lokalisierten Scherzonen kann die durch den Scherfluß erzeugte Wärme zu einer thermomechanischen Kopplung zwischen Temperatur und Scherspannung führen (Ranalli, 1995). Wird die Geschwindigkeitsdifferenz über einen kleinen Bereich von wenigen 100 Metern aufgebracht, so sind sowohl die Scherspannung als auch die Deformationsrate und damit auch die Wärmeproduktion höher. Lokal 'heizt' sich das Material auf, die Viskosität sinkt und bei gleicher Scherspannung kann eine größere differentielle Geschwindigkeit erreicht werden. Durch die erhöhte Geschwindigkeitsdifferenz wird dann wieder die Wärmeproduktionsrate und damit die Temperaturerhöhung beeinflusst. Diese Rückkopplung führt zu einer thermischen Schwächung (thermal softening) der Scherzone und letztendlich, aufgrund der erniedrigten Viskosität, zu einer weiteren Lokalisierung der Deformation auf der plastischen Scherzone. Ein Gleichgewicht stellt sich ein, wenn alle durch plastische Scherdeformation erzeugte Wärme durch Wärmetransport abgeleitet wird. Bei einer konstanten Scherspannung kann es theoretisch sogar zu immer höheren Geschwindigkeiten und zu lokalem Aufschmelzen des Gesteins in der Scherzone kommen; wird als 'Randbedingung' eine konstante Geschwindigkeitsdifferenz vorgegeben kann sich keine Instabilität ausbilden, die Viskosität und die Scherspannung passen sich an (Ranalli, 1995).

### 3.3.5 Das DV-Modell im drei Schichten Fall

Bei der bisherigen Herleitung wurde angenommen, daß sich die Viskosität zwischen den beiden Platten nur aufgrund der mit der Tiefe zunehmenden Temperatur ändert, d.h. daß das Gestein gleich bleibt. Wendet man das DV-Modell auf die gesamte kontinentale Kruste an, so muß die sich ändernde Lithologie berücksichtigt werden. Die effektive Viskosität ist jetzt nicht mehr stetig und nur stückweise definiert; die Scherspannung ist jedoch weiterhin über den gesamten Tiefenbereich konstant. Für die in Abschnitt 2.2 vorgestellte 'ausgedünnte Kruste' ergeben sich die in Abbildung 3.13 und Abbildung 3.14 gezeigten Geschwindigkeitsprofile, Deformationsraten und Deformationen. Die horizontale Geschwindigkeit ist an den Übergängen stetig, die Deformationsrate zeigt deutliche Sprünge über mehrere 10er Potenzen. Wie in Abbildung 3.13 führt die angenommene Scherspannung von 5 MPa zu einer Geschwindigkeitsdifferenz von ca. 1.7 mm/a über die gesamte Kruste. Der größte Teil der Geschwindigkeitsdifferenz (60%) wird in der mittleren Kruste aufgebracht, der Rest verteilt sich auf die obere Kruste (38%) und die untere Kruste (2%). Die horizontale Deformation eines rechteckigen Krustenausschnittes nach 10 Mio. Jahren zeigt, daß sich die Moho gegenüber Oberfläche um 17 km verschoben hat. Bei dieser Konstellation treten die größten internen Deformation in 18 - 20 km Tiefe und in 22 - 27 km Tiefe auf. Die im undeformier-

### 3.3 DAS 'DV' MODELL: EINE COUETTE STRÖMUNG MIT TEMPERATURABHÄNGIGER VISKOSITÄT

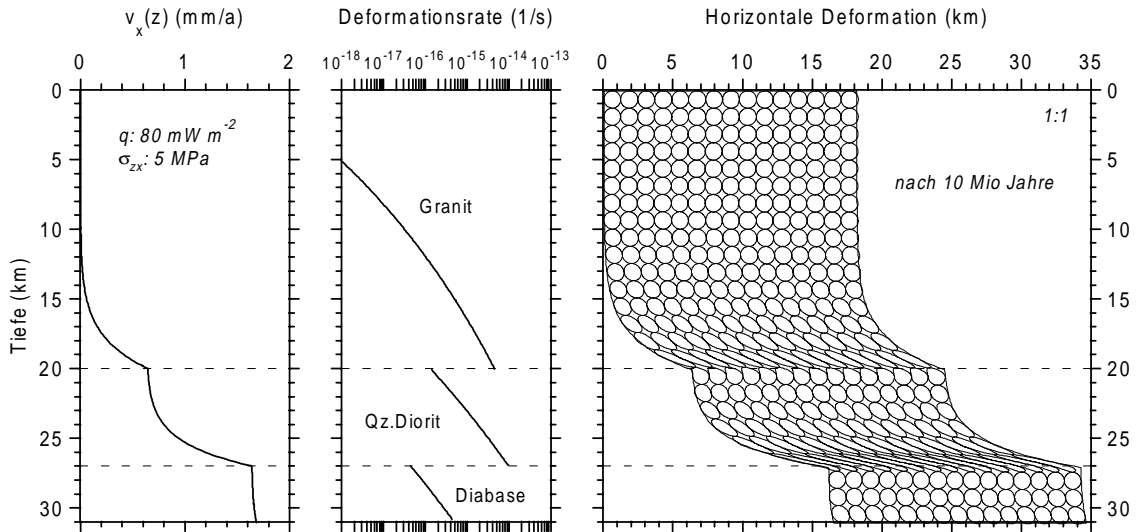


Abbildung 3.13: Geschwindigkeitstiefenprofil, Deformationsrate und Deformation nach 10 Mio. Jahren bei einer Scherspannung von 5 MPa für eine ausgedünnte kontinentale Kruste (Wärmefluß:  $80 \text{ mW m}^{-2}$ ). Die gestrichelten Linien zeigen den Übergang von oberer zu mittlerer Kruste bzw. von mittlerer zu unterer Kruste, die angenommene Gesteinsfolge ist Granit, Quarz-Diorit, Diabase (Werte siehe Tabelle 2.2)

ten Zustand kreisförmigen 'Marker' werden in diesen Abschnitten deutlich verzerrt und bis zu einem Faktor 4 verlängert.

Nimmt man, bei gleicher Temperaturverteilung und Lithologie, eine Scherspannung von 10 MPa an, so ergibt sich eine Geschwindigkeitsdifferenz von 11.6 mm/a. Die Geschwindigkeitsdifferenz verteilt sich nun zu 51% auf die obere, 45% auf die mittlere und 4% auf die untere Kruste (Abbildung 3.14). Die auf den ersten Blick verwunderli-

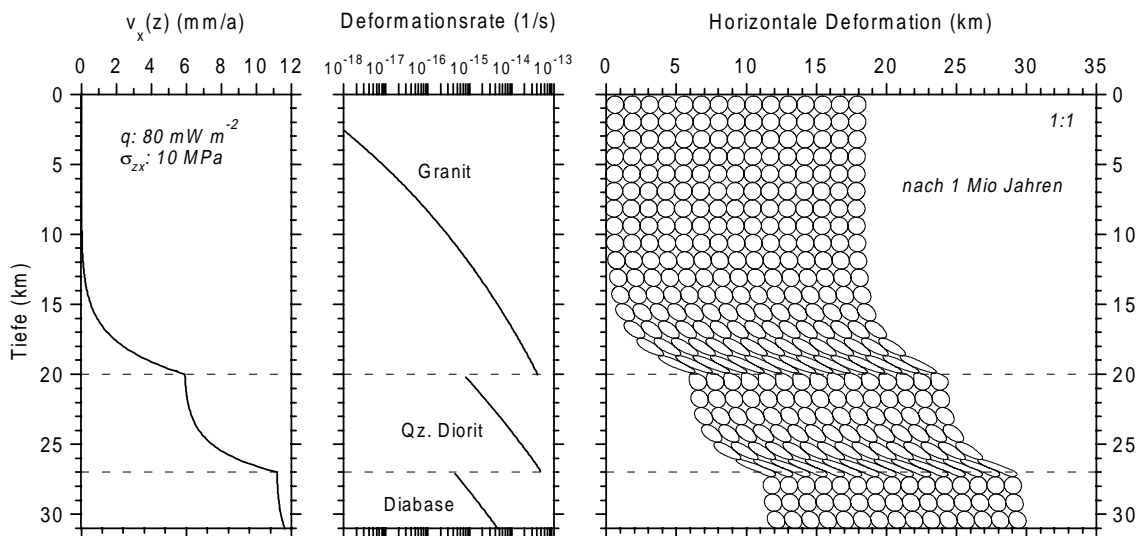


Abbildung 3.14: Geschwindigkeitstiefenprofil, Deformationsrate und Deformation nach 1 Mio. Jahren bei einer Scherspannung von 10 MPa für eine ausgedünnte kontinentale Kruste (Wärmefluß:  $80 \text{ mW m}^{-2}$ ).

che Änderung in der prozentualen Verteilung der Geschwindigkeitsdifferenz liegt an dem nichtlinearen Spannungs-Deformationsraten-Zusammenhang: die differentielle Geschwindigkeit ist proportional zur  $n$ -ten Potenz der Scherspannung, der Exponent  $n$  variiert von Gestein zu Gestein. Die Verschiebung der Moho gegenüber der Oberfläche läge nach 10 Mio. Jahren bei mehr als 116 km; hier ist die horizontale Deformation nach 1 Mio. Jahren dargestellt.

Die beiden Abbildungen zeigen deutlich, daß sich an den lithologischen Grenzen ein kinematischer Entkopplungshorizont ausbilden kann, aber nicht muß. In dem vorgestellten Beispiel verschiebt sich die Unterkruste als nahezu rigider Block. Im Gegensatz zu den einschichtigen Modellen bildet sich hier nicht ein Entkopplungshorizont knapp über der Moho, sondern es treten zwei Entkopplungshorizonte in midkrustalen Tiefen auf. Wählt man ein 'fließfreudigeres' Gestein als Unterkrustenmaterial, so wird sich oberhalb der Moho ebenfalls ein Entkopplungshorizont ausbilden, und die beiden midkrustalen Horizonte werden weniger deutlich ausgeprägt.

### **3.4 Anwendungsgebiete des 'differential velocity' Modells - Diskussion**

Das vorgestellte DV-Modell kann in Gebieten angewendet werden, in denen eine unterschiedliche horizontale Geschwindigkeit von verschiedenen lithosphärischen Stockwerken bekannt ist oder aufgrund von unabhängigen Beobachtungen angenommen wird. Ein Beispiel hierfür sind kontinentale Kollisionszonen. Das Modell ermöglicht auch für einige Regionen die kinematische Entkopplung krustaler Blöcke vom lithosphärischen Mantel zu erklären und evtl. die Tiefenlage der Entkopplungsschicht zu bestimmen. Im folgenden werden einige Regionen oder Szenarien vorgestellt, in denen das DV-Modell anwendbar ist.

#### **3.4.1 Blockrotationen und Bewegung von Mikroplatten**

Aus geologischen, geodätischen, seismischen und paleomagnetischen Beobachtungen folgt, daß in einigen Gebieten (z.B. Neuseeland, Zentralasien, Westen der USA, Japan) die kontinentale krustale Deformation teilweise durch die Bewegung von 'Mikroplatten' beschrieben werden kann (Thatcher, 1995). In vielen aktiven Gebieten beobachtet man eine Rotation von krustalen Blöcken um mehr als  $35^\circ$  um die senkrechte Achse oder eine laterale Verschiebung der Blöcke (Thatcher, 1995). Ratschbacher et al. (1991; 1991) erklären die geologische Konstellation in der Region zwischen den östlichen Alpen und dem Karpatenbogen durch eine lateralen Extrusion (lateral extrusion) von krustalen Einheiten nach Osten. In diesem Prozeß wurden krustale Blöcke um bis zu

200 km verschoben. Als treibende Kräfte sehen Ratschbacher et al. das gravitative Zergleiten der Ostalpen und die aus der Konvergenz der afrikanischen bzw. apulischen und der europäischen Platte resultierenden Plattenrandkräfte. Die in der oberen Kruste existierenden Störungssysteme setzen sich nicht bis zur Lithosphären-Asthenosphäregrenze durch; zwischen dem oberen Mantel und den krustalen Blöcken muß demnach zur Zeit der Bewegung eine differentielle laterale Geschwindigkeit existiert haben.

Müller et al. (1997) zeigen aus einer Analyse der Spannungsindikatoren der World Stress Map (Zoback et al., 1989; Müller et al., 1992; Zoback, 1992), daß das tektonische Spannungsfeld in Westeuropa durch reine Plattenrandkräfte in Verbindung mit den klassischen Festigkeitskurven nicht vollständig erklärt werden kann. Die Spannungsindikatoren zeigen in der westeuropäischen Spannungsprovinz nördlich der Alpen und Pyrenäen eine nahezu homogene Orientierung der maximalen horizontalen Kompression mit  $N145^{\circ} \pm 25^{\circ} E$ , während das vorwiegend aus Erdbeben abgeleiteten tektonische Regime kleinräumig zwischen Blattverschiebung (49% der Daten), Abschiebung (30%) und Aufschiebung (21%) wechselt. Die Richtung der maximalen horizontalen Kompression ist durch eine Überlagerung des ridge push vom mittelatlantischen Rücken und der Konvergenz der afrikanischen und eurasischen Platte sehr gut zu erklären. Diese Randkräfte führen im Untersuchungsgebiet zu einer horizontalen Kompression, die sich in Aufschiebungs- und Blattverschiebungsregime manifestieren sollte. In diesem Bild sind der relativ hohe Anteil an Daten die auf ein Abschiebungsregime hinweisen nicht zu verstehen. Zur Erklärung dieses scheinbaren Widerspruchs entwickeln Müller et al. (1997) ein tektonisches Modell, in dem die obere Kruste durch - in früheren tektonischen Ereignissen angelegte - Störungen in Blöcke zerlegt ist (Ziegler, 1995a; Ziegler, 1995b). Mit Hilfe des DV-Modells läßt sich abschätzen, daß sich diese krustalen Blöcke aufgrund des hohen Wärmeflusses von ca.  $70 - 80 \text{ mW m}^{-2}$  im Untersuchungsgebiet (Cermak, 1979) kinematisch vom lithosphärischen Mantel entkoppeln lassen. Nimmt man eine Plattenrandkraft von  $1 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$  und eine Entkopplungslänge über das gesamte Untersuchungsgebiet  $L_x = 500 \text{ km}$  an, so ergibt sich nach Abbildung 3.11 eine (ent)koppelnde Scherspannung von ca. 2 MPa. Je nach Tiefenlage des Entkopplungshorizontes und des lithologischen Aufbaus der Kruste lassen sich hiermit Geschwindigkeitsdifferenzen bis zu 2 mm/a erklären (Abbildung 3.7). In diesem Bild erklären Müller et al. die zunächst verwunderlichen Abschiebungsbeben wie folgt: Als Reaktion auf die (kompressiven) Plattenrandkräfte bewegen sich die krustalen Blöcke relativ gegeneinander und ermöglicht durch die geringe Scherspannung zwischen Kruste und Mantel auch unabhängig vom oberen Mantel; abhängig von der Orientierung der Blockgrenzen gegenüber dem externen Spannungsfeld kommt es bei dieser Bewegung zu Aufschie-

bungs- und Blattverschiebungsbeben, aber auch zu Abschiebungsbeben an den Blockgrenzen. Da die Blockgrenzen keine ausgeprägten Schwächezonen - wie z.B. die San Andreas Fault - darstellen, wird die Orientierung der größten horizontalen Kompression nicht signifikant durch die Blockgrenzen beeinflusst.

### **3.4.2 Die reflektive Unterkruste - das Abbild einer horizontalen Deformation**

Die in vielen kontinentalen Reflexionsprofilen (z.B. Westeuropa ( BIRPS: Matthews, 1986; ECORS: Bois et al., 1988; DEKORP: Meissner und Group, 1991) oder Basin und Range (Thompson und Hill, 1986)) beobachtete reflektive Unterkruste wird oft als Abbild eines horizontalen Materialtransportes interpretiert (z.B. Mooney und Meissner, 1992; Rey, 1993, und Zitate darin). Sie wird vorwiegend in Regionen beobachtet, in denen das letzte prägende tektonische Ereignis zu einer Ausdünnung der Kruste führt oder geführt hat (Rey, 1993). In der Basin and Range Provinz ist der Prozeß rezent; die World Stress Map (Zoback, 1992) zeigt, daß hier die ausgedünnte Kruste unter Extension steht. In Westeuropa wird die Ausdünnung der Kruste mit der variskische Orogenese und deren postorogenem gravitativem Zergleiten in Verbindung gebracht. In beiden Regionen ist zur Zeit der Deformation die Temperatur in der Kruste erhöht (Rey, 1993). Wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt, sagt das DV-Modell bei erhöhten Temperaturen eine mögliche Entkopplung von Kruste und Mantel vorher.

Obwohl die klassischen Festigkeitskurven oft zur Begründung eines horizontalen Massentransports verwendet werden, können sie - wie in Abschnitt 2.5.3 diskutiert - entweder keine differentielle Geschwindigkeit oder nur eine mit der Tiefe konstante Geschwindigkeitszunahme zwischen unterschiedlichen Tiefen erklären. Das hier vorgestellte DV-Modell sagt bei einer differentiellen Geschwindigkeit zwischen Kruste und Mantel die Bildung von einer oder mehreren 'Bändern' vorher in denen sich die Deformation lokalisiert. Geht man davon aus, daß die Geschwindigkeitsdifferenz nur über die Unterkruste aufgebracht wird, so bildet sich direkt über der Moho eine ca. 5 - 7 km breite Zone in der es zu einer erhöhten Scherdeformation kommt. Kann sich aufgrund der angreifenden Kräfte die Geschwindigkeitsdifferenz über die gesamte Kruste ausbilden, so kommt es zu der in Abbildung 3.13 und Abbildung 3.14 skizzierten Scherdeformation. Je nach Gestein, Temperatur und Geschwindigkeitsdifferenz sind die jeweiligen Scherzonen unterschiedlich stark ausgeprägt. Wie in Abbildung 3.13 und Abbildung 3.14 skizziert, führt diese Scherung bei großen Kräften innerhalb geologisch kurzer Zeiträume zu einer deutlichen Elongation von Heterogenitäten in horizontaler Richtung. Nimmt man an, daß die Heterogenitäten einen Impedanzkontrast gegenüber der Matrix aufweisen, so kann man die reflektive Unterkruste als Abbild einer lamellierten Unterkruste interpretieren. In diesem Bild versteht man die Lamellen als in hori-



zontaler Richtung ausgedehnte 'Marker'; diese Marker können entweder bei der Entstehung der Kruste gebildet und durch den Scherfluß elongiert worden sein, oder sich durch die Scherung ausgebildet haben (z.B. mylonitische Gesteine, Christensen und Szymanski, 1988). Bei dem gravitativen Zergleiten eines Orogens sind die bei der Herleitung des DV-Modells gemachten Annahmen, daß alle Bewegungen in horizontaler Richtung stattfinden und ein Druckgradient in horizontaler Richtung vernachlässigt werden kann sicherlich zu einfach. Das DV-Modell erlaubt jedoch die Kräfte, die zur Erzeugung einer differentiellen Geschwindigkeit innerhalb der Lithosphäre erforderlich sind, abzuschätzen. Ein Vergleich mit den tektonischen Kräften zeigt, daß sich die Lamellen, wenn sie durch eine differentielle Bewegung erzeugt werden, in tektonisch aktiven Regionen gebildet werden.

### 3.4.3 Kontinent-Kontinent Kollisionszonen

Kontinent-Kontinent Kollisionszonen entstehen, wenn sich - aufgrund fortschreitender Subduktion von ozeanischer Lithosphäre an einem Kontinentalrand - ein Ozean vollständig geschlossen hat. Die vergleichsweise geringe Dichte von kontinentaler Kruste verhindert, daß diese subduziert wird. Im relativ 'großskaligen' Bild der Plattentektonik in dem die kontinentalen Anteile der Lithosphäre als feste, undeformierbare Platten beschrieben werden, ist damit eine weitere Konvergenz der beiden Platten nicht möglich. In vielen kontinentalen Kollisionszonen beobachtet man jedoch eine weitere Konvergenz der Platten und eine Ausweitung der Deformation senkrecht zur Plattengrenze auf einen breiten Gürtel von mehreren 100 km (Eisbacher, 1991; Keary und Vine, 1996).

Über das Deformationsverhalten der Lithosphäre in einer solchen Kontinent-Kontinent Kollision existieren konträre Modelle (z.B. Molnar und Taponier, 1975; England und McKenzie, 1982; Bird, 1988; Willet et al., 1993), die in Abbildung 3.15 vereinfacht dargestellt sind. Bei der einen Modellvorstellung (Abbildung 3.15 a) deformiert sich die gesamte Lithosphäre aufgrund von in horizontaler Richtung wirkenden externen Kräften in reiner Scherung (pure shear); Kruste und lithosphärischer Mantel werden in gleichem Maße 'gestaucht' und verdicken sich, eine Relativbewegung zwischen einzelnen Stockwerken der Lithosphäre findet hierbei nicht statt.

Bei diesen Randbedingungen kann die Festigkeit der Lithosphäre aus den klassischen Festigkeitskurven abgeschätzt werden. Diese Modellvorstellung erlaubt großräumige Problemstellungen durch die thin-sheet Näherung auf ein 2-D Problem zu reduzieren. Bei der thin-sheet Näherung wird angenommen, daß die Spannungen und die horizontale Geschwindigkeit mit der Tiefe konstant sind. Die Lithosphäre wird wie der Name

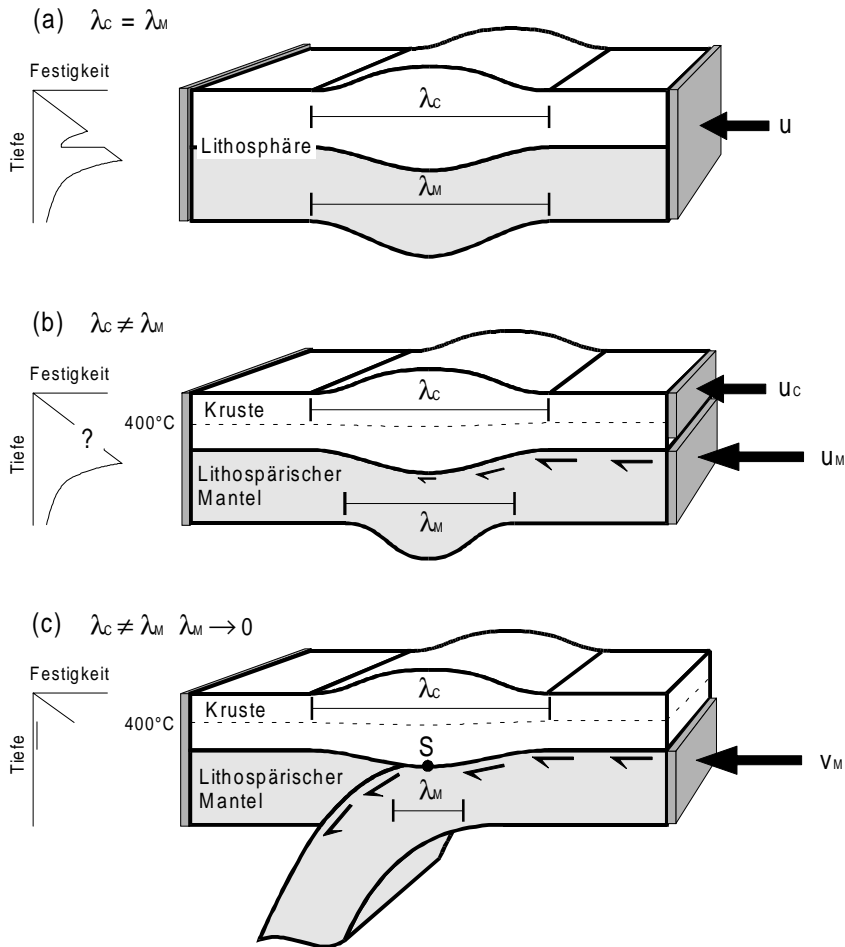


Abbildung 3.15: Mögliche Modelle zum Deformationsverhalten der Lithosphäre in Kontinent-Kontinent Kollisionzonen.  $\lambda_C$  gibt die Breite der krustalen Deformationsfront senkrecht zu den Plattengrenzen an,  $\lambda_M$  ist die Breite der Deformationszone im Mantel. Die Diagramme skizzieren die für die jeweilige Deformation relevante Festigkeitskurve. (a) Die gesamte Lithosphäre deformiert sich um den gleich Betrag ( $\lambda_C = \lambda_M$ ), es findet keine Scherbewegung zwischen Kruste und Mantel statt. (b) Scherbewegung zwischen Kruste und Mantel ermöglichen eine unterschiedliche Deformation;  $\lambda_C \neq \lambda_M$ . (c) Der lithosphärische Mantel subduziert ohne große interne Deformation ( $\lambda_M \rightarrow 0$ ), die Kruste wird aufgrund der Scherspannung an ihrer Basis deformiert (modifiziert nach Ellis et al., 1995b).

schon sagt, durch eine 'dünne Platte' angenähert. Molnar und Tapponier (1975) wenden diese Näherung bei der Berechnung der Kollision von indischer und eurasischer Platte an. Dabei wird die indische Lithosphäre als starrer Indentor, die eurasische Lithosphäre als leichter deformierbare Platte betrachtet.

Abbildung 3.15 b skizziert ein mögliches 'Zwischenmodell' zwischen (a) und (c). Kruste und lithosphärischer Mantel deformieren sich - ermöglicht durch eine Zone erniedrigter Viskosität im Bereich der Unterkruste - unterschiedlich. Die Festigkeit der Lithosphäre für diesen Deformationsstil ist analytisch nicht einfach zu berechnen. Bird

(1988; 1989) behandelt diese Problemstellung mit Hilfe von zwei übereinander liegenden dünnen Schichten, die über eine viskose Unterkruste entkoppelt sind.

In der letzten Modellvorstellung (Abbildung 3.15 c) wird die Konvergenz der beiden Platten und die Deformation in der Kruste durch die Subduktion des lithosphärischen Mantels der einen Platte hervorgerufen (Willet et al., 1993; Beaumont et al., 1994; Ellis et al., 1995b). Der lithosphärische Mantel der rechten Platte löst sich im Punkt S von der Kruste und taucht aufgrund des negativen Auftriebs ab. Dieses Modell benötigt keine seitlichen tektonischen Kräfte, die die Kruste deformieren; der sich mit unterschiedlicher horizontaler Geschwindigkeit bewegende Mantel übt eine horizontale Scherspannung auf die Kruste aus und führt in dieser zu Deformationen. In dieser Vorstellung können die kontinentalen Orogene als ein großes Äquivalent zu Akkretionskeilen verstanden werden (Willet et al., 1993; Ellis et al., 1995b). Beaumont et al. (1994) und Ellis et al. (1995a) untersuchen das krustale Deformationsverhalten bei diesen Randbedingungen, indem sie einen vertikalen Schnitt durch die Kruste durch ein plane-strain Finite-Elemente Modell realisieren. Der Mantel wird nicht in das Modell aufgenommen, sondern seine Bewegung als Geschwindigkeitsfeld an der Basis der Kruste aufgegeben. Die Randbedingungen sind in diesem Fall vergleichbar mit denen des DV-Modells (vergl. z.B. Abbildung 3.10 a). Wie auch durch das DV-Modell vorhergesagt, bilden sich bei Beaumont et al. - je nach Wahl der Rheologie und der Temperatur - horizontale Zonen erhöhter Deformationsraten in der Unterkruste. Aufgrund der kinematischen Randbedingungen - die zur Aufrechterhaltung der Geschwindigkeitsdifferenz erforderlichen Kräfte werden nicht berücksichtigt - ermöglicht das Modell von Beaumont et al. und Ellis et al. jedoch keine Abschätzung der Entkopplungslänge.

Wie in Abschnitt 3.3.4 gezeigt, kann eine unendlich lange Entkopplungszone durch tektonische Kräfte nicht erzeugt werden. Das in Abbildung 3.15 c skizzierte 'Extremmodell' berücksichtigt dies nicht. Daher scheint eine Kombination von b und c eine realistischere Modellvorstellung für eine Kontinent-Kontinent Kollision zu sein; sie ist in Abbildung 3.16 dargestellt.

Wie von Willet et al. (1993) und Beaumont et al. (1994) vorgeschlagen und in Abbildung 3.15 c skizziert, löst sich der lithosphärische Mantel der einen Platte (Platte II) von der Kruste und subduziert. Der negative Auftrieb des subduzierten Mantels führt zu einer Kraft (slab pull,  $F_{SP}$ ), die auf den lithosphärischen Mantel dieser Platte wirkt. Die Festigkeit der Lithosphärenplatte nimmt ab, da zu einer weiteren Konvergenz nur noch eine Deformation der Kruste, aber nicht des lithosphärischen Mantels notwendig ist; der Mantel kann ohne große Deformation unter der Kruste 'hindurchgeschoben' werden. Wenn die Plattenrandkräfte ( $F_{RP}$ ) und die Kraft auf den Mantel der Platte II

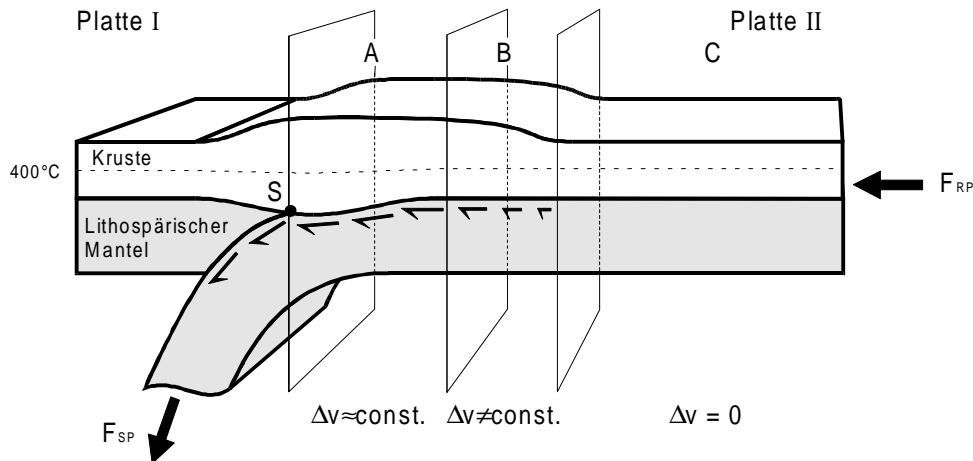


Abbildung 3.16: Modell für die krustale Deformation in einer Kontinent-Kontinent Kollisionszone. Zone A: lithosphärischer Mantel bewegt sich mit einer Geschwindigkeitsdifferenz gegenüber der Kruste, die Kruste ist bereits deformiert, eine weitere Deformation in dieser Zone wird nicht aufgebaut. Zone B: hier findet die aktuelle Deformation in der Kruste statt. Die differentielle Geschwindigkeit nimmt von rechts nach links zu. Zone C: keine Deformation in der Kruste oder im Mantel, keine differentielle Geschwindigkeit.

ausreichen, um diese reduzierte Festigkeit der Kruste zu überwinden, kommt es zu einer weiteren Konvergenz der beiden Platten. Dabei kommt es einerseits durch die 'nachschiebende' Platte und andererseits - wie von Ellis et al. und Beaumont et al. gezeigt - durch die Scherbewegung an der Basis der Kruste zu einer krustalen Deformation. Sie führt in einem Bereich (Zone A und B in Abbildung 3.16) zu einer Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Kruste und Mantel.

In Zone A besteht eine mit der Entfernung von S nahezu konstante Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Kruste und Mantel. Die Kruste ist deformiert, eine weitere Konvergenz in diesem Bereich tritt nicht auf. Auf der rechten Seite tritt in die Zone A gleich viel Mantelmaterial ein, wie auf der linken Seite die Zone wieder verläßt. In Zone B nimmt die Mantelgeschwindigkeit von links nach rechts ab; am rechten Rand von Zone B ist die Geschwindigkeitsdifferenz null. In einem festen Zeitintervall verläßt mehr Mantelmaterial Zone B auf der linken Seite, als von der rechten Seite nachrückt. Das ist gleichbedeutend damit, daß sich diese Zone verkürzt. Da das Krustenmaterial in Zone B erhalten bleibt, muß sich die Kruste verdicken, es kommt es zu einer Deformation in diesem Bereich<sup>1</sup>. Die Grenzen zwischen Zone A und B sowie B und C verschieben sich leicht nach rechts. Damit verbreitert sich Zone A und die Region aktueller krustaler Deformation (Zone B) schreitet nach rechts in bislang undeformiertes Gebiet fort. In-

<sup>1</sup> Läßt man einen Materialtransport parallel zur Plattengrenze zu, kann das Krustenmaterial auch (teilweise) in dieser Richtung ausweichen.

nerhalb Zone C besteht keine differentielle Geschwindigkeit zwischen Kruste und lithosphärischem Mantel.

In Zone A ist das DV-Modell anwendbar. Damit wird eine grobe Abschätzung der möglichen Entkopplungslänge zwischen Kruste und Mantel und damit auch der Breite der Deformationsfront möglich. Wie in Abschnitt 3.3.4 gezeigt, ist bei gegebener tektonischer Kraft die Entkopplungslänge abhängig von der Geschwindigkeitsdifferenz und von der Scherspannung, die sich in der fluiden Unterkruste aufbaut. Bei gleichmäßig fortschreitender Deformation in Zone B entspricht die differentielle Geschwindigkeit in Zone A der Konvergenzgeschwindigkeit der beiden Platten. Bei aktiven Kontinent-Kontinent Kollisionszonen folgen aus den Plattenbewegungen Konvergenzgeschwindigkeiten im Bereich von 10 - 50 mm/a (Bott, 1982). Für ein Orogen mit erhöhtem Wärme flu ß ( $80 \text{ mW m}^{-2}$ ) und einer auf ca. 50 km abgesenkten Moho liegt nach Abbildung 3.9 für diese Geschwindigkeitsspanne die Scherspannung zwischen 1.5 und 2.5 MPa. Nach Abbildung 3.11 sind bei einer realistischen tektonischen Kraft von  $1 \text{ TN m}^{-1}$  Entkopplungslängen von ca. 500 - 700 km möglich. Diese Abschätzung ist sicherlich zu hoch, denn sie vernachlässigt die Geschwindigkeitsdifferenz und die daraus resultierende Scherspannung in Zone B und den Einfluß der sich verdickenden Kruste (dieser Effekt ist im DV-Modell Ansatz nicht enthalten). Die Werte liegen jedoch in der gleichen Größenordnung wie die in Kollisionszonen beobachteten Deformationsgürtel. Nach dem DV-Modell ist die Tiefe des Deformationsgürtels abhängig von der Temperaturverteilung, der Magnitude des negativen Auftriebs des subduzierenden Mantels (slab pull) und von der Konvergenzgeschwindigkeit der beiden Platten. Sie nimmt für höhere lithosphärische Temperaturen, größeren slab pull und kleinere Konvergenzgeschwindigkeiten zu.

Die an der Basis der brüchigen Kruste wirkende Scherspannung führt zu einer mit abnehmender Entfernung von S zunehmenden zusätzlichen Kompression senkrecht zur orogenen Front (Melosh, 1977). Diese Kompression überlagert sich den Plattenrandkräften und führt zu einer Lokalisierung der Deformation am Plattenrand.

In den Regionen der Kollisionszone in denen eine differentielle Geschwindigkeit zwischen Kruste und Mantel besteht, sagt das DV-Modell die Bildung einer horizontalen Deformationszone oberhalb der Moho voraus. Die auf einer Reflexionssektion am nördlichen Alpenrand beobachtete reflektive Unterkruste (Abbildung 3.17) kann in diesem Sinne interpretiert werden. Das Profil läuft von einem Gebiet mit alpiner Deformation (Schweizer Jura) in ein durch die alpine Orogenese nicht beeinflussten Bereich. Nach der in Abbildung 3.16 skizzierten Überlegung, kann man im Bereich des Schweizer Jura eine mehr oder weniger rezente differentielle Geschwindigkeit zwischen

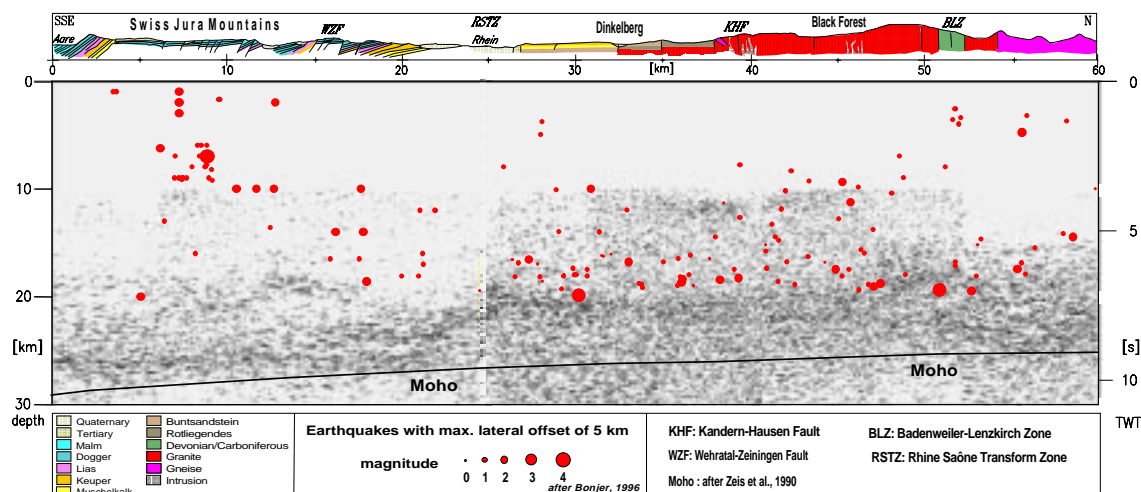


Abbildung 3.17: Zeitmigrierte Reflexionssektion am nördlichen Alpenrand. Das Profil verläuft vom südlichen Schwarzwald in den Schweizer Jura. Die reflektive Unterkruste ist auf dem gesamten Profil gut zu erkennen. Im Bereich des Jura deutet sich eine Konzentration der Reflektivität auf einen schmales Band oberhalb der Moho an (aus Mayer et al., 1997).

Kruste und Mantel erwarten. Die im Bereich des Jura (linke Bildseite, Abbildung 3.17) in einem ca. 5 - 7 km breiten Band oberhalb der Moho beobachtete Reflektivität kann als Ausdruck der rezenten Deformation in der Unterkruste verstanden werden. Die Mächtigkeit der Deformationszone stimmt sehr gut mit der durch das DV-Modell vorhergesagten überein. Die reflektive Unterkruste unterhalb des südlichen Schwarzwalds - also außerhalb der aktiven Kollisionszone - kann nicht durch einen aktuellen lateralen Massentransport erklärt werden. Die Reflektivität in der Unterkruste muß durch ältere Prozesse, evtl. wie von Rey (1993) vorgeschlagen sogar während der variskischen Orogenese, entstanden sein.

### 3.5 Vergleich des DV-Modells mit den klassischen Festigkeitskurven - Zusammenfassung

Das hier vorgestellte DV-Modell beschreibt - im Fall einer Geschwindigkeitsdifferenz zwischen einzelnen Stockwerken der Kruste - die Scherspannung und das Geschwindigkeitsprofil in dem dazwischen liegenden, sich plastisch deformierenden Teil der Kruste. Es ermöglicht die Deformationsrate und effektive Viskosität in Abhängigkeit der Tiefe zu berechnen. Die Berechnung der möglichen Entkopplungslänge zeigt, daß die tektonischen Kräfte eine differentielle Geschwindigkeit vorwiegend in Regionen mit hohem Wärmefluß initiieren können.

Ein Vergleich des DV-Modells mit den klassischen Festigkeitskurven (constant strain rate model; CSR-Modell) zeigt, daß sich die beiden Modelle deutlich unterscheiden. In Abbildung 3.18 sind für eine Region mit ausgedünnter Kruste und hohem Wärmefluß

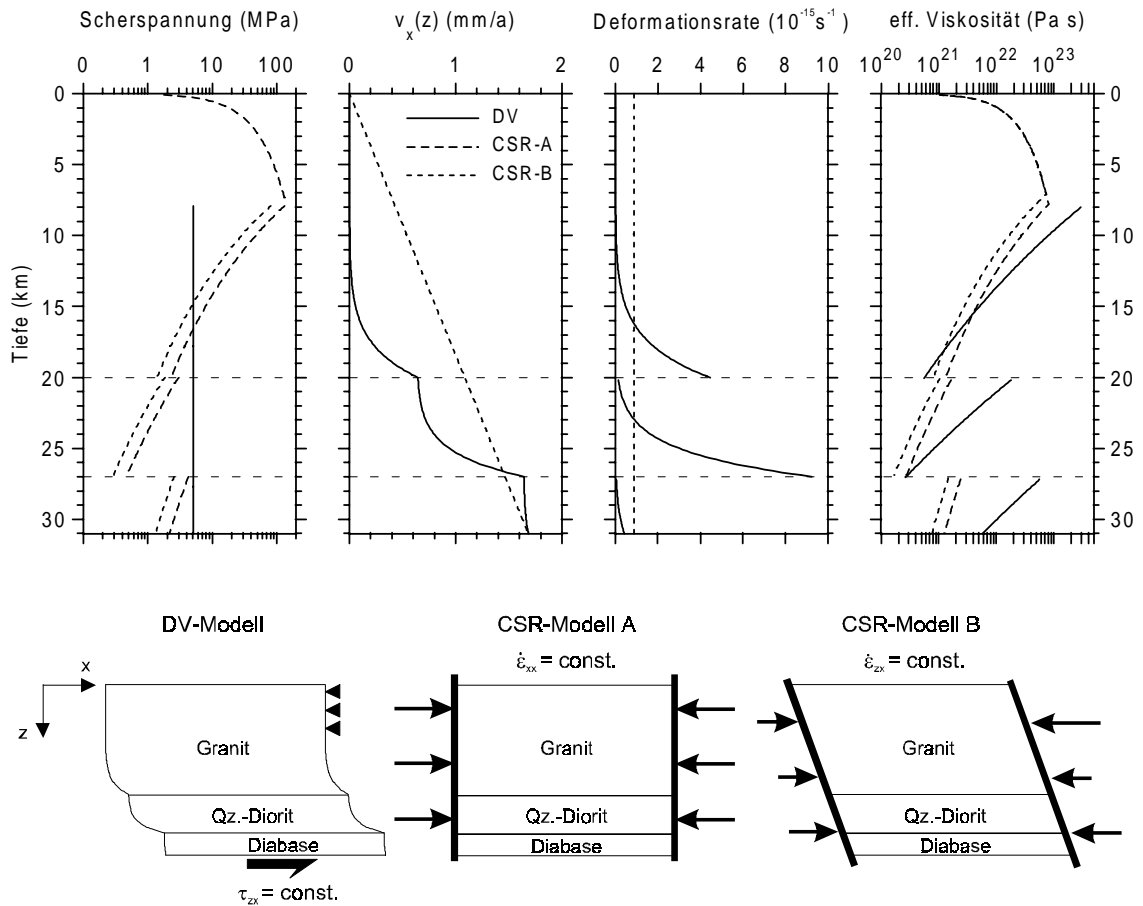


Abbildung 3.18: Scherspannung, Geschwindigkeit, Deformationsrate und effektive Viskosität in Abhängigkeit der Tiefe für das DV-Modell und die klassischen Festigkeitskurve (CSR-Modell). Für das CSR-Modell gibt es zwei Möglichkeiten, eine mit der Tiefe konstante Deformationsrate zu erzeugen: Modell CSR-A entspricht der üblichen Interpretation ( $\dot{\epsilon}_{xx} = \text{const.}$ ), Modell CSR-B ist eine alternative Möglichkeit ( $\dot{\epsilon}_{zx} = \text{const.}$ ). Die konstante Deformationsrate im Fall der CSR-Modelle beträgt  $8.6 \cdot 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ . Die drei kleinen Skizzen verdeutlichen, wie die Kruste in den einzelnen Modellen deformiert wird.

( $80 \text{ mW m}^{-2}$ ) die Scherspannung, Geschwindigkeit, Deformationsrate und die effektive Viskosität für das DV-Modell und das CSR-Modell dargestellt. Wie in Abschnitt 2.5.3 diskutiert, kann die im CSR-Modell geforderte konstante Deformationsrate durch zwei Konstellationen erzeugt werden (Abbildung 3.18: Modell CSR-A, Modell CSR-B). Die Deformationsrate im CSR-Modell wurde so gewählt, daß die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Kruste und Mantel im Modell CSR-B gleich der im DV-Modell ist. Die Modelle sind somit vergleichbar.

Die Scherspannung in der Unterkruste beträgt im DV-Modell 5 MPa, sie ist mit der Tiefe konstant und liegt bis ca. 16 km unter der Scherspannung die sich aus dem CSR-Modell ergibt. Im CSR-Modell wird die maximale Scherspannung von 140 MPa am BP-Übergang erreicht.

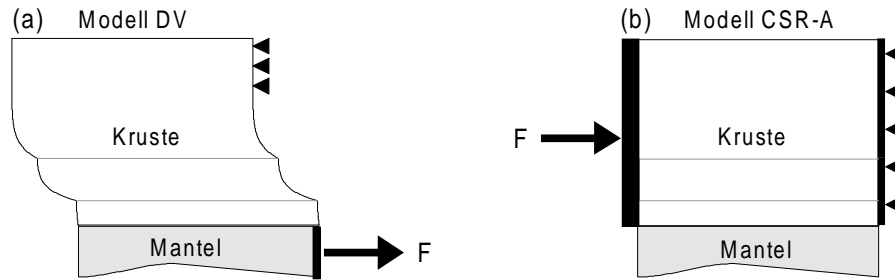


Abbildung 3.19: Vergleich unterschiedlich angreifender tektonischer Kräfte und relevanter Modelle. (a) Kraftansatz, der zu einer unterschiedlichen horizontalen Geschwindigkeit zwischen der (blockierten) oberen Kruste und dem Mantel führt; DV-Modell. (b) Die gesamte Kruste wird durch horizontal angreifende Kräfte deformiert. Modell CSR-A.

Im DV-Modell variiert die Deformationsrate stark mit der Tiefe; in einem ca. 4 km breiten Band im unteren Bereich der Oberkruste und der Mittelkruste überschreitet sie die Deformationsrate des CSR-Modells um einen Faktor 5 bzw. 10. Das DV-Modell sagt eine Lokalisierung der Deformation in der Unterkruste vorher, das CSR-Modell kann diese Fragestellung aufgrund der Randbedingungen nicht behandeln.

Interessant ist ein Vergleich der effektiven Viskosität. Sie ist ein Maß dafür wie leicht sich eine 'Flüssigkeit' deformieren läßt. Die effektive Viskosität des DV-Modells und des CSR-Modells unterscheiden sich in der mittleren und unteren Kruste teilweise um mehr als eine Potenz.

Die zur Deformation der Kruste erforderlichen tektonischen Kräfte unterscheiden sich bei den beiden Modellen deutlich. Die aus Abbildung 3.18 für das CSR-A Modell berechnete integrierte Festigkeit beträgt  $8.7 \cdot 10^{11} \text{ N m}^{-1}$ . Damit können nur tektonische Kräfte die größer sind als  $8.7 \cdot 10^{11} \text{ N m}^{-1}$ , die Kruste - wie Abbildung 3.19 b skizziert - über die gesamte Tiefe hinweg um den gleichen Betrag verkürzen. Für tektonische Kräfte, die unter diesem Wert liegen, tritt (nach der Modellvorstellung) keine Deformation in der Kruste auf. Als mögliche tektonische Kräfte, die auf diese Weise angreifen, sind Rückendruckkräfte (ridge push) vorstellbar. Eine Deformation der Kruste ist im DV-Modell schon bei viel kleineren Kräften erreichbar. Initiiert durch eine am oberen Mantel (Abbildung 3.19 a) angreifende Kraft ist eine differentielle Geschwindigkeit zwischen Kruste und Mantel möglich. Im DV-Modell gibt es für die tektonischen Kräfte keine untere Grenze unterhalb der sich die Kruste nicht deformiert; allerdings ist in diesem Modell die laterale Ausdehnung der Deformation auf die Entkopplungslänge beschränkt. Eine tektonische Kraft, die im Modell CSR-A gerade zur Deformation der Kruste ausreicht, ermöglicht im DV-Modell eine differentielle Geschwindigkeit von 1.7 mm/a über einer Entkopplungslänge von ca. 180 km; bei einer differentiellen Ge-



schwindigkeit von ca. 10 mm/a beträgt die mögliche Entkopplungslänge immerhin noch ca. 90 km.

Wie bei den Kontinent-Kontinent Kollisionszonen angesprochen, ermöglicht das DV-Modell in einer lateral nicht variierenden Platte die Lokalisierung der Deformation an einem Plattenrand zu erklären. Im CSR-Modell würde sich eine solche Lithosphärenplatte entweder gar nicht, oder über die gesamte Länge gleich deformieren.

Die in Abschnitt 2.5.3 angesprochenen Probleme der klassischen Festigkeitskurven können mit Hilfe des DV-Modells teilweise gelöst werden. Ein Teil der Kritikpunkte an den klassischen Festigkeitskurven bezieht sich auf den spröden Bereich der Kruste (die Berechnung der Festigkeit im spröden Bereich (1) und die Vorgabe des tektonischen Regimes (8)). Da das DV-Modell die Spannung und das Deformationsverhalten im sich plastisch deformierenden Bereich der Kruste behandelt, können diese Punkte nicht diskutiert werden.

Die fehlende Berücksichtigung des halb-spröden Übergangsbereichs (2) und die Berechnung des spröd-plastischen Übergangsbereiches durch Gleichsetzen von Reibungs- und Fließfestigkeit (4) in den klassischen Festigkeitskurven wird im DV-Modell umgangen. Der spröd-plastische Übergang wird im DV-Modell sinnvollerweise durch die Festlegung einer Temperatur bestimmt oberhalb der sich das Krustengestein plastisch deformieren kann; ein möglicher Temperaturbereich ist  $350\pm 50^\circ\text{C}$ . Wie in Abschnitt 3.3.3 gezeigt, ist die Wahl dieser Tiefenlage für das Deformationsverhalten nicht kritisch. Die Ergebnisse des DV-Modells bleiben bis zu einer Schichtmächtigkeit der fluiden Unterkruste von ca. 3 km gleich; nur bei geringeren Schichtmächtigkeiten steigt die zur Erzeugung der differentiellen Geschwindigkeit erforderliche Scherspannung an. Eine erhöhte Scherspannung bedeutet bei gleichbleibender tektonischer Kraft eine kleinere Entkopplungslänge. Im Grenzfall zu kleiner Entkopplungslängen kann keine differentielle Geschwindigkeit aufgebaut werden.

Wie in Punkt (7) angesprochen, gelten die klassischen Festigkeitskurven streng genommen erst dann, wenn die gesamte Lithosphäre versagt. Im DV-Modell kann die Scherspannung im fluiden Teil der Unterkruste berechnet werden, ohne daß die spröde Kruste versagt haben muß. Bei den im DV-Modell angenommenen Randbedingungen wirkt die spröde Kruste nicht wie eine starre Platte, die die Deformation in der fluiden Unterkruste verhindert. Die Basis der fluiden Unterkruste wird in einer Scherbewegung horizontal gegenüber der spröden Kruste verschoben.

Den in Punkt (5) angesprochenen Widerspruch beim Wechsel von lokalisierter zu homogener Deformation, der bei den klassischen Festigkeitskurven am spröde-plastischen Übergang auftritt, behandelt das DV-Modell nicht.

Der bei den klassischen Festigkeitskurven auftretende Widerspruch zwischen der Beobachtung von heterogener Deformation in der Unterkruste und der Modellannahme einer konstanten Deformationsrate (6) tritt im DV-Modell nicht mehr auf. Das DV-Modell sagt eine Lokalisierung der Deformation in einem oder mehreren 'Bändern' - je nach Lithologie - voraus; die Vorhersagen stimmen damit besser mit den geologischen Beobachtungen überein.

Last not least ermöglicht es das hier vorgestellte DV-Modell die in Punkt (9) angesprochene kinematische Entkopplung zwischen Kruste und Mantel analytisch zu behandeln. Während aus den klassischen Festigkeitskurven nur ein Tiefenintervall mit erniedrigter Fließfestigkeit abgelesen werden kann, kann mit dem DV-Modell die mit der Tiefe sich ändernde Deformationsrate und Deformation (Abschnitt 3.3.1 und 3.3.2) berechnet werden. Die Berechnung der zwischen Kruste und Mantel wirkenden Scherspannung (Abschnitt 3.3.3) und der Vergleich mit tektonischen Kräften erlaubt eine maximale Entkopplungslänge zu ermitteln (Abschnitt 3.3.4).

Die maximale Entkopplungslänge nimmt mit zunehmender Temperatur an der Moho zu. Relevante Entkopplungslängen werden - je nach Mohotiefe - bei einem Wärmefluß über  $60 \text{ mW m}^{-2}$  erreicht; d.h. das DV-Modell kann in Regionen mit erhöhtem Wärmefluß angewendet werden. Mit einigen Näherungen ermöglicht das DV-Modell die Bildung von krustalen Heterogenitäten wie sie in Reflexions- und Refraktionssektionen beobachtet werden, zu behandeln.

Das Beispiel der Kontinent-Kontinent Kollision zeigt, daß die Festigkeit der Lithosphäre - also der 'Widerstand' gegen eine Deformation - nicht allgemein angegeben werden kann. Sie ist vielmehr abhängig davon, wie die Kräfte aufgebracht werden. Die bis dato verwendeten klassischen Festigkeitskurven können somit nur bedingt als 'allgemeine' Festigkeitskurven verwendet werden. Bei Fragestellungen, die die interne Deformation der Lithosphäre behandeln, - wie z.B. bei der kinematischen Entkopplung von einzelnen Lithosphärenstockwerken - ist das DV-Modell den klassischen Festigkeitskurven überlegen.

## 4 Glätten von Spannungsorientierungen

### 4.1 Einführung

In den letzten 20 Jahren stieg die Anzahl und Verfügbarkeit von rezenten krustalen Spannungsbeobachtungen deutlich an. Aussagen über das rezente Spannungsfeld - besonders über die Richtung der maximalen horizontalen Kompression  $S_{Hmax}$  - können aus unterschiedlichen Spannungsindikatoren wie z.B. Herdflächenlösungen, Bohrlochrandausbrüchen, Hydraulic Fracturing Test, Überbohrverfahren und jungen geologischen Indikatoren gewonnen werden.

Im allgemeinen bestimmen die unterschiedlichen Verfahren die Spannungsorientierung in unterschiedlichen Tiefen: geologische Indikatoren werden an der Erdoberfläche beobachtet, Bohrlochrandausbrüche und Hydraulic Fracturing Tests sind auf Bohrungen beschränkt die selten die 5000 m Teufe überschreiten, während Erdbeben im gesamten seismogenen Teil der Kruste auftreten. Die in geringeren Tiefen (0 - 5 km) bestimmten

Spannungsorientierungen stimmen im allgemeinen sehr gut mit den in größeren Tiefen (5 - 20 km) aus Herdflächenlösungen bestimmten Spannungsorientierungen überein (Zoback et al., 1987; Zoback, 1992). Dies rechtfertigt eine kombinierte Auswertung aller Spannungsindikatoren.

Die im World Stress Map (WSM) Projekt begonnene Kompilation globaler krustaler Spannungsinformationen erlaubte bei Abschluß des Projektes als task force des Internationalen Lithosphärenprogramms (ILP) großräumige, regionale und lokale Spannungsdomänen zu bestimmen (Zoback, 1992). Als regionale Domänen werden dabei Spannungsfelder definiert, deren laterale Ausdehnung das 20 - 200-fache der ca. 20 - 25 km dicken brüchigen Kruste erreichen. Sie liegen damit in der Größe von 400 - 5000 km. Lokale Spannungsmuster erreichen eine Ausdehnung des 5 - 10-fachen der brüchigen Kruste, ihre laterale Ausdehnung liegt also im Bereich von 100 - 250 km. Die Festlegung der einzelnen Spannungsdomänen wurde qualitativ aufgrund einer rein visuellen Einteilung der Spannungsorientierungen vorgenommen.

Die regionale Spannungsorientierung stellt ein wichtiges Hilfsmittel bei der Beantwortung von plattentektonischen Fragestellungen dar. Der Vergleich mit absoluten oder relativen Plattenbewegungen erlaubt Rückschlüsse auf die die Platten bewegenden tektonischen Kräfte. Das regionale Spannungsfeld dient als Datenbasis bei der numerischen Modellierungen der Spannungsfelder im Innern der lithosphärischen Platten (z.B. Richardson et al., 1979; Richardson und Cox, 1984; Meijer und Wortel, 1992).

Zoback (1992) schlägt vor, daß aus lokalen Spannungsorientierungen die Magnitude der plattentektonischen Spannungen abgeschätzt werden kann. Lokale Spannungsorientierungen lassen sich durch eine Superposition von regionalen und lokalen Spannungsquellen verstehen. Ist die Magnitude der lokalen Spannungsquelle (z.B. Dichteveränderungen oder Biegespannungen) bekannt, so kann aus der Reorientierung der Spannung die Magnitude der regionalen Spannungsquelle ermittelt werden.

Beide Methoden verlangen eine genaue Kenntnis der regionalen bzw. lokalen Spannungsdomänen und eine *quantitative* Aussage über die Orientierung von  $S_{Hmax}$ . Diese Information kann rein visuell aus den reinen Spannungsbeobachtungen nur in den seltensten Fällen gewonnen werden. Erstens schwankt lateral die Datendichte stark, zweitens beobachtet man in einigen Regionen eine starke Streuung der Orientierungen und drittens sind die Orientierungen im allgemeinen nur innerhalb bestimmter Fehlergrenzen bekannt; die Berücksichtigung dieser unterschiedlichen Fehler bei einer visuellen Glättung übersteigt gewöhnlich das menschliche Urteilsvermögen.

Um zu einer quantitativen Aussage zu gelangen wurden von einigen Autoren unterschiedliche Ansätze zur Berechnung von interpolierten oder geglätteten Spannungsfeldern vorgeschlagen (Watson, 1985; Hansen und Mount, 1990; Lee und Angelier, 1994; Coblenz und Richardson, 1995; Bird und Li, 1996). Unter einem interpolierten oder gemittelten Spannungsfeld versteht man im (streng) mathematischen Sinn eine Funktion  $f(\mathbf{x})$  die im Untersuchungsgebiet definiert ist und an den Lokationen, an denen die Beobachtungen  $\mathbf{y}_i$  vorliegen, den Beobachtungswert annehmen; d.h.  $f(\mathbf{x}_i) = \mathbf{y}_i$ . Dieser Ansatz ist bei Meßwerten, die fehlerbehaftet sind nicht sinnvoll. Hier ist es geeigneter nach einer glättenden Funktion  $f(\mathbf{x})$  zu suchen, die die Beobachtungen gut annähert; d.h.  $f(\mathbf{x}_i) - \mathbf{y}_i$  soll klein sein.

Bei skalaren Beobachtungen wird *Kriging* als die statistisch optimale Berechnung von geglätteten Feldern angesehen (Watson, 1985; Bird und Li, 1996). Diese Methode ist auf Richtungsdaten nicht anwendbar, denn sie berücksichtigt die  $180^\circ$  bzw.  $360^\circ$  Periodizität dieser Daten nicht. So sind zwei Spannungsbeobachtungen mit einem Azimut von  $N1^\circ E$  und  $N179^\circ E$  nahezu identisch, der Mittelwert liegt jedoch bei  $N90^\circ E$ .

Lee und Angelier (1994) berechnen aus qualitätsgewichteten Datenpunkten ein gemitteltes Spannungsfeld. Die von ihnen vorgestellte Methode erlaubt keine Glättung des Spannungsfeldes. Bird und Li (1996) wählen einen nichtparametrisierten statistischen Ansatz. Coblenz und Richardson (1995) bestimmen die Orientierung von  $S_{Hmax}$  innerhalb von  $5^\circ$  auf  $5^\circ$  großen Regionen durch einen statistischen Test. Sie testen die Nullhypothese, daß die in der Region beobachteten Spannungsorientierungen statistisch zufällig verteilt sind. Dabei werden alle Beobachtungen innerhalb dieser Region zusammengefaßt, der Abstand der einzelnen Beobachtungen wird nicht berücksichtigt. Die Auflösung dieser Methode wird durch die Einteilung in  $5^\circ$  auf  $5^\circ$  große Regionen sehr grob. Laterale Variationen innerhalb dieser Region, wie z.B. ein gradueller Wechsel der Spannungsorientierung, können nicht aufgelöst werden. Das mittlere Spannungsfeld kann nicht an jeder beliebigen Stelle berechnet werden, sondern gilt immer für die spezifische  $5^\circ$  auf  $5^\circ$  Region.

Die von Watson (1985) vorgeschlagene und von Hansen und Mount (1990) aufgegriffene Glättungsmethode erlaubt die Berechnung von geglätteten Spannungsfeldern an beliebigen Lokationen; die Darstellung des geglätteten Spannungsfeldes durch Spannungstrajektorien<sup>1</sup> wird damit möglich. Die von Hansen und Mount verwendete Abstandswichtungsmethode verwendet eine feste Anzahl von nächsten Nachbarn zur

---

<sup>1</sup> Unter einer Spannungstrajektorie versteht man eine Kurve, deren Tangente an jedem Punkt in Richtung einer der prinzipiellen Spannungen weist (Jaeger und Cook, 1979).

Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes. Ein Nachteil diese Methode ist, daß sie nur in Regionen mit einer relativ gleichmäßigen Datenverteilung eine Kontrolle über die laterale Ausdehnung der Region über die geglättet wird erlaubt. Bei einer stark variierenden Datenverteilung, wie sie z.B. in der WSM auftritt, wird über unterschiedlich große Gebiete geglättet. Die Spannungsbeobachtungen werden im Extremfall über Entfernungen von mehr als 1000 km - evtl. in eine andere Spannungsdomäne - extrapoliert. Mit dieser Abstandswichtungsmethode ist es demnach nicht möglich regionale oder lokale Spannungsdomänen 'auszumessen'.

Ziel der hier vorliegenden Untersuchung war es, diese Glättungsmethode so weiterzuentwickeln, daß eine direkte Kontrolle über die Größe der Region, die zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes verwendet wird, möglich ist. Dieser modifizierte Glättungsalgorithmus stellt ein wichtiges Werkzeug in der Bestimmung von regionalen und lokalen Spannungsdomänen dar.

Über die Bestimmung von regionalen und lokalen Spannungsdomänen hinaus haben geglättete Spannungsfelder weitere Anwendungsgebiete. Sie erleichtern zum einen den Vergleich von Spannungsdaten mit geodätischen Messungen. Durch zunehmende GPS-Messungen stieg in den letzten Jahren die Datendichte über krustale Verschiebungen sprunghaft an. In Regionen, wie z.B. Kalifornien, in denen sowohl Spannungs- als auch Verschiebungsmessungen in großer Zahl vorliegen, kann aus einem Vergleich der beiden Datensätze auf die krustale Deformation geschlossen werden. Im allgemeinen liegen die Beobachtungen an unterschiedlichen Lokationen vor. Eine Quantifizierung des Vergleichs ist daher nur möglich, wenn für eine Größe - z.B. für das Spannungsfeld - aus den Beobachtungen an einer beliebigen Lokation ein geglättetes Feld berechnet werden kann. Bei der Erdölprospektion erleichtert eine genaue Kenntnis des Spannungsfeldes die gezielte Anordnung von Injektions- und Förderbohrungen.

Im folgenden wird in Abschnitt 4.2 kurz die neue Ausgabe der Weltspannungskarte WSM97-1 vorgestellt. Sie stellt die momentan umfangreichste globale Datenbank über das rezente tektonische Spannungsfeld in der Kruste dar und dient als Datenbasis für die Berechnung der geglätteten Spannungskarten. In Abschnitt 4.3 wird dann die von Watson (1985) vorgeschlagene Theorie zur Berechnung von geglätteten Spannungsfeldern gezeigt. Die Theorie ist auf unregelmäßig angeordnete Beobachtungen von Richtungsdaten mit einer  $180^\circ$  Periodizität anwendbar. Abschnitt 4.4 wiederholt die Glättungsmethode von Hansen und Mount und beschreibt die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode für die Glättung über ein fest vorgegebenes Gebiet. Die Notation ist in enger Anlehnung an Watson (1985) und Hansen und Mount (1990) gewählt. Mögliche Darstellungen der geglätteten Spannungsfelder werden in Abschnitt 4.5 behandelt.

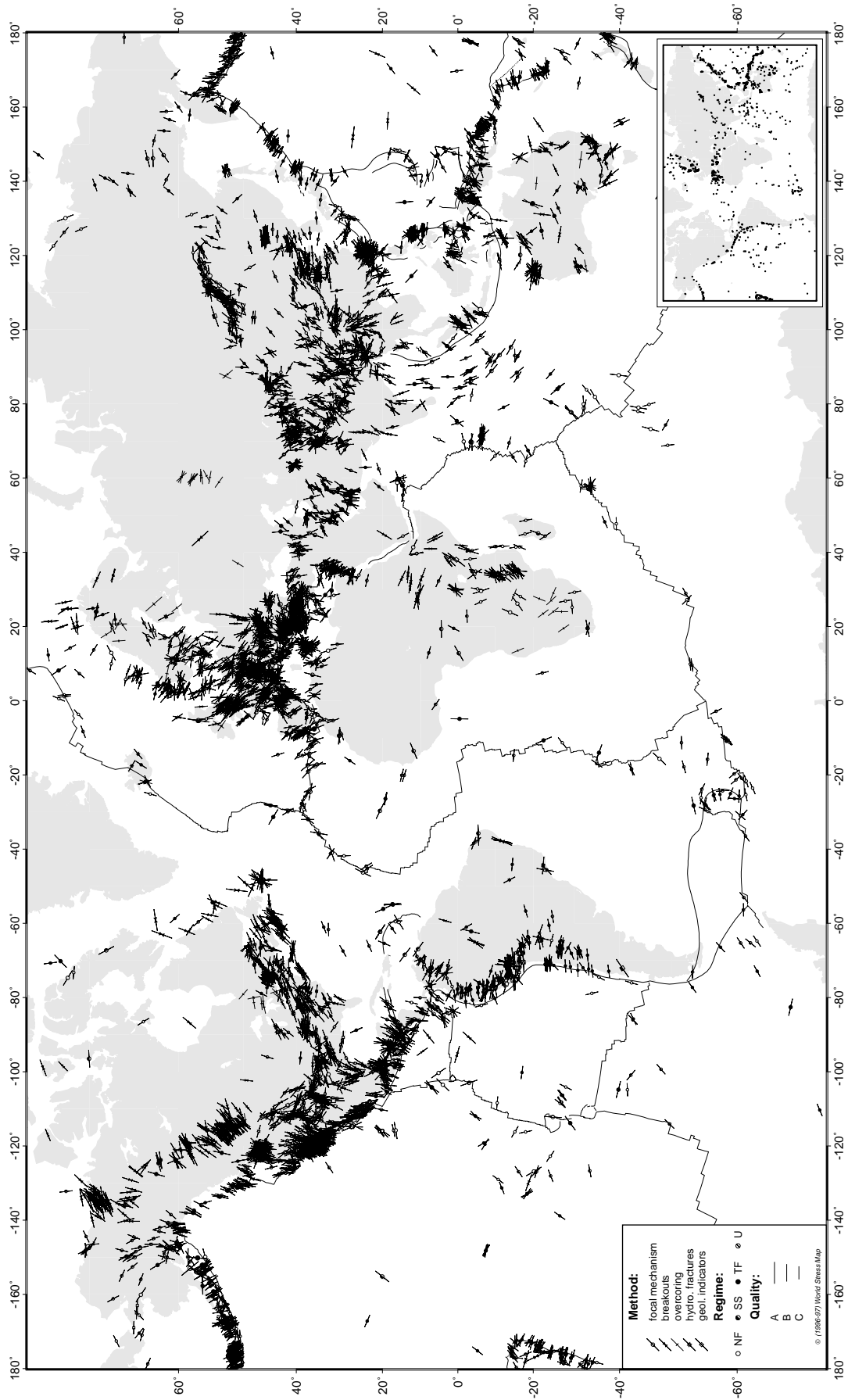
In Abschnitt 4.6 wird die neu entwickelte Methode mit der von Hansen und Mount verglichen und ihre Vorteile bei einer lateral schwankenden Datendichte demonstriert. Eine Diskussion der Parameter (Abschnitt 4.7) und eine kurze Zusammenfassung schließen das Kapitel. Das Programm SMOOTH wird im Anhang beschrieben.

## 4.2 Die neue Ausgabe der Weltspannungskarte: WSM97-1

Mit der Beendigung des „World Stress Map (WSM) Projects“ als task force des Internationalen Lithosphärenprogrammes (ILP) stand 1992 eine Datenbasis von mehr als 7300 in situ Spannungsbeobachtungen zur Verfügung; 4400 davon wurden als zuverlässige Indikatoren für die Richtung der maximalen horizontalen Kompression in der Erdkruste eingestuft (Zoback, 1992). Seit 1995 wird die WSM als Projekt „Weltspannungskarte“ der Heidelberger Akademie der Wissenschaften an der Universität Karlsruhe weitergeführt und unter Einhaltung der strengen Qualitätsbestimmungen kontinuierlich erweitert.

Anfang 1997 wurde eine aktualisierte Version der Weltspannungsdatenbank - die Ausgabe WSM97-1 - fertiggestellt (Wehrle und the World Stress Map Working Group, 1997). Die neuen Daten stammen vorwiegend aus Publikationen, direkten Beiträgen von Wissenschaftlern und dem CMT-Katalog von 1995 und 1996 aus Harvard. Die aktualisierte Weltspannungskarte WSM97-1 ist in Abbildung 4.1 dargestellt; das Inset zeigt die Lokationen der neuen oder überarbeiteten Daten.

In der neuen Ausgabe der Datenbank WSM97-1 sind nahezu 9150 Daten enthalten. 5680 dieser Einträge sind als gesicherte Spannungsbeobachtungen (A-C Qualität) klassifiziert. Die Qualitätseinteilung beschreibt mit welcher Zuverlässigkeit der Datenpunkt die Richtung der maximalen horizontalen Kompression  $S_{Hmax}$  beschreibt; Datenpunkte mit Qualität A, B bzw. C geben die Richtung von  $S_{Hmax}$  mit einer Genauigkeit kleiner oder gleich  $\pm 12^\circ$ ,  $\pm 20^\circ$  bzw.  $\pm 25^\circ$  wieder. 1940 Datenpunkte sind als Qualität D eingestuft. Bei diesen Daten ist entweder die beobachtete Richtung von  $S_{Hmax}$  nicht ausreichend genau bekannt (Standardabweichung größer als  $\pm 25^\circ$ ), oder die Beobachtung wird nicht als aussagekräftig für einen größeren Volumen der Erdkruste erachtet (z.B. Herdfächenlösungen von Erdbeben mit Magnitude kleiner 2.5). Im allgemeinen kann mit diesen Daten jedoch zumindest der Quadrant bestimmt werden, in dem  $S_{Hmax}$  liegt. Die restlichen 1490 Daten mit Qualität E werden aus datentechnischen Gründen geführt; mit diesen Beobachtungen können keine Aussagen über die Orientierung von  $S_{Hmax}$  getroffen werden.



WSM - World Stress Map 1997-1  
 Heisberg Academy of Sciences and Humanities  
 University of Karlsruhe / International Lithosphere Program



Abbildung 4.2 zeigt die Verteilung der Spannungsindikatoren nach Typ und Qualität. Die größte Anteil der als gesicherten Beobachtungen (A-C) eingeteilten Daten stammen von Herdflächenlösungen (focal mechanism: 62.7% der Daten), gefolgt von Bohrlochrandausbrüchen (breakouts: 26.2%), geologischen Indikatoren (fault slip and volcanic alignment: 7.2%), Hydraulic Fracturing Tests (hydrofrac: 2.4%) und Überbohrverfahren (overcoring: 1.6%).

Eine Beschreibung der Verfahren und eine Diskussion der Unsicherheiten findet sich z.B. in Engelder (1993), Zoback und Zoback (1980), Zoback et al. (1989) sowie Zoback und Zoback (1991). Nur ein Teil der Spannungsindikatoren erlaubt es die relativen Spannungsmagnituden und somit das tektonische Regime zu bestimmen.

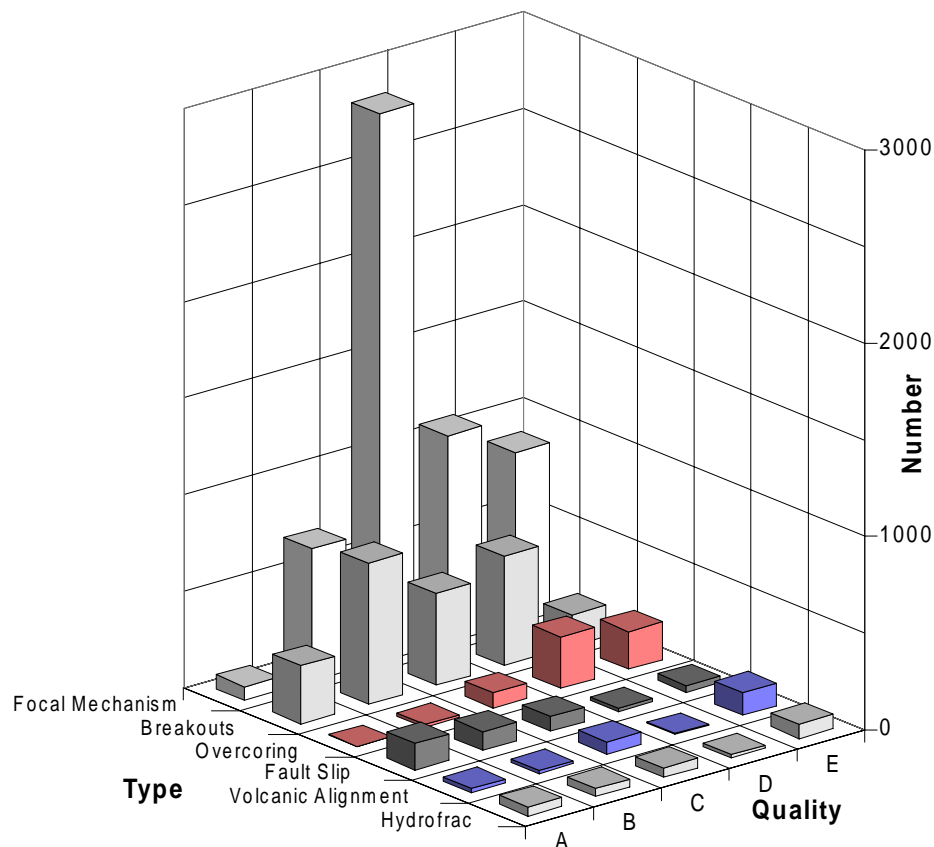


Abbildung 4.2: Verteilung der Spannungsindikatoren in der WSM97-1 nach Typ und Qualität.

vorhergehende Seite:

Abbildung 4.1: Aktualisierte Weltspannungskarte WSM97-1. Die Symbole zeigen die Richtung der maximalen horizontalen Kompression  $S_{Hmax}$  die aus den in der Legende erklärten Spannungsindikatoren bestimmt wurde. Nur die Daten der Qualität A bis C sind dargestellt. Das Inset rechts unten zeigt die Lokation aller in der neuen Ausgabe der WSM hinzugekommenen Daten (A-E Qualität).

### 4.3 Theorie der Spannungsglättung nach Watson

Gegeben seien  $n$  Datenpunkte. Die Lokation des  $i$ -ten Datenpunkts ( $i = 1, \dots, n$ ) werde durch einen Vektor  $\mathbf{x}_i = (x_{i1}, x_{i2})$  beschrieben. Die Richtungsbeobachtung  $\mathbf{y}_i = (y_{i1}, y_{i2})$  an der Stelle  $\mathbf{x}_i$  wird durch einen Punkt auf dem in  $\mathbf{x}_i$  zentrierten Einheitskreis dargestellt. Für die oben beschriebenen Spannungsindikatoren entspricht  $\mathbf{x}_i$  den geographischen Koordinaten,  $\mathbf{y}_i$  wird über  $\tan\theta_i = y_{i2}/y_{i1}$  aus dem Azimut  $\theta_i$  des jeweiligen Spannungsindikators berechnet. Spannungsdaten haben - wie oben schon erwähnt - eine Periodizität von  $180^\circ$ . Für die Richtungsvektoren sind somit die beiden Lösungen  $\mathbf{y}_i = (\cos\theta_i, \sin\theta_i)$  und  $\mathbf{y}_i = (-\cos\theta_i, -\sin\theta_i)$  äquivalent.

Gesucht wird nun eine Funktion  $\hat{f}$ , die beliebige Punkte  $\mathbf{x}$  aus der Ebene  $\mathfrak{R}^2$  so auf den Einheitskreis abbildet, daß die Residualvektoren  $\{\hat{f}(\mathbf{x}_i) - \mathbf{y}_i, i = 1, \dots, n\}$  klein sind. Die Funktion  $\hat{f}$  ist eine Näherung oder ein 'Prediktor' für das wahre, aber leider unbekannte Spannungsfeld. Wählt man  $\hat{f}$  so, daß für alle  $i$  gilt:  $\hat{f}(\mathbf{x}_i) = \mathbf{y}_i$  so ergibt sich für die Residualvektoren null. Zeigen zwei oder mehr Datenpunkten an der gleichen Stelle einen unterschiedlichen Azimut, so kann diese Bedingung nicht erfüllt werden. Eine so definierte Funktion wird im allgemeinen ebenfalls nicht die Anforderung einer 'glatten' Funktion erfüllen.

Eine maximal glatte Funktion ergibt sich, wenn  $\hat{f}(\mathbf{x}_i) = \text{const.}$  gesetzt wird. Diese Funktion würde jedoch zu großen Residualvektoren führen. Da die gesuchte Funktion  $\hat{f}$  beide Eigenschaften vereinigen soll, muß sie so gewählt werden, daß sie einerseits eine gute Repräsentation der beobachteten Richtungsvektoren darstellt und andererseits zwischen den Beobachtungen glättet.

Der von Watson (1985) vorgeschlagene statistische Ansatz geht von einer Funktion  $f$  aus, die die Lokationen  $\{\mathbf{x}_i\}$  der Datenpunkte in  $\mathfrak{R}^2$  auf den Einheitskreis abbildet. Per Definition sind sowohl  $f(\mathbf{x}_i)$  als auch  $\mathbf{y}_i$  Einheitsvektoren. Das quadrierte Skalarprodukt zweier Einheitsvektoren ist 1, wenn die beiden Vektoren parallel oder antiparallel sind, und null, wenn sie senkrecht aufeinander stehen. Hieraus folgt, daß

$$\sum_{i=1}^n [f(\mathbf{x}_i)^T \mathbf{y}_i]^2 \quad (4.1)$$

groß ist, oder sogar seinen Maximalwert  $n$  erreicht, wenn jedes  $f(\mathbf{x}_i)$  nahezu parallel oder antiparallel zu  $\mathbf{y}_i$  ist. In diesem Fall nähert die Funktion  $f$  die beobachteten Daten optimal an. Um eine glatte Funktion  $f$  zu erhalten, muß das Produkt

$$[f(\mathbf{x}_i)^T f(\mathbf{x}_j)]^2 \quad (4.2)$$

gegen 1 gehen, wenn  $\mathbf{x}_i$  in der Nähe von  $\mathbf{x}_j$  liegt.

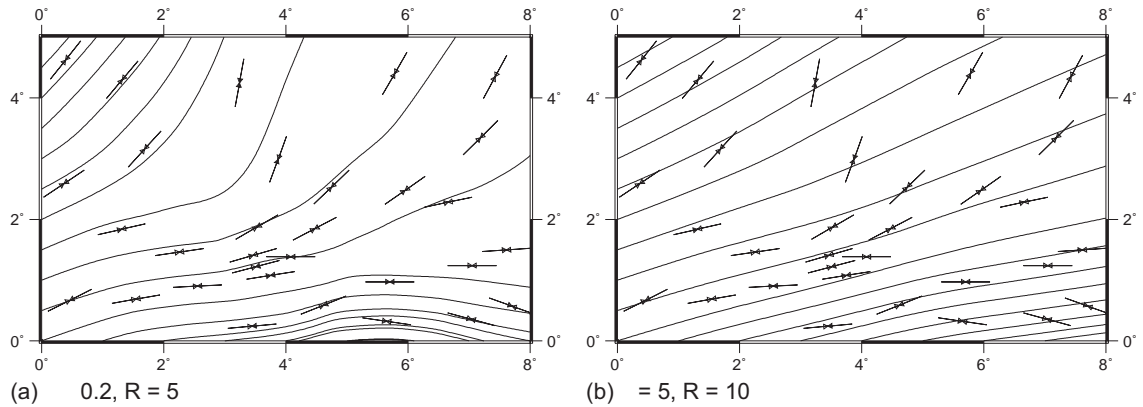


Abbildung 4.3: Beispiel für (a) ein wenig geglättetes Spannungsfeld mit hoher Datentreue und (b) für ein stark geglättetes Spannungsfeld. Die beiden Spannungsfelder wurden aus dem gleichen synthetischen Datensatz mit unterschiedlichen Glättungsparameter  $\lambda$  berechnet.

Um ein geglättetes Spannungsfeld an den Punkten  $\{\mathbf{x}_i\}$  zu berechnen wird die Funktion  $f$  so gewählt, daß sie die folgende Funktion  $K(f)$  maximiert:

$$K(f) = \sum_{i=1}^n \left( [f(\mathbf{x}_i)^T \mathbf{y}_i]^2 d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) + \lambda \sum_{j=1, j \neq i}^n [f(\mathbf{x}_i)^T f(\mathbf{x}_j)]^2 d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) \right) \quad (4.3)$$

Der erste Term in ( 4.3 ) bewirkt eine optimale Anpassung an die Daten, der zweite Term sorgt für ein möglichst glattes Spannungsfeld. Der Skalar  $\lambda$  bestimmt, wie stark diese beiden konkurrierenden Anteile gewichtet werden; für große  $\lambda$  wird ein möglichst glattes, für kleine  $\lambda$  ein sehr gut die Daten repräsentierendes Spannungsfeld berechnet (Abbildung 4.3).

Mathematisch betrachtet ist  $d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)$  eine Funktion, die Elemente aus der  $\mathfrak{R}^2 \times \mathfrak{R}^2$  Ebene auf die realen Zahlen abbildet. Sie nimmt für abnehmenden Abstand  $\|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\|$  zwischen den beiden Lokationen stetig zu und muß für  $\|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j\| \rightarrow 0$  nach oben beschränkt sein. Anschaulich läßt sich  $d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)$  als Wichtungsterm beschreiben, der bestimmt, bis zu welchem Anteil die am Punkt  $\mathbf{x}_j$  gemessenen Spannungsorientierung bei der Berechnung der geglätteten Spannungsorientierung am Punkt  $\mathbf{x}_i$  beiträgt. Innerhalb der oben genannten Einschränkungen kann  $d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)$  noch frei gewählt werden; mögliche Wichtungsmethoden und -funktionen werden in Abschnitt 4.4 behandelt.

Zur Bestimmung des Maximums von  $K(f)$  wird ( 4.3 ) mit Hilfe einiger Vektorbeziehungen<sup>2</sup> zu:

<sup>2</sup>  $[a^T b]^2 = [a^T b] \cdot [a^T b] = [b^T a] \cdot [a^T b] = b^T [a a^T] b$

$$\begin{aligned}
 K(f) = \sum_{i=1}^n f(\mathbf{x}_i)^T \left\{ \left[ \mathbf{y}_i \mathbf{y}_i^T \right] d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) \right. \\
 \left. + \lambda \sum_{j=1, j \neq i}^n \left[ f(\mathbf{x}_j) f(\mathbf{x}_j)^T \right] d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) \right\} f(\mathbf{x}_i)
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

umformuliert. Aus der Matrixtheorie folgt (z.B. Anderson, 1984, Appendix A2), daß  $K(f)$  dann maximal wird, wenn  $f$  so gewählt wird, daß für jedes  $i$ ,  $f(\mathbf{x}_i)$  der zum größten Eigenwert von

$$\mathbf{M} = \underbrace{\left[ \mathbf{y}_i \mathbf{y}_i^T \right]}_{2 \times 2 \text{ Matrix}} d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) + \lambda \sum_{j=1, j \neq i}^n \underbrace{\left[ f(\mathbf{x}_j) f(\mathbf{x}_j)^T \right]}_{2 \times 2 \text{ Matrix}} d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) \tag{4.5}$$

gehörende Eigenvektor ist.  $\mathbf{M}$  stellt eine  $2 \times 2$  Matrix dar; die Berechnung der Eigenwerte und Eigenvektoren ist daher trivial.

Watson schlägt zur Bestimmung von  $f$  einen iterativen Ansatz vor<sup>3</sup>. Als Startwerte werden für alle  $i$  die gemessene Richtungsbeobachtung  $\mathbf{y}_i$  an der Stelle  $\mathbf{x}_i$  eingesetzt; d.h.  $f^{(0)}(\mathbf{x}_i) = \mathbf{y}_i$ . Mit diesen Startwerten werden dann für alle  $i$  aus den jeweiligen  $2 \times 2$  Matrizen  $\mathbf{M}$  die Eigenvektoren  $f^{(1)}(\mathbf{x}_i)$  zu den größten Eigenwerten berechnet. Die in der  $m$ -ten Iteration aus den größten Eigenwerten von

$$\underbrace{\left[ \mathbf{y}_i \mathbf{y}_i^T \right]}_{2 \times 2 \text{ Matrix}} d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) + \lambda \sum_{j=1, j \neq i}^n \underbrace{\left[ f^{(m)}(\mathbf{x}_j) f^{(m)}(\mathbf{x}_j)^T \right]}_{2 \times 2 \text{ Matrix}} d(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) \tag{4.6}$$

berechneten Eigenvektoren  $f^{(m)}(\mathbf{x}_i)$  werden als Startwerte für die  $m+1$ -te Iteration eingesetzt. Die Wahl des Vorzeichens ist beliebig, die Eigenvektoren müssen jedoch Einheitsvektoren sein. Die Iteration kann nach  $N$  Schritten abgebrochen werden, wenn sich  $K(f^{(m)})$  nicht mehr signifikant ändert.

Die aus der Iteration berechneten  $n$  Vektoren  $\{f^{(N)}(\mathbf{x}_i)\}$  sind ‘Schätzungen’ für das geglättete Spannungsfeld an den  $n$  Lokationen, an denen Richtungsdaten vorliegen. Aus ihnen kann der gesuchte, glättende Prediktor  $\hat{f}$  an einer beliebigen Stelle  $\mathbf{x}$  aus

$$\hat{f}(\mathbf{x}) = \text{Eigenvektor von } \sum_{i=1}^n \left[ f^{(N)}(\mathbf{x}_i) f^{(N)}(\mathbf{x}_i)^T \right] d(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) \tag{4.7}$$

zum größten Eigenwert bestimmt werden. Der Prediktor  $\hat{f}(\mathbf{x})$  kann an jeder Stelle  $\mathbf{x}$  in  $\mathfrak{R}^2$  berechnet werden; er ist nicht auf die  $n$  Lokationen beschränkt, an denen die Richtungsbeobachtungen vorliegen.

---

<sup>3</sup> Watson führt keinen allgemeinen Beweis, daß die Iteration immer konvergiert. Dies stellt jedoch keine Einschränkung dar, da in jedem einzelnen Fall die Konvergenz numerisch belegt werden kann (siehe auch Watson, 1985).

Im allgemeinen ist der Prediktor  $\hat{f}(\mathbf{x}_i)$  ungleich der Schätzung  $f^{(N)}(\mathbf{x}_i)$  an der gleichen Stelle. Die beiden wären nur gleich, wenn die Wichtungsfunktion für  $\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}_i$  gegen unendlich gehen würde.

## 4.4 Wichtung der einzelnen Datenpunkte

Der in ( 4.3 ) eingeführte Wichtungsterm  $d(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i)$  kann - unter Einhaltung der oben genannten Bedingungen - noch frei gewählt werden. Im allgemeinen ist es sinnvoll, zusätzlich zur Abstandswichtung  $w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i)$  noch die Zuverlässigkeit der jeweiligen Richtungsbeobachtung als Qualitätswichtung  $q(i)$  mit einzubeziehen. Allgemein läßt sich der Wichtungsterm als das Produkt  $d(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) \cdot q(i)$  der beiden Terme schreiben.

### 4.4.1 Methoden der Abstandswichtung

Die Abstandswichtung beschreibt, in wie weit der an der Stelle  $\mathbf{x}_i$  gemessene Spannungswert in die Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes an der Stelle  $\mathbf{x}$  eingeht. Im folgenden wird die von Hansen und Mount (1990) vorgeschlagene Abstandswichtungsmethode mit einer festen Anzahl von nächsten Nachbarn (FANN) und die im Rahmen dieser Arbeit erarbeitete Abstandswichtungsmethode mit einem festen Suchradius für die nächsten Nachbarn (FSRN) vorgestellt. Bei der FANN-Abstandswichtung handelt es sich um eine lokale, d.h. von Ort zu Ort variierende Wichtungsmethode, die durch die Verteilung der Daten bestimmt wird. Die FSRN-Abstandswichtung ist eine globale Wichtungsmethode und damit unabhängig von der Datenverteilung; der Abstandswichtungsterm hängt nur vom euklidischen Abstand  $\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_j\|$  zwischen den beiden Punkten ab.

#### 4.4.1.1 FANN-Methode (Feste Anzahl der nächsten Nachbarn)

Bei dieser Abstandswichtungsmethode werden zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes eine feste Anzahl  $R$  von nächsten Nachbarn verwendet. Die Abstandswichtungsfunktion  $w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i)$  wird identisch null, wenn  $\mathbf{x}_i$  nicht unter den  $R$  nächsten Nachbarn von  $\mathbf{x}$  ist. Für  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_i$  gilt  $w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = 1$ ;  $w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i)$  fällt stetig bis zum  $R$ -ten nächsten Nachbarn auf 0 ab. Der funktionelle Zusammenhang kann innerhalb dieser Grenzen frei gewählt werden. Hansen und Mount (1990) folgen einem Ansatz von Cleveland (1979) und definieren die lokale Abstandswichtungsfunktion über

$$w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = \begin{cases} \left[ 1 - \left( \frac{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|}{h(\mathbf{x})} \right)^3 \right]^3 & \text{für } \frac{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|}{h(\mathbf{x})} < 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.8)$$

$h(\mathbf{x})$  ist der euklidische Abstand von  $\mathbf{x}$  zum  $R$ -ten Nachbarn. Die so definierte Funktion wird als trikubische Wichtungsfunktion (tricubic weight function, twf) bezeichnet. Sie hat die geforderten Eigenschaften:

$$0 \leq w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) < 1 \quad \text{und} \quad w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) = 1$$

Der funktionelle Verlauf zwischen  $\mathbf{x}$  und  $h(\mathbf{x})$  kann auch durch eine andere Funktion beschrieben werden. Eine Möglichkeit ist die im folgenden Abschnitt beschriebene ‘power-distance’ Funktion. Wie für eine lokale Abstandswichtungsfunktion zu erwarten, gilt im allgemeinen  $w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) \neq w(\mathbf{x}_j, \mathbf{x}_i)$ . Im folgenden wird die Abstandswichtungsfunktion mit  $a$  abgekürzt.

Bei einer nicht gleichmäßigen räumlichen Verteilung der gemessenen Daten variiert  $h(\mathbf{x})$  und damit auch  $w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i)$  von Datenpunkt zu Datenpunkt. In einem Gebiet mit hoher Datendichte ist der Abstand zum  $R$ -ten nächsten Nachbarn kleiner als in einer Region mit wenig Daten. Bei einer hohen Datendichte werden demnach Daten aus einem kleinen Gebiet zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes am Punkt  $\mathbf{x}$  verwendet als bei einer geringeren Datendichte. In diesem Fall wird über ein großes Gebiet geglättet.

Abbildung 4.4 a zeigt einen synthetischen Datensatz und das aus diesen Daten mit  $R = 7$  berechnete Spannungsfeld. Die für die Punkte A, B und C eingezeichneten Kreise gehen durch den  $R$ -ten Nachbarn des jeweiligen Datenpunktes; sie umschließen somit alle Daten, die für die Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes an den Punkten A, B oder C verwendet wurden. Wie in Abbildung 4.4 b gezeigt fällt die Abstandswichtung für diese Punkte mit zunehmendem euklidischen Abstand unterschiedlich schnell ab. Das verdeutlicht einen großen Nachteil dieser Wichtungsmethode: das geglättete Spannungsfeld im Punkt A ist repräsentativ für eine kleinere Region als das in den Punkten B oder C.

Der Einfluß des zweiten Terms - also des Glättungsterms - in ( 4.6 ) hängt indirekt von der Verteilung der Beobachtungen ab. Dies wird deutlich, wenn man von einer ungleichen Datenverteilung ausgeht. Nimmt man an, daß für den Punkt  $\mathbf{x}_i$  alle berücksichtigten nächsten Nachbarn ungefähr gleich weit entfernt sind, so wird die Abstandswichtung für alle diese nächsten Nachbarn klein. In diesem Fall dominiert der erste Term in ( 4.6 ) und das Spannungsfeld wird an diesem Punkt kaum geglättet.

Um ein von der Datenverteilung unabhängiges Gleichgewicht zwischen den beiden Termen in ( 4.6 ) zu erzielen, schlagen Hansen und Mount eine Reskalierung (‘rescaling’) der Abstandswichtungsfunktion vor. Hierzu wird die Summe der Abstandswichtungen aller nächsten Nachbarn, außer dem Punkt  $\mathbf{x}_i$  selbst berechnet

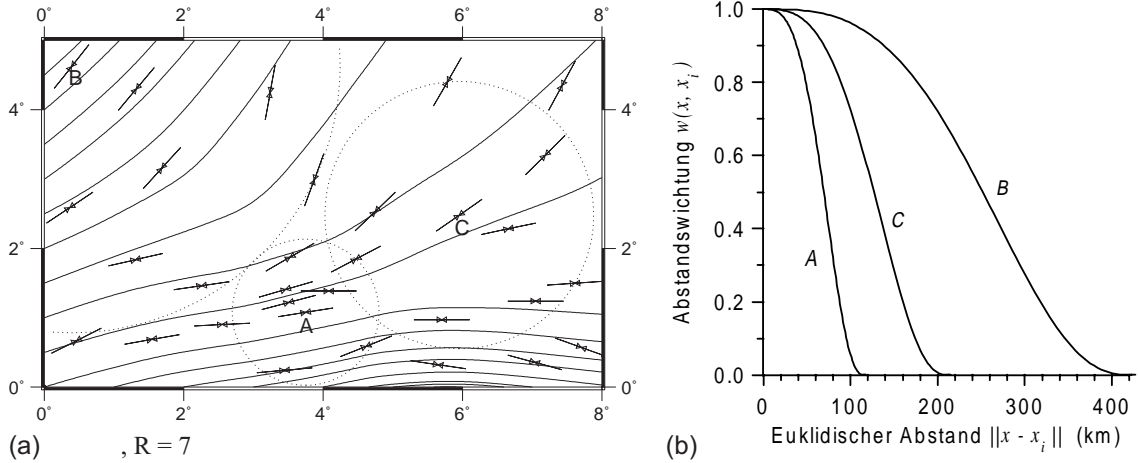


Abbildung 4.4: Abstandswichtung mit einer festen Anzahl von nächsten Nachbarn (FANN). (a) Originaldaten und geglättetes Spannungsfeld; die Kreise umschließen die zur Berechnung an den Punkten A, B und C verwendeten Daten. (b) Tri-kubische Wichtungsfunktion für die Punkte A, B und C.

$$G(\mathbf{x}_i) = \sum_{j, j \neq i} w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) \quad (4.9)$$

und die Abstandswichtungsterme wie folgt reskaliert

$$\begin{aligned} \tilde{w}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) &= \frac{w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)}{G(\mathbf{x}_i)} \quad \text{für } i \neq j \\ \tilde{w}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) &= w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) = 1 \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Summe der Abstandswichtungsterme aller nächsten Nachbarn ist somit gleich groß wie die des Datenpunktes selbst. Die Reskalierung der Abstandswichtung ist nur für die Bestimmung von  $f$  aus (4.6) notwendig. Bei der Berechnung des Prediktors  $\hat{f}$  aus (4.7) wird nur über die  $\{f^{(N)}(\mathbf{x}_i)\}$  summiert; eine Reskalierung ist hier nicht erforderlich. Als Abkürzung wird bei einer Reskalierung der Abstandswichtungsfunktion ein 'r' vorangestellt (z.B.  $a = \underline{rtwf}$ : reskalierte tri-kubische Wichtungsfunktion).

#### 4.4.1.2 FSRN-Methode (Fester Suchradius für Nachbarn)

Bei dieser neu entwickelten Methode wird nicht eine feste Anzahl nächster Nachbarn sondern ein fester Suchradius  $A$  vorgegeben. Zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes am Punkt  $\mathbf{x}_i$  werden nur die Punkte verwendet, deren euklidischer Abstand kleiner oder gleich dem Suchradius  $A$  ist. Die Abstandswichtungsfunktion ist somit über

$$\begin{aligned} w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) &= a(\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|) \quad \text{für } \|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\| < A \\ w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) &= 0 \quad \text{sonst} \end{aligned} \quad (4.11)$$

gegeben. Für die Wahl der Abstandswichtungsfunktion  $a$  gibt es mehrere Möglichkeiten. Eine Möglichkeit ist,  $a$  wie folgt zu definieren (power distance function, pdf):

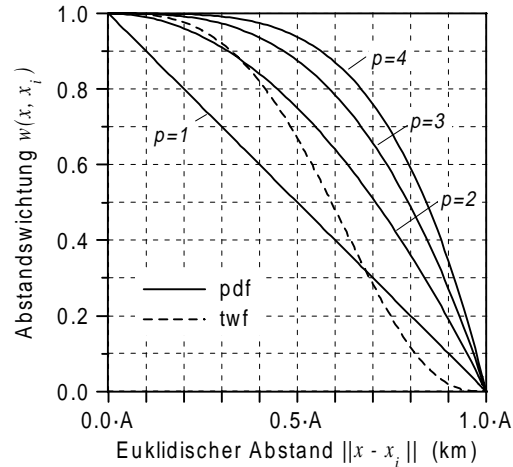


Abbildung 4.5: Abstandswichtung in Abhängigkeit des Abstandes für die trikubische Wichtungsfunktion (twf, ( 4.13 )) und für unterschiedliche Potenzen  $p$  der Potenz-Abstandswichtungsfunktion (pdf, ( 4.12 )).

$$a(\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|) = 1 - \left( \frac{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|}{A} \right)^p \quad \text{mit } p \in \mathbf{N} \quad (4.12)$$

Bei dieser Wahl fällt  $a$  proportional zur  $p$ -ten Potenz des euklidischen Abstandes ab. Analog zu ( 4.8 ) kann  $a$  auch als eine trikubische Wichtungsfunktion (twf) definiert werden:

$$a(\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|) = \left[ 1 - \left( \frac{\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|}{A} \right)^3 \right]^3 \quad (4.13)$$

Im Gegensatz zur Wichtung mit einer festen Anzahl von nächsten Nachbarn (FANN) fällt die Wichtungsfunktion hier nicht bis zum  $R$ -ten nächsten Nachbarn, sondern bis zum Abstand  $A$  auf null ab. Je nach Wahl der Wichtungsfunktion  $a$  werden entferntere Daten mehr oder weniger stark gewichtet (Abbildung 4.5).

Zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes werden bei dieser Wichtungsmethode nicht immer die gleiche Anzahl von Nachbarpunkten verwendet. Im Grenzfall einer geringen Datendichte und eines kleinen Suchradius existieren für manche Datenpunkte auch keine Nachbarn innerhalb des Suchradius. Für diese Lokationen ist die Berechnung eines geglätteten Spannungsfeldes nicht möglich.

Abbildung 4.6 a zeigt den gleichen Datensatz wie Abbildung 4.4 a und das für einen festen Suchradius von  $A = 225$  km berechnete geglättete Spannungsfeld. Die Kreise zeigen das Gebiet um die Punkte A, B und C das nach nächsten Nachbarn ‘durchsucht’ wird. Um den Punkt A ist die Datendichte relativ hoch, hier liegen 12 Punkte innerhalb des Suchradius. Punkt B liegt am Rand des Untersuchungsgebietes und die Datendichte



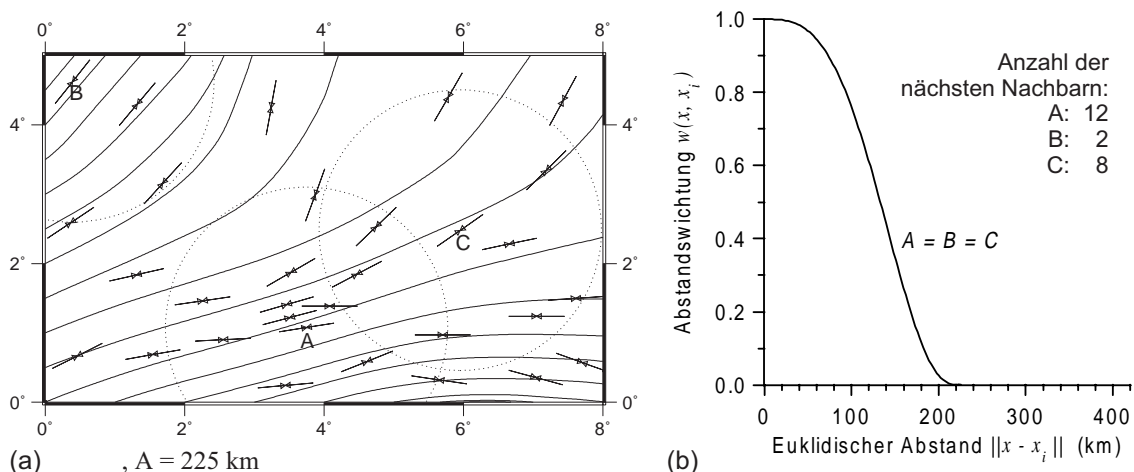


Abbildung 4.6: Abstandswichtung mit einem festen Suchradius (FSNR). (a) Originaldaten und geglättetes Spannungsfeld; die innerhalb der Kreise liegenden Daten werden zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes an den Punkten A, B und C verwendet. (b) Tri kubische Wichtungsfunktion für die Punkte A, B und C. Die Wichtungsfunktion ist für alle Punkte gleich, die Anzahl der zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes verwendeten Nachbarn variiert von Punkt zu Punkt.

ist relativ gering; für diesen Punkt sind nur 2 nächste Nachbarn vorhanden. Die Abstandswichtung ist für alle Datenpunkte gleich und hängt nur vom euklidischen Abstand zwischen den Punkten ab (Abbildung 4.6 b).

Bei der FSRN-Methode ist die Abstandswichtung eine globale Funktion. Im Gegensatz zur FANN-Methode wird hier der Abstandswichtungsterm nicht durch die Verteilung der nächsten Nachbarn beeinflusst; er hängt nur vom euklidischen Abstand ab. Eine Reskalierung, wie sie von Hansen und Mount bei der FANN-Methode verwendet wird, ist also nicht notwendig. Allerdings variiert bei der FSRN-Methode die Anzahl der nächsten Nachbarn  $n_n$  über die bei der Berechnung der 'Schätzwerte'  $f$  in (4.6) und des Prediktors  $\hat{f}(\mathbf{x})$  in (4.7) summiert wird.

Bei der Berechnung der 'Schätzwerte' in (4.6) wird durch die variierende Anzahl von nächsten Nachbarn ein unterschiedlich starkes Gewicht auf den zweiten Term, d.h. den 'Glättungsterm' gelegt. Bei einer großen Anzahl von nächsten Nachbarn wäre die Gewichtung auf ein glatteres Spannungsfeld größer, als bei wenigen nächsten Nachbarn. Um ein Gleichgewicht zwischen dem ersten und zweiten Term in (4.6) zu erlangen, ist es daher sinnvoll die Abstandswichtungsterme aller nächsten Nachbarn auf die Anzahl der nächsten Nachbarn  $n_n$  zu normieren:

$$\hat{w}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) = \frac{w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)}{n_n} \quad \text{für } i \neq j \quad (4.14)$$

$$\hat{w}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) = w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) = 1.0$$

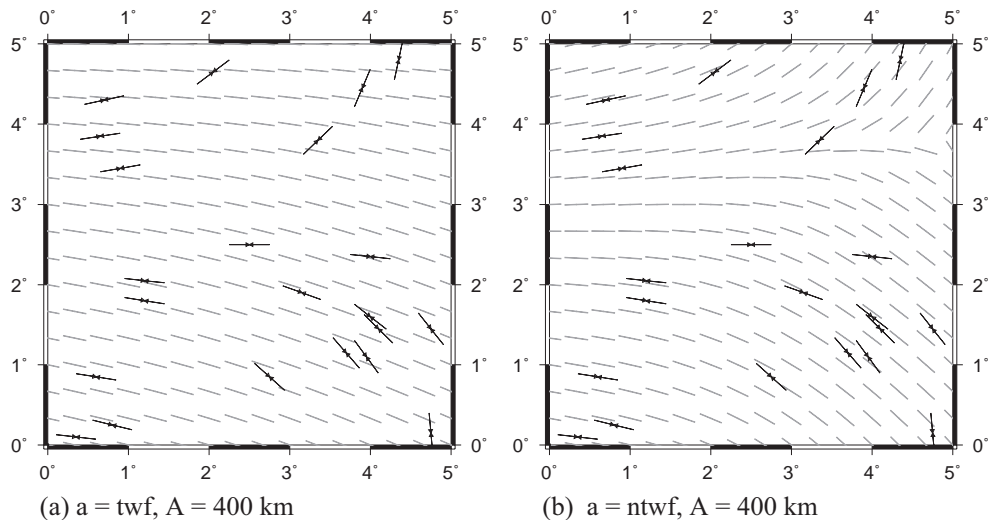


Abbildung 4.7: Vergleich zwischen (a) einer nicht auf die Anzahl der nächsten Nachbarn normierten Abstandswichtung ( $a = twf$ ) und (b) einer auf die Anzahl der nächsten Nachbarn normierten Abstandswichtung ( $a = ntwf$ ). Die Doppelpfeile zeigen die Spannungsbeobachtungen, die grauen Striche geben auf einem regelmäßigen Gitter das geglättete Spannungsfeld wieder. Diskussion siehe Text.

Abbildung 4.7 verdeutlicht die Auswirkung der Normierung an einem synthetischen Datensatz. Berechnet man ohne Normierung der Abstandswichtungen ein geglättetes Spannungsfeld (Abbildung 4.7 a) so werden die Beobachtungen besonders im Nordosten nur sehr unzureichend angepaßt; im wesentlichen wird aus allen Beobachtungen eine mittlere Spannungsrichtung berechnet. Bei einer Normierung wird der in den Daten erkennbare Trend gut aufgelöst (Abbildung 4.7 b).

Wird bei der Berechnung der Abstandswichtungsterme eine Normierung nach ( 4.14 ) benutzt, so wird der Abstandswichtungsfunktion ein ‘n’ vorangestellt (z.B.  $a = ntwf$ : normierte trikubische Wichtungsfunktion). Wie die Reskalierung bei der FANN-Methode, ist diese Normierung nur bei der Berechnung von  $f$  aus ( 4.6 ) notwendig. Sowohl Reskalierung als auch Normierung sorgen dafür, daß die Gewichtung zwischen möglichst guter Anpassung an die Daten und einem glatten Spannungsfeld unabhängig von der Datenverteilung wird.

Bei der Berechnung des Prediktors  $\hat{f}(\mathbf{x})$  aus ( 4.7 ) wird bei der FSRN-Methode über die ‘Schätzungen’ für das Spannungsfeld unterschiedlich vieler nächster Nachbarn summiert. Dies führt dazu, daß innerhalb des Glättungsgebietes Regionen mit hoher Datendichte einen starken Einfluß auf Regionen mit geringer Datendichte ausüben.

Abbildung 4.8 zeigt, wie bei einer normierten Abstandswichtung das geglättete Spannungsfeld durch eine lokal erhöhte Anzahl von Beobachtungen beeinflusst wird. Bei einer mehr oder weniger gleichmäßigen Überdeckung werden die Beobachtungen gut angepaßt (Abbildung 4.8 a). Tritt innerhalb des Glättungsgebietes ein Datencluster auf,

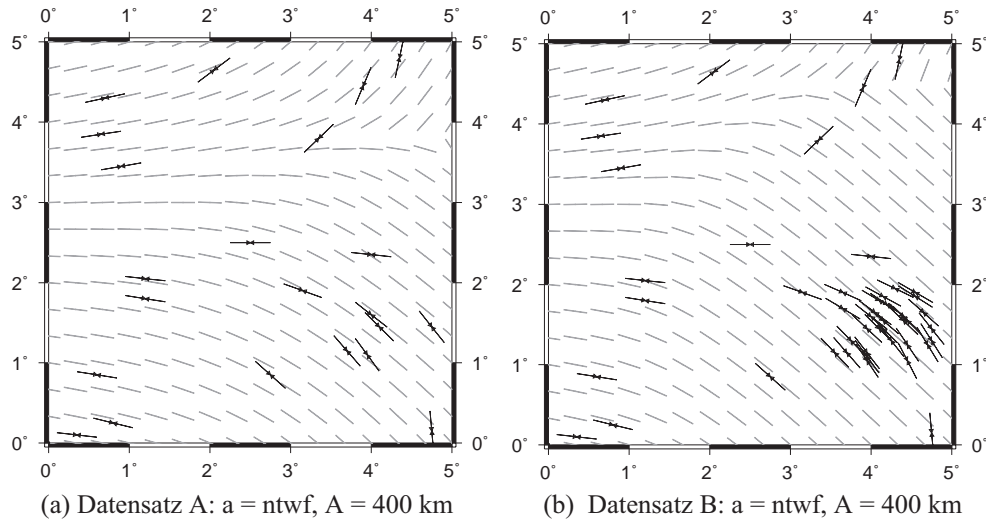


Abbildung 4.8: Auswirkung einer lokal erhöhten Datendichte auf das geglättete Spannungsfeld bei einer Normierung der Abstandswichtungsterme nach ( 4.14 ). (a) Datensatz A zeigt eine relativ gleichmäßige Überdeckung mit Beobachtungen (Doppelpfeile). (b) Zu Datensatz A wurde ein Datencluster im Südwesten hinzugefügt. Das geglättete Spannungsfeld (graue Striche) wird durch den Datencluster beeinflusst.

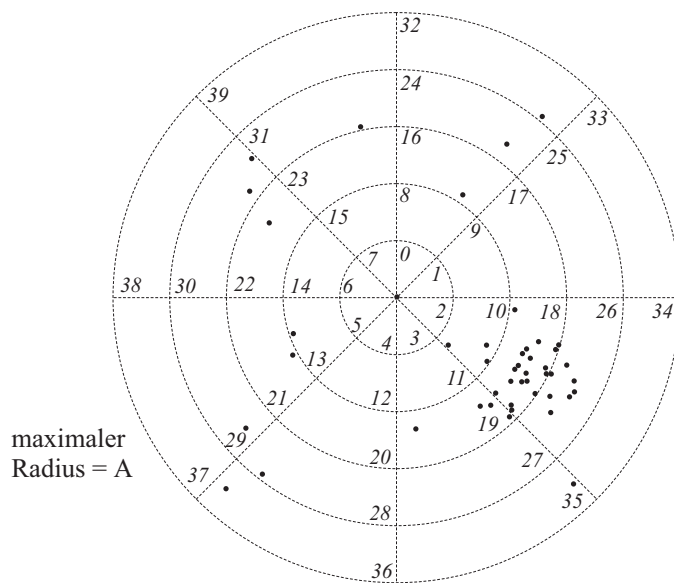
so wird das geglättete Spannungsfeld über einen größeren Bereich von den im Cluster auftretenden Beobachtung dominiert (Abbildung 4.8 b). Dieser Effekt kann bei Daten mit einer starken Richtungsstreuung erwünscht sein, denn ‘Ausreißer’ werden durch die Summierung über viele ‘Schätzungen’ unterdrückt.

Ist der dominierende Einfluß von Datenclustern nicht erwünscht, so bietet es sich bei der Berechnung der Abstandswichtungsterme an die nächsten Nachbarn zu ‘Gruppen’ (‘bins’) zusammenzufassen. Dazu wird der Kreis, der durch den Suchradius aufgespannt wird, in Sektoren unterteilt und die Anzahl der nächsten Nachbarn  $n_s(s)$  im jeweiligen Sektor  $s$  bestimmt (siehe Abbildung 4.10). Dividiert man die Abstandswichtungsterme der nächsten Nachbarn in Sektor  $s$  durch die Anzahl  $n_s(s)$  der Beobachtungen, so wird der Einfluß von Sektoren mit einer hohen Anzahl von Beobachtungen reduziert.

Die Abstandswichtungsterme in ( 4.7 ) berechnen sich wie folgt:

$$\hat{w}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) = \frac{w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)}{n_s(s)} \quad \text{für } i \neq j \quad \text{und } j \in \text{Sektor } s \quad (4.15)$$

$$\hat{w}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) = w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) = 1.0$$



Sektornummer $s$	$n_s(s)$
10	3
13	1
16	1
18	18
19	4
21	1
22	1
24	1
26	7
28	1
29	1
30	2
31	1
32	1
35	1
36	1

Abbildung 4.10: Berechnung der Abstandswichtungsterme bei der Normierung auf Gruppen ( $a = nbtwf$  oder  $a = nbpdf$ ) am Beispiel des Datenpunkts im Zentrum. Das Suchgebiet wird in Sektoren unterteilt (gestrichelte Linien, Sektornummer kursiv). Für jeden besetzten Sektor wird die Anzahl  $n_s(s)$  der nächsten Nachbarn bestimmt (siehe Tabelle). Die Anzahl  $k$  der besetzten Sektoren beträgt hier 16.

Bei ( 4.6 ) müssen - analog zur oben vorgestellten Normierung - die Abstandswichtungsterme zusätzlich auf die Anzahl  $k$  der belegten Sektoren normiert werden:

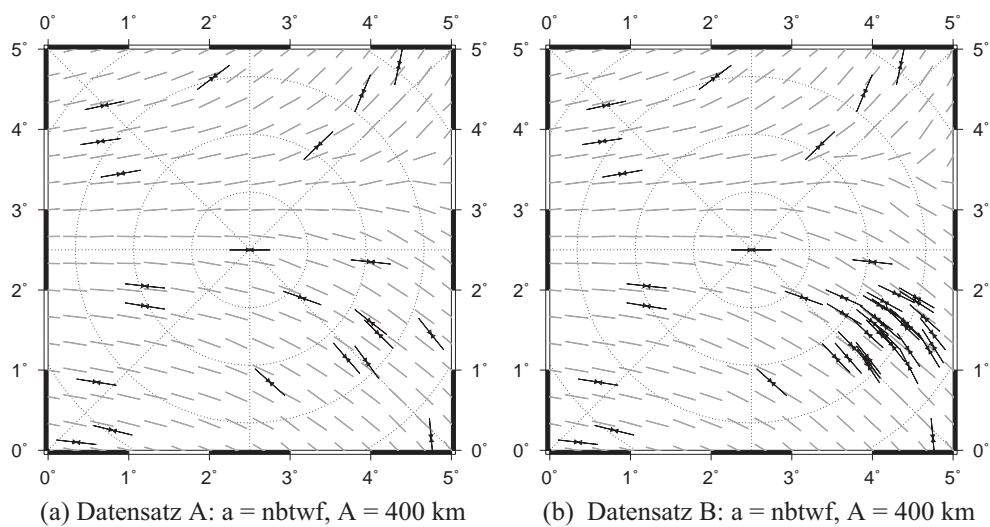


Abbildung 4.9: Bei einer Normierung auf Gruppen wird sowohl für den Datensatz A als auch für den Datensatz B das gleiche geglättete Spannungsfeld berechnet. Die gepunkteten Linien zeigen die Einteilung des Suchgebietes in Sektoren.

$$\begin{aligned}\widehat{w}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j) &= \frac{w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_j)}{k n_s(s)} && \text{für } i \neq j \quad \text{und } j \in \text{Sektor } s \\ \widehat{w}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) &= w(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_i) = 1.0\end{aligned}\tag{4.16}$$

Die in ( 4.15 ) und ( 4.16 ) definierte Verfahrensweise zur Berechnung von Abstandswichtungstermen wird im folgenden als ‘Normierung auf Gruppen’ (normalize bins) bezeichnet. Den Abstandswichtungsfunktionen wird zur Kennzeichnung ein ‘nb’ vorgestellt, z.B.  $a = \text{nbtwf}$ .

Abbildung 4.9 zeigt die mit einer Normierung auf Gruppen berechneten Spannungsfelder für die schon in Abbildung 4.10 verwendeten Datensätze. Bei einer Datenhäufung innerhalb des Suchgebietes (Abbildung 4.9 b) wird das gleiche Spannungsfeld wie bei einer relativ homogenen Datenverteilung (Abbildung 4.9 a) berechnet. Die Normierung auf Gruppen ist bei einer hohen Datenqualität sinnvoll. Bei stark streuenden Richtungsbeobachtungen werden die Streuungen hervorgehoben und der zugrunde liegende Trend wird schwerer zu erkennen. Der Unterschied zwischen einer einfachen Normierung und einer Normierung auf Gruppen wird in Abschnitt 4.7 an einem realen Datensatz diskutiert.

#### 4.4.2 Qualitätswichtung

Im allgemeinen sind die gemessenen Spannungsorientierungen mit unterschiedlicher Zuverlässigkeit bekannt. Die Qualitätswichtung ermöglicht es, das Wissen über die Verlässlichkeit einzelner Datenpunkte in die Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes einfließen zu lassen. Wie oben erwähnt sind die in der WSM verwendbaren Daten in die Qualitäten A bis D unterteilt. Im Programm SMOOTH kann für jede Qualität einen Wichtungsfaktor vorgeben werden oder Daten mit bestimmter Qualität (z.B. D-Qualität) können von der Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes ausgeschlossen werden.

Der absolute Wert der Qualitätswichtungsfaktoren ist bei der Bestimmung der geglätteten Spannungsfelder nicht relevant, wichtig sind nur die Verhältnisse der Wichtungsfaktoren untereinander. Werden jedoch Schwellenwerte (Abschnitt 4.5.2) oder mittlere Abweichungen (Abschnitt 4.5.4) berechnet, so spielt der absolute Zahlenwert eine Rolle. Falls nicht anders angegeben werden im folgenden die in Tabelle 4.1 angegebenen

*Tabelle 4.1: Qualitätswichtungsfaktoren bei der Berechnung von geglätteten Spannungsfeldern.*

Qualität des Datenpunktes	A	B	C	D
Wichtungsfaktor $q(i)$	1.0	0.75	0.5	0.25

*Bei einigen Berechnungen werden die Daten der Qualität D nicht verwendet, hier wird der Qualitätswichtungsterm für D auf 0.0 gesetzt.*

Qualitätswichtungsfaktoren verwendet.

## 4.5 Darstellung geglätteter Spannungsfelder

Zur Darstellung des geglätteten Spannungsfeldes gibt es mehrere Möglichkeiten. Erstens kann an den  $n$  Lokationen an denen die ursprünglichen Richtungsbeobachtungen vorliegen das geglättete Spannungsfeld berechnet und als geglättete Datenpunkte gezeigt werden. Für eine flächenhafte Darstellung des geglätteten Spannungsfeldes bieten sich die in den vorangegangenen Bildern gezeigten Rasterkarten (gridded maps) oder Spannungstrajektorien an. Die in Abschnitt 4.5.1 - 4.5.3 gezeigten Beispiele wurden alle mit dem gleichen Glättungsparameter und der gleichen Abstandswichtung berechnet. Sie unterscheiden sich nur in der Darstellung des geglätteten Spannungsfeldes.

Wenn möglich sollte das geglättete Spannungsfeld zusammen mit den Originalbeobachtungen gezeigt werden. Dies erlaubt den Grad der Glättung zu beurteilen, und zeigt in welchen Regionen das geglättete Spannungsfeld nur durch wenig Daten gestützt ist. Bei der Darstellung von großräumig geglätteten Daten ist dies aufgrund der hohen Datendichte oft nicht möglich. In diesem Fall kann durch die gleichzeitige Darstellung der in Abschnitt 4.5.4 definierten mittleren Abweichung und durch den Einsatz von Schwellenwerten (Abschnitt 4.5.5) noch ein Teil der ursprünglichen Information gezeigt werden.

### 4.5.1 Geglättete Datenpunkte

Ein guter Vergleich zwischen Originaldaten und geglättetem Spannungsfeld ergibt sich, wenn die Originaldaten zusammen mit den aus ( 4.7 ) an den Lokationen der Originaldaten berechneten geglätteten Datenpunkten gezeigt werden. In Abbildung 4.11 sieht man, daß sich für das hier gezeigte Beispiel die größte Abweichung von geglättetem

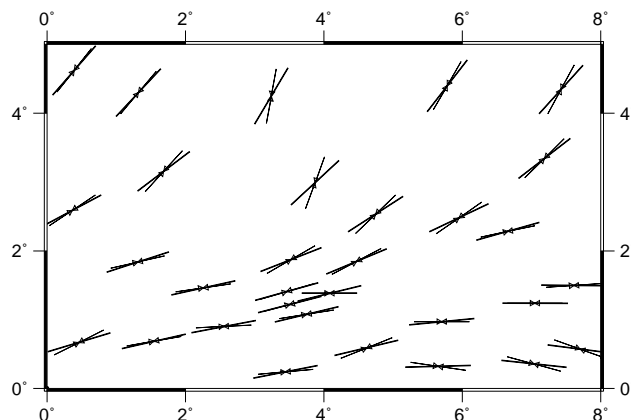


Abbildung 4.11: Beispiel für die Darstellung der geglätteten Datenpunkte (dickere Striche). Parameter:  $\lambda = 1.0$ ,  $A = 200$  km,  $a = \text{npdf}$ ,  $p = 2$ .

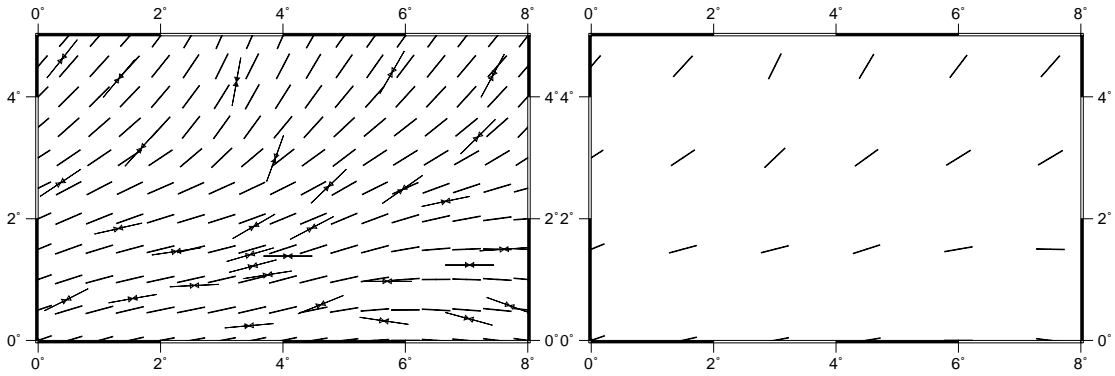


Abbildung 4.12: Beispiel einer Rasterkarte für den synthetischen Datensatz (a) Rasterweite  $0.5^\circ$  (= 28% des Suchradius) (b) Rasterweite  $1.5^\circ$  (= 83% des Suchradius). Parameter:  $\lambda = 1.0$ ,  $A = 200$  km,  $a = npdf$ ,  $p = 2$ .

Datenpunkt zu Originaldaten für den Punkt bei ca.  $4^\circ\text{E}/2.5^\circ\text{N}$  ergibt.

### 4.5.2 Rasterkarten - ‘Gridded Maps’

Bei sogenannten Rasterkarten oder ‘gridded maps’ wird das geglättete Spannungsfeld an den Schnittpunkten eines regelmäßigen Rasters berechnet und die Richtung der größten oder kleinsten horizontalen Spannung durch kleine, am Berechnungspunkt zentrierte Striche dargestellt. Die Rasterweite wird entsprechend der Datendichte und der ‘Glätte’ des Spannungsfeldes gewählt.

Glatte Spannungsfelder lassen sich mit einer relativ großen Rasterweite noch sehr gut darstellen; bei Spannungsfeldern die sich kleinräumig ändern, sollten zur Auflösung einer Drehung des Spannungsfeldes um  $45^\circ$  mindestens zwei bis drei Rasterwerte vorhanden sein. Besonders bei der Abstandswichtung mit einem festen Suchradius darf die Rasterweite  $1/3 - 1/2$  des Suchradius nicht überschreiten. Wie in Abbildung 4.12 b dargestellt wird bei einer großen Rasterweite nur noch der großräumige Trend, nicht jedoch die kleineren Variationen des geglätteten Spannungsfeldes sichtbar.

### 4.5.3 Spannungstrajektorien

Die Berechnung von Spannungstrajektorien ist numerisch am aufwendigsten. Die Vorgehensweise ist in Abbildung 4.13 skizziert. Für einen Startpunkt  $\mathbf{x}_s$  wird aus (4.7) die Richtung  $\theta_s$  des geglätteten Spannungsfeldes berechnet. Ausgehend von diesem Startpunkt werden nun zwei weitere Punkte  $\mathbf{x}_{+1}$  und  $\mathbf{x}_{-1}$  berechnet, die von  $\mathbf{x}_s$  ein kleines Stück  $t$  entfernt sind und deren Verbindungslinien mit  $\mathbf{x}_s$  den Winkel  $\theta_s$  bzw.  $180^\circ + \theta_s$  einschließen. An der Stelle  $\mathbf{x}_{+1}$  wird nun wieder die Richtung des geglätteten Spannungsfeldes  $\theta_{+1}$  berechnet und hieraus zwei Punkte  $\mathbf{x}_{+2}$  und  $\mathbf{x}_{-(+2)}$  bestimmt, die von  $\mathbf{x}_{+1}$  ein kleines Stück  $t$  in Richtung  $\theta_{+1}$  oder  $180^\circ + \theta_{+1}$  entfernt liegen. Zur Fortführung der

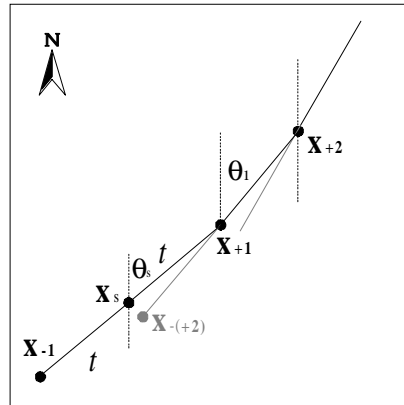


Abbildung 4.13: Vorgehensweise bei der Berechnung der Spannungstrajektorien.

Trajektorie wird nun der Punkt ausgewählt, der von  $x_s$  am weitesten entfernt liegt (in diesem Fall  $x_{+2}$ ) und für diesen Punkt wieder die Richtung des geglätteten Spannungsfeldes berechnet.

Die Trajektorie endet, wenn der Rand des Untersuchungsgebiet erreicht ist, oder wenn - wie bei der FSRN-Abstandswichtung möglich - das geglättete Spannungsfeld am aktuellen Punkt nicht berechnet werden kann oder aufgrund eines gesetzten Schwellenwertes (siehe Abschnitt 4.5.4) nicht berechnet werden soll. Wenn der Startwert innerhalb des Untersuchungsgebietes liegt, wird die Trajektorie wie oben beschrieben noch von  $x_{-1}$  aus in die andere Richtung verfolgt.

Eine sinnvolle Wahl der Startwerte setzt eine gewisse Kenntnis des geglätteten Spannungsfeldes voraus; in der Praxis bietet es sich an vor der Berechnung von Spannungstrajektorien eine Rasterkarte zu erzeugen.

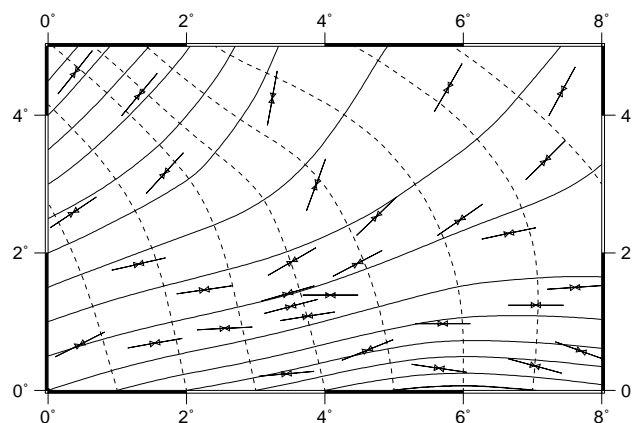


Abbildung 4.14: Beispiel für die Darstellung des geglätteten Spannungsfeldes mit Hilfe von Spannungstrajektorien. Die durchgezogenen Linien geben die Richtung der größten horizontalen Spannung, die gestrichelten Linien die Richtung der kleinsten horizontalen Spannung an. Parameter:  $\lambda = 1.0$ ,  $A = 200 \text{ km}$ ,  $a = \text{npdf}$ ,  $p = 2$ .



#### 4.5.4 Aussagefähigkeit eines geglätteten Datenpunktes

Die Berechnung eines geglätteten Spannungsfeldes ist im allgemeinen auch in Gebieten möglich, in denen die beobachteten Spannungsorientierungen stark streuen. Das für diese Lokation berechnete geglättete Spannungsfeld ist jedoch weniger verlässlich als das, das in einer Region mit einheitlichem Trend berechnet wurde.

Als ein Maß für die Aussagefähigkeit eines geglätteten Datenpunktes kann die mittlere gewichtete Abweichung zwischen geglättetem Spannungsfeld und Originalbeobachtung verwendet werden. Die mittlere Abweichung  $\bar{\alpha}$  wird wie folgt definiert:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{r} \sum_{i=1}^r \alpha_i d(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = \frac{1}{r} \sum_{i=1}^r \alpha_i w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) q(i) \quad (4.17)$$

Dabei ist  $r$  die Anzahl der beobachtete Spannungsorientierungen  $\mathbf{y}_i$  die zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes  $\hat{f}(\mathbf{x})$  an der Lokation  $\mathbf{x}$  verwendet wurden und  $\alpha_i$  ist der Betrag des Winkel zwischen  $\hat{f}(\mathbf{x})$  und  $\mathbf{y}_i$ .

Die mittlere Abweichung  $\bar{\alpha}$  wird in Grad angegeben; sie ist groß in Regionen in denen die Originalbeobachtungen stark streuen und klein in Regionen in denen die Originaldaten einen einheitlichen Trend zeigen. In Abbildung 4.15 ist ein Beispieldatensatz mit unterschiedlicher Streuung und Datenverteilung dargestellt. Im Bereich um 5°E/2°N liegen viele Beobachtungen mit teilweise widersprüchlichen Orientierungen vor. Die Orientierung des geglätteten Spannungsfeldes in dieser Region ist gleich dem regionalen Trend. Die mittlere Abweichung  $\bar{\alpha}$  jedoch - die hier über den Grauwert der Span-

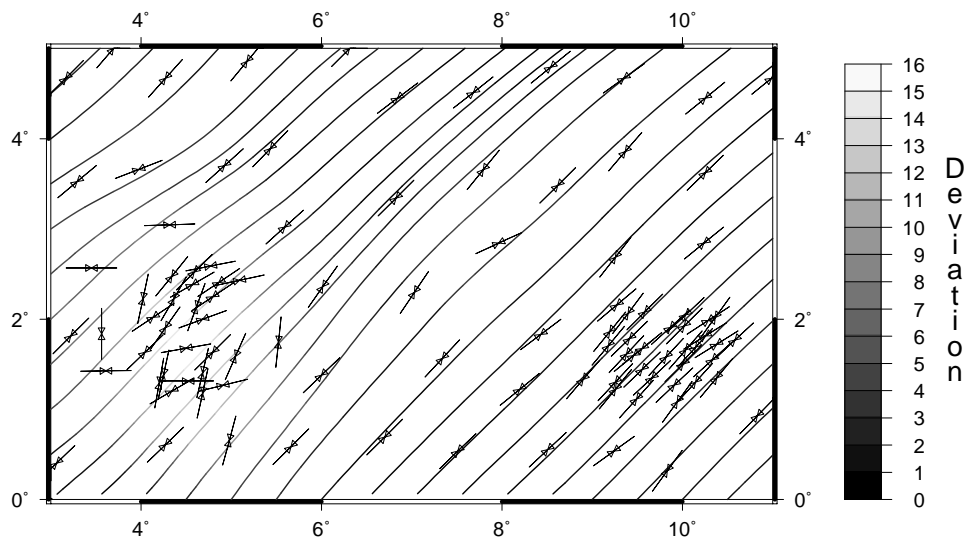


Abbildung 4.15: Spannungstrajektorien und mittlere Abweichung  $\bar{\alpha}$  für einen synthetischen Datensatz mit unterschiedlicher Streuung und Datendichte;  $\bar{\alpha}$  (deviation) ist über den Grauwert der Trajektorien dargestellt.  $\bar{\alpha}$  ist groß in Gebieten in denen die Originaldaten eine starke Streuung zeigen (Parameter:  $\lambda = 1.0$ ,  $A = 160$  km,  $a = \text{ntwf}$ ).

nungstrajektorien dargestellt wird - ist in diesem Gebiet hoch. Im restlichen Untersuchungsgebiet ist  $\bar{\alpha}$  klein. Wie im Gebiet um 10°E/2°N zu sehen bleibt  $\bar{\alpha}$  auch bei einer hohen Datendichte mit einheitlichem Trend klein.

Die Berechnung und Darstellung der mittleren Abweichung  $\bar{\alpha}$  ist besonders dann sinnvoll, wenn - um die Übersichtlichkeit zu wahren - die Spannungsbeobachtungen nicht gleichzeitig mit dem geglätteten Spannungsfeld gezeigt werden können. Dies ist besonders in Gebieten mit vielen Beobachtungen wie z.B. Westeuropa oder Nordamerika der Fall (siehe Abschnitt 4.7.4). Der Wert der mittleren Abweichung hängt - wie an (4.17) zu sehen - davon ab, welche absoluten Werte für die Qualitätswichtungsfaktoren vorgegeben werden. Vergleicht man geglättete Spannungsfelder, die mit unterschiedlichen Qualitätswichtungsfaktoren berechnet wurden, muß dies berücksichtigt werden.

Wird mit der FSRN-Methode über ein großes Gebiet geglättet, so berechnet man den regionalen Trend des Spannungsfeldes. Kleinräumige lokale Variationen der Spannungsrichtung sind hierbei - wie erwünscht - in der Orientierung des geglätteten Spannungsfeldes nicht mehr sichtbar. In der mittleren Abweichung treten die Gebiete mit kleinräumigen Variationen als Gebiete mit erhöhten  $\bar{\alpha}$  auf.

#### 4.5.5 Schwellenwerte bei der FSRN-Methode

Bei der FANN-Methode wird immer über die gleiche Anzahl von nächsten Nachbarn geglättet. Im Gegensatz dazu schwankt bei der FSRN-Methode die Anzahl  $n_n$  der verwendeten nächsten Nachbarn. Stehen bei dieser Methode an einer Lokation  $\mathbf{x}$  keine ausreichende Anzahl nächster Nachbarn zur Verfügung, sind die nächsten Nachbarn von 'geringerer' Qualität oder zu weit entfernt, so ist es nicht sinnvoll für diese Lokation eine geglättete Spannungsrichtung anzugeben.

Tabelle 4.2: Bezeichnung und Berechnung der Schwellenwerte bei der Darstellung von geglätteten Spannungsfeldern.

Schwellenwert	Berechnung über	geglättetes Spannungsfeld an der Stelle $\mathbf{x}$ wird berechnet wenn ...
$I_n$	$n_n$	z.B. bei $I_n = 3$ mindestens 3 nächste Nachbarn innerhalb des Suchradius liegen
$I_q$	$\sum_{i=1}^{n_n} q(i)$	z.B. bei $I_q = 1.0$ die Summe der Qualitätswichtungsfaktoren aller Datenpunkte $n_n$ innerhalb des Suchradius 1.0 erreicht oder überschreitet
$I_w$	$\sum_{i=1}^{n_n} d(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) = \sum_{i=1}^{n_n} w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) q(i)$	z.B. bei $I_w = 0.5$ die Summe der Wichtungsfaktoren (Qualität·Abstand) für die Stelle $\mathbf{x}$ den Wert 0.5 erreicht oder überschreitet.

Qualitätswichtungsfaktoren wie in Tabelle 4.1 angegeben.

Im Programm SMOOTH kann bei der FSRN-Methode für die Anzahl  $n_n$  der verwendeten Nachbarn, die Summe der Qualitätswichtungsfaktoren oder die Summe der Wichtungsterme einen Schwellenwert vorgeben werden, der überschritten werden muß, um ein geglättetes Spannungsfeld an der Stelle  $\mathbf{x}$  zu berechnen (siehe Tabelle 4.2). Der Schwellenwert wird erst bei der Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes an der Stelle  $\mathbf{x}$  aus (4.7), nicht bei der Iteration (4.6) wirksam. Im allgemeinen ist die Festlegung eines Schwellenwertes sinnvoll. Bei qualitativ unterschiedlichen Daten bietet es sich an einen Schwellenwert  $I_q$  für die Summe der Qualitätswichtungsfaktoren oder einen Schwellenwert  $I_w$  für die Summe der Wichtungsfaktoren festzulegen, da hier die unterschiedliche Qualität der Originaldaten berücksichtigt wird.

#### 4.6 Vergleich der FANN und FSRN Abstandswichtungsmethoden

Im folgenden werden die beiden unterschiedlichen Abstandswichtungsmethoden FANN

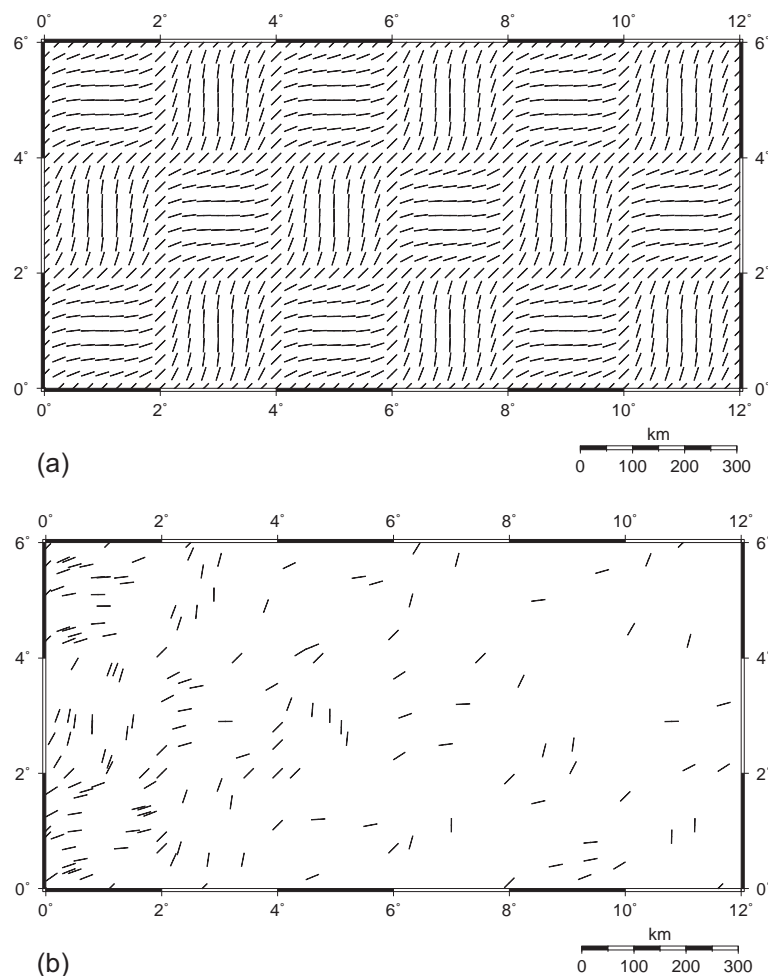


Abbildung 4.16: (a) Synthetisch erzeugter Datensatz. (b) Testdatensatz, zufällig ausgewählte Teilmenge aus (a). Die Datendichte im Testdatensatz nimmt von links nach rechts ab.

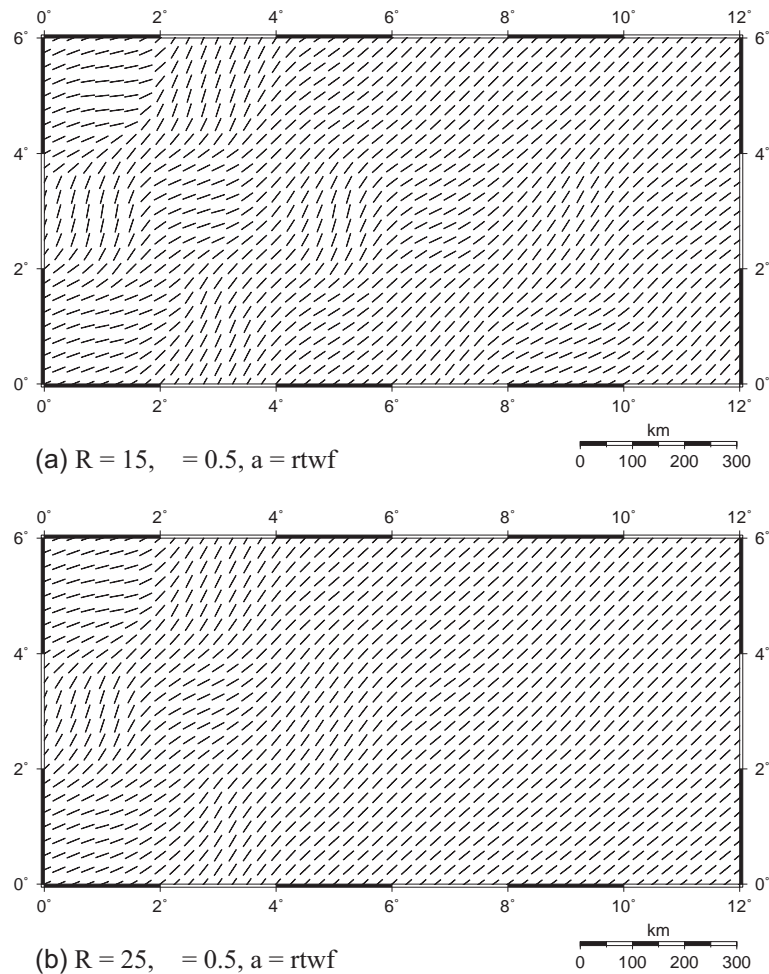


Abbildung 4.17: Geglättetes Spannungsfeld berechnet aus dem Testdatensatz in Abbildung 4.16 b mit der FANN-Methode mit (a) 15 nächsten Nachbarn. (b) 25 nächsten Nachbarn. Das Schachbrettmuster ist nur im Bereich mit hoher Datendichte zu erkennen.

und FSRN an einem synthetisch erzeugten und einem realen Datensatz verglichen. Gezeigt wird der Vorteil der neu entwickelten FSRN-Methode bei der Bestimmung von Spannungsdomänen im Fall einer ungleichen Datenverteilung.

#### 4.6.1 Vergleich an einem synthetischen Datensatz

Der ursprüngliche synthetische Datensatz zeigt ein Schachbrettmuster (Abbildung 4.16 a), die Richtung variiert auf einer Länge von ca. 225 km zwischen  $N0^\circ E$  und  $N90^\circ E$ . Aus diesem Datensatz wurde statistisch verteilt eine Teilmenge entnommen (Abbildung 4.16 b). Die Datendichte in diesem Testdatensatz nimmt von links nach rechts hin ab. Zum Vergleich der FANN- und der FSRN-Methode wurden aus diesem Testdatensatz jeweils geglättete Spannungsfelder berechnet.

Wählt man eine feste Anzahl von nächsten Nachbarn (FANN, Abbildung 4.17) kann bei einer höheren Datendichte das Schachbrettmuster noch aufgelöst werden. In Gebieten

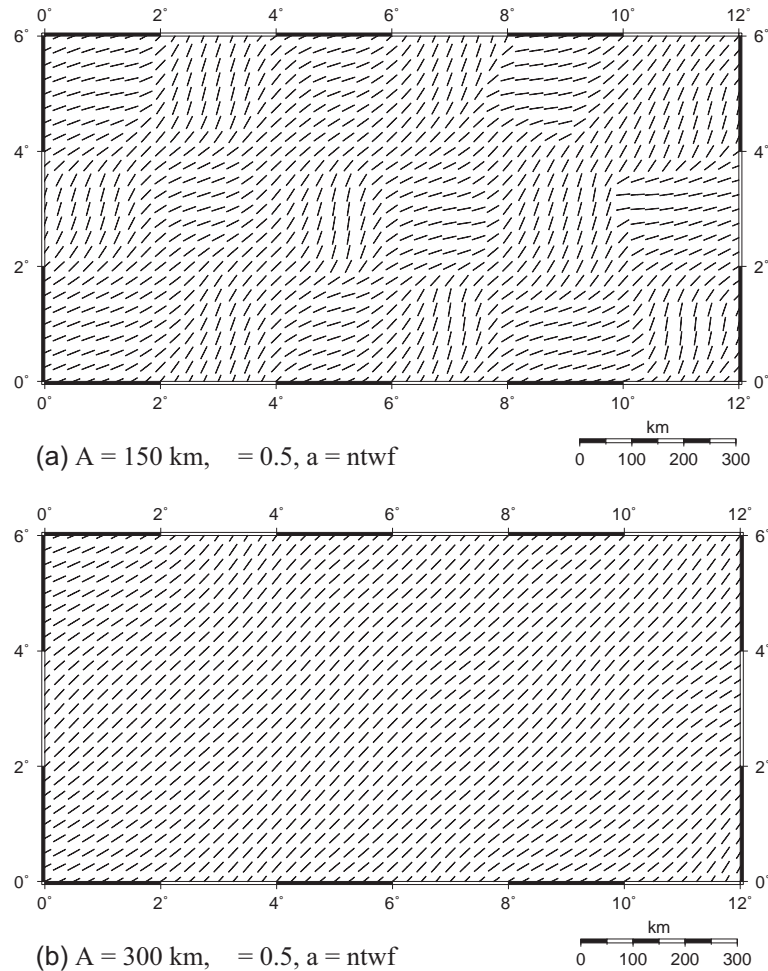


Abbildung 4.18: Geglättetes Spannungsfeld berechnet aus dem Testdatensatz aus Abbildung 4.16 a mit der FSRN-Methode mit (a) 150 km Suchradius und (b) 300 km Suchradius. Bei einem kleinen Suchradius wird unabhängig von der Datendichte das Schachbrettmuster aufgelöst. Bei einem größeren Suchradius kann über das Muster geglättet werden und der großräumige Trend wird erkennbar.

mit geringerer Datendichte wird über ein größeres Gebiet geglättet und die kleinräumigeren Strukturen werden ‘verschmiert’. In Abbildung 4.17 wandert mit zunehmender Anzahl der nächsten Nachbarn, die zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes verwendet werden, die Grenze, ab derer das Muster nicht mehr aufgelöst wird, nach links. Die Datendichte des Testdatensatz ist am linken Rand so groß, daß auch bei 25 nächsten Nachbarn (Abbildung 4.17 b) das Schachbrettmuster erkennbar ist.

Bei der FSRN-Methode wird explizit vorgegeben, über welches Gebiet geglättet werden soll. Damit hat man bei geeigneter Wahl des Suchradius einerseits die Möglichkeit das relativ kleinräumige Schachbrettmuster herauszuheben (Abbildung 4.18 a), andererseits kann - wenn man über ein größeres Gebiet glättet - der großräumige Trend berechnet werden (Abbildung 4.18 b).

Die Dichte der Originalbeobachtungen hat bei dieser Methode nahezu keinen Einfluß auf das berechnete Spannungsfeld. Wählt man den Suchradius kleiner oder gleich der Wellenlänge des Schachbrettmusters (Abbildung 4.18 a), so wird über die gesamte Testregion - unabhängig von der Datendichte - das Muster erkennbar.

Reale Daten weisen im allgemeinen keine ‘Schachbrettmuster’-Orientierung mit konstanter Wellenlänge auf. Berechnet man jedoch mit der FSRN-Methode geglättete Spannungsfelder mit unterschiedlichem Suchradius, so kann man so eine Aussage über die Ausdehnung von Spannungsdomänen geben.

#### 4.6.2 Vergleich an einem realen Datensatz: Das Spannungsfeld im Karpatenbogen

Nach dem Vergleich der FANN- und der FSRN-Methode an einem synthetischen Datensatz werden die beiden Methoden nun an einem realen Datensatz verglichen. Untersucht wird u.a., wie die beiden Methoden sich in Regionen mit wenig, oder keinen Daten unterscheiden.

Als Beispiel wurden aus der WSM97-1 die östlichen Alpen und der Karpatenbogen gewählt (Abbildung 4.19). Die Datendichte variiert in dieser Region deutlich und die

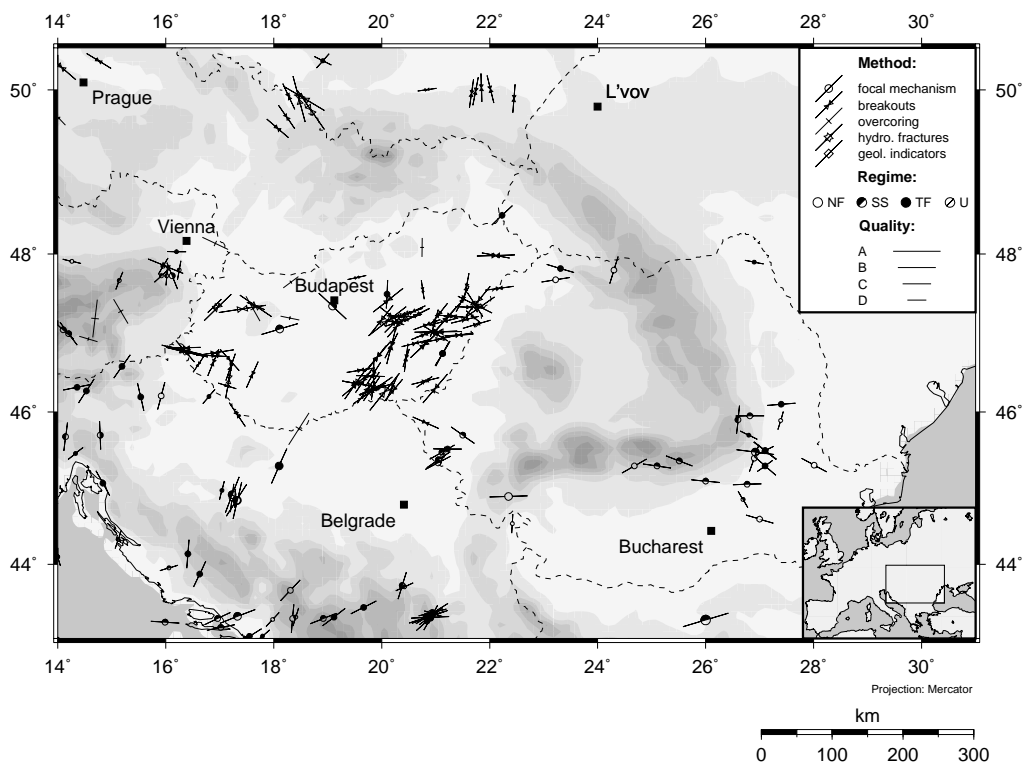


Abbildung 4.19: Rezente Spannungsbeobachtungen im Karpatenbogen. Die Symbole zeigen die Richtung der maximalen horizontalen Kompression, die Länge der Symbole ist ein Maß für die Qualität der Beobachtung (siehe Legende). Die kleine Übersichtskarte unten rechts zeigt die Lokation des Kartenausschnitts.

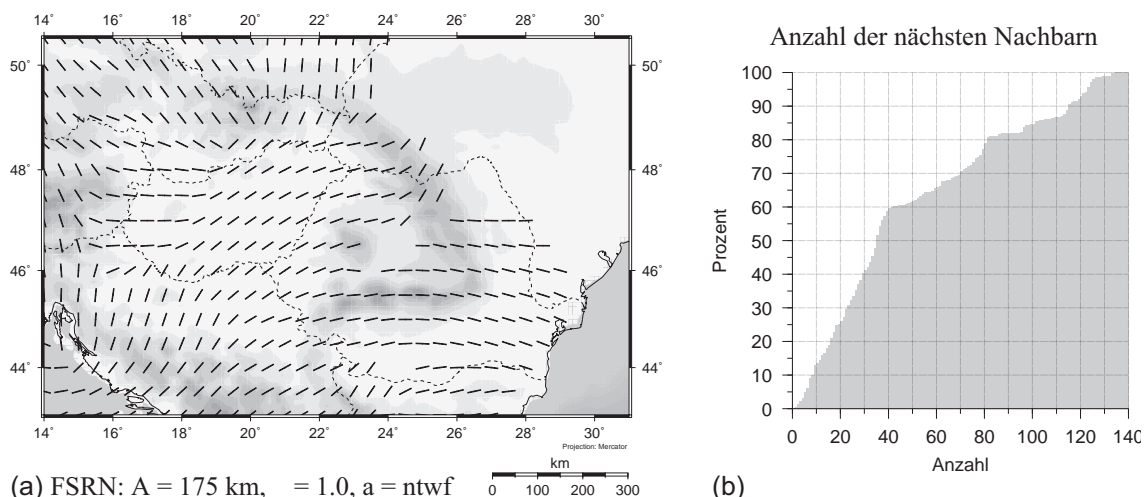


Abbildung 4.20: (a) Mit der FSRN-Methode berechnetes geglättetes Spannungsfeld. Der Suchradius für die nächsten Nachbarn beträgt  $A = 175$  km. Als Schwellwert für Darstellung eines geglätteten Spannungspunktes wurde die Summe der Wichtungsterme  $I_w = 0.3$  gesetzt. (b) Kumulatives Histogramm für die Anzahl der zur Glättung verwendeten nächsten Nachbarn. Bei 50% aller Beobachtungen ist die Anzahl der nächsten Nachbarn kleiner oder gleich 35.

vorliegenden Spannungsbeobachtungen zeigen, daß sich das krustale Spannungsfeld kleinräumig ändert. Aus einer ersten ‘visuellen Mittelung’ läßt sich im östlichen Ungarn eine NNE Orientierung von  $S_{Hmax}$  ablesen. An der südöstlichen Spitze des Karpatenbogens beobachtet man eine ESE Orientierung. Am nördlichen Kartenausschnitt deuten die Daten eine Rotation von  $S_{Hmax}$  von NW auf N an. Im östlichen Österreich und westlichen Ungarn streuen die Daten stark; hier kann visuell keine  $S_{Hmax}$  Richtung ermittelt werden.

Zur Berechnung der geglätteten Spannungsfelder wurden bei diesem Beispiel die Daten der Qualität A-D verwendet; die Qualität wurde im Wichtungsterm berücksichtigt. Um eine gute Datentreue und eine moderate Glättung zu erreichen, wurde der Glättungsparameter  $\lambda = 1.0$  gewählt.

Aus den in Abbildung 4.19 dargestellten Richtungsbeobachtungen wurde jeweils mit der FSRN- und der FANN-Methode ein geglättetes Spannungsfeld berechnet. Zur Auflösung der lokalen Spannungsfeldvariationen wurde bei der FSRN-Methode (Abbildung 4.20 a) der Suchradius für die nächsten Nachbarn  $A = 175$  km gewählt. Die Anzahl der zur Glättung verwendeten Nachbarn (Abbildung 4.20 b) schwankt deutlich: für 50% der Daten liegen 35 oder weniger nächste Nachbarn innerhalb des Suchradius, bei 20% der Datenpunkte stehen weniger als 15, bei 20% mehr als 80 nächste Nachbarn zur Verfügung. Ein Vergleich des geglätteten Spannungsfeldes mit den Originalbeobachtungen zeigt, daß das geglättete Spannungsfeld die rein visuell gefundenen Trends des Span-

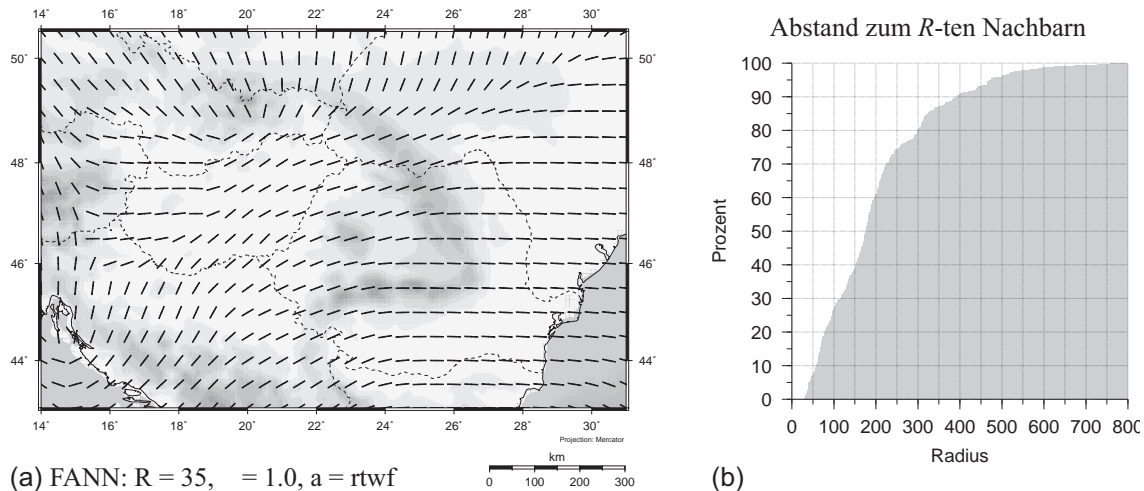


Abbildung 4.21: (a) Mit der FANN-Methode berechnetes geglättetes Spannungsfeld. Bei dieser Methode ist die Anzahl der nächsten Nachbarn die zur Berechnung verwendet werden fest. (b) Kumulatives Histogramm über den Abstand zum  $R$ -ten Nachbarn. Bei 50 % aller Beobachtungen ist der Abstand zum  $R$ -ten Nachbarn kleiner oder gleich 175 km.

nungsfeldes bestätigt. Für das westliche Ungarn wird eine Ost-West Orientierung von  $S_{Hmax}$  berechnet.

Bei der FANN-Methode (Abbildung 4.21 a) wurde die Anzahl der nächsten Nachbarn zu  $R = 35$  gewählt. Wie in Abbildung 4.21 b dargestellt liegt bei 50% der Beobachtungen der Abstand zum  $R$ -ten Nachbarn unter ca. 175 km. D.h. der Parameter  $R$  wurde so gewählt, daß die beiden Methoden von den ‘mittleren’ Werten her vergleichbar sind.

Aufgrund der unterschiedlichen Datendichte variieren die Abstände zu den  $R$ -ten Nachbarn stark; bei ca. 20% der Daten liegt der Abstand unter 75 km, bei 20% über 300 km, der maximale Abstand liegt bei ca. 750 km. Wie bei der Vorstellung der Methode in Abbildung 4.4 b gezeigt, spannt der Abstand zum  $R$ -ten Nachbarn einen Kreis auf, der all die Daten umfaßt, die zur Glättung verwendet werden.

Bei der FANN-Methode weicht der geglättete Wert im südöstlichen Karpatenbogen deutlich von der visuellen Mittelung ab. Aufgrund der in Ungarn beobachteten  $S_{Hmax}$ -Richtung wird hier für  $S_{Hmax}$  eine Ost-West Orientierung berechnet.

Vergleicht man die beiden geglätteten Spannungsfelder, so fällt als erstes auf, daß bei der FSRN-Methode (Abbildung 4.20 a) nicht für die gesamte Region ein geglättetes Spannungsfeld berechnet wurde. In der ‘ausgelassenen’ Region standen entweder keine Beobachtungen innerhalb des Suchradius zur Verfügung, oder der Schwellwert von  $I_w = 0.3$  wurde nicht überschritten. Bei der FANN-Methode wird für die gesamte Testregion ein geglättetes Spannungsfeld berechnet. Im Nordosten liegen keine Beobachtun-



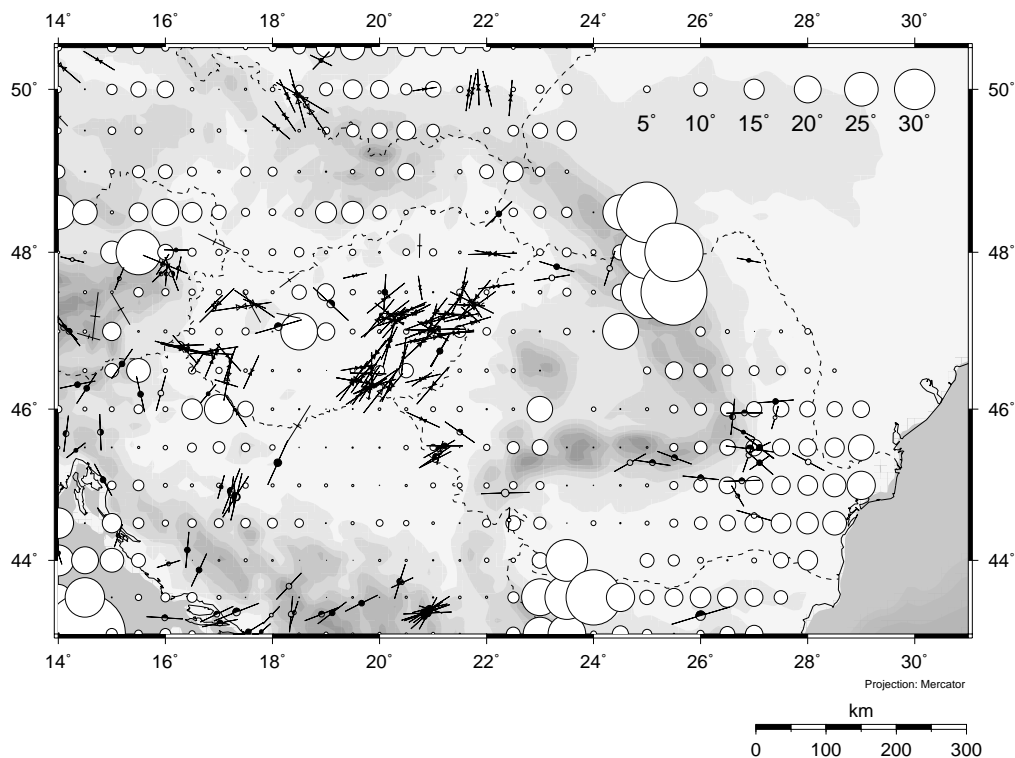


Abbildung 4.22: Differenz zwischen den nach der FANN- und der FSRN-Methode berechneten Spannungsorientierungen (weiße Kreise) Wie in der Legende oben rechts gezeigt ist die Symbolgröße proportional zur Differenz. Im südöstlichen Teil weichen die beiden Spannungsfelder systematisch um 15 - 20° voneinander ab.

gen vor; die geglättete Spannungsrichtung wird hier aus weit entfernten Beobachtungen extrapoliert.

Zum besseren Vergleich der beiden geglätteten Spannungsfelder wurde für die Lokationen, an denen für beide Methoden ein gerasterter Datenpunkt vorhanden war, die Differenz der Orientierung berechnet. Der Betrag der Differenz ist in Abbildung 4.22 über die Symbolgröße der weißen Punkte kodiert. Im westlichen Testgebiet unterscheiden sich die beiden geglätteten Spannungsfelder nicht signifikant. Die relativ lokalisierten Abweichungen treten an den 'Rändern' der lokalen Spannungsdomänen auf. Hier rotiert das geglättete Spannungsfeld - je nach Methode - an einer etwas anderen Stelle. Im östlichen Testgebiet beobachtet man jedoch signifikante Abweichungen. Die Abweichungen zwischen 23°E und 25°E werden durch die unterschiedliche Datentreue erzeugt. Im südöstlichen Karpatenbogen weichen die beiden Spannungsfelder in einem großen Gebiet zwischen 15° - 20° voneinander ab. In dieser Region werden durch die FSRN-Methode (Abbildung 4.20 a) die 'lokalen' Originalbeobachtungen viel besser beschrieben. Bei der FANN-Methode wird hier aufgrund der geringen Datendichte über große Bereiche geglättet, der lokale Trend wird verwischt. Bei der FSRN-Methode

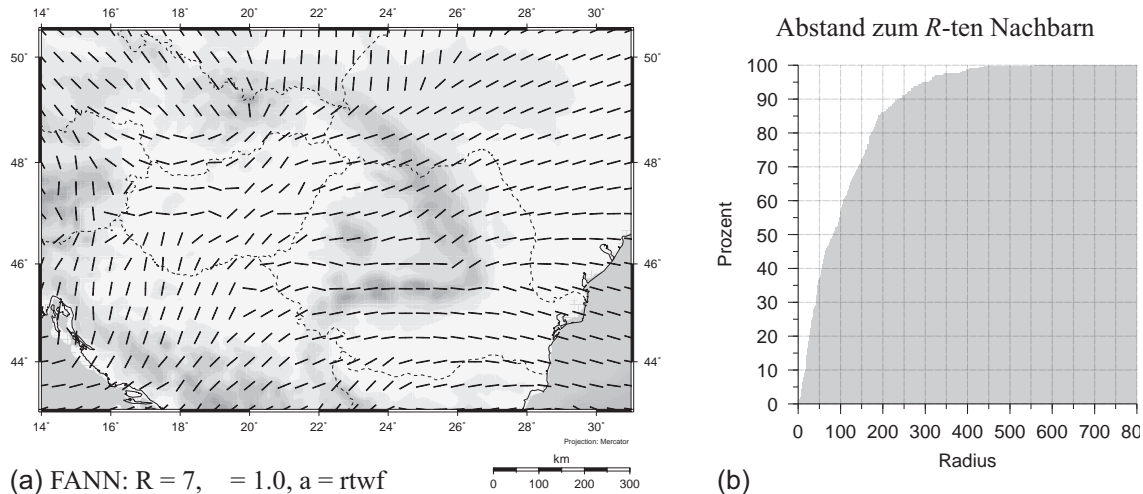


Abbildung 4.23: (a) Mit der FANN-Methode berechnetes geglättetes Spannungsfeld, im Gegensatz zu Abbildung 4.21 wurden nur 7 nächste Nachbarn verwendet. (b) Kumulatives Histogramm über den Abstand zum R-ten Nachbarn. Im Gegensatz zu Abbildung 4.21 a wird bei einer so geringen Anzahl von nächsten Nachbarn keine 'glattes' Spannungsfeld berechnet.

werden in dieser Region weniger nächste Nachbarn zur Glättung verwendet und die Beobachtungen besser wiedergegeben.

Bei der FANN-Methode kann die Abweichung zwischen Originalbeobachtungen und dem geglätteten Spannungsfeld im Südwesten durch die Wahl einer geringeren Anzahl von nächsten Nachbarn verringert werden. In diesem Fall wird zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes im Südwesten nicht mehr auf die Daten aus dem östlichen Ungarn zurückgegriffen, die einen anderen lokalen Spannungstrend zeigen.

In Abbildung 4.23 a ist das mit  $R = 7$  nächsten Nachbarn berechnete, geglättete Spannungsfeld dargestellt. Man erkennt, daß der ESE-Trend im südöstlichen Karpatenbogen jetzt besser wiedergegeben wird. Ein großer Nachteil ist jedoch, daß aufgrund der geringen Anzahl von verwendeten nächsten Nachbarn die starke Streuung der Originalbeobachtungen z.B. im westlichen Ungarn nicht geglättet wird. Die in NE-Orientierung von  $S_{Hmax}$ , die in den östlichen Karpaten berechnet wird, ist ein Artefakt der FANN-Methode. Hier wird über die Originalbeobachtungen vom südöstlichen Karpatenbogen und den Daten aus dem Norden Rumäniens geglättet. Dieses Beispiel zeigt, daß bei stark streuenden Originalbeobachtungen die Anzahl der nächsten Nachbarn nicht zu klein gewählt werden darf.

#### 4.6.3 Diskussion der Vor- und Nachteile beider Methoden

In den beiden vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, daß bei der FSRN-Methode die Berechnung von geglätteten Spannungsfeldern bei einer lateral stark variierenden

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der wichtigsten Vor- und Nachteile der FANN- und FSRN-Methode in Bezug auf gestellte Anforderungen.

Anforderung	FANN	FSRN
Kontrolle über die Größe des Gebiets aus dem Beobachtungen zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes an einem Punkt verwendet werden	-- sehr schlecht. Gebiet variiert bei nicht gleichmäßiger Datenverteilung stark	++ sehr gut; wird direkt vorgegeben
Kontrolle über die Anzahl der zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes an einem Punkt verwendeten Beobachtungen	++ sehr gut; wird direkt vorgegeben	0 nicht direkt möglich, aber Schwellwert bietet Möglichkeit geglättete Datenpunkte, die nicht ausreichend durch Daten gestützt sind, 'auszublenden'
Unabhängigkeit von der Verteilung der Beobachtungen	-- hohe Abhängigkeit von Datenverteilung -- lokale Trends werden bei einer ungünstigen Wahl von $R$ mit regionalen Trends vermischt und 'weggeglättet'	++ sehr geringe Abhängigkeit von Datenverteilung
Geglättetes Spannungsfeld wird berechnet ...	an jedem Punkt des Testgebietes. - Nachteil: Vorhersagen über geglättetes Spannungsfeld in Regionen die nicht von Daten belegt werden	bei einer ausreichenden Anzahl von nächsten Nachbarn; für einige Lokationen ist keine Berechnung möglich. + Vorteil: keine Extrapolation in 'unbekannte' Gebiete

Verteilung von Originalbeobachtungen möglich ist. Bei geeigneter Wahl des Suchradius  $A$  können entweder lokale oder regionale Tendenzen aufgelöst werden.

Die FANN-Methode zeigt zwei Schwachpunkte. Erstens wird zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes bei einer variierenden Datendichte über unterschiedlich große Regionen geglättet. Lokale Trends, die durch eine geringere Anzahl von Beobachtungen belegt sind, können dadurch evtl. durch Beobachtungen aus anderen Spannungsdomänen überprägt werden. Zweitens wird das geglättete Spannungsfeld - unter der impliziten Annahme, daß sich die Spannungsrichtung nicht ändert - auch in Regionen extrapoliert, in denen keine Beobachtungen vorliegen. Diese Annahme ist besonders bei der Glättung von großen Regionen oder bei unterschiedlichen tektonischen Provinzen nicht gerechtfertigt.

Bei der FSRN-Methode wird die gute räumliche Auflösung dadurch erkauft, daß weniger Beobachtungen zur Glättung zur Verfügung stehen. Das bedeutet, daß einige geglättete Datenpunkte durch weniger Beobachtungen belegt sind, als andere. Mit der

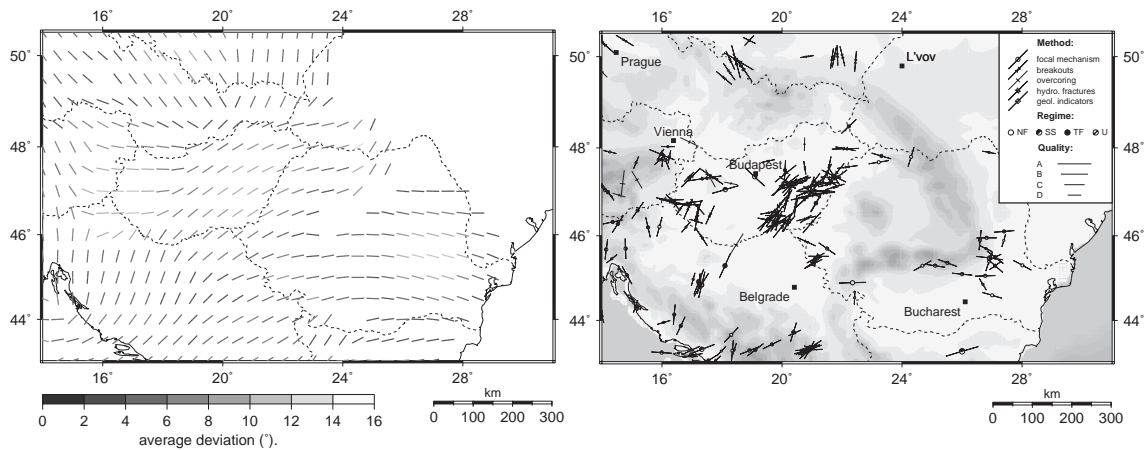
Vorgabe eines Schwellenwertes (siehe Abschnitt 4.5.2) kann man verhindern, daß für ‘schlecht’ belegte Lokationen ein geglätteter Datenpunkt berechnet wird.

Bei einer gleichmäßigen Datenverteilung unterscheiden sich die beiden Methoden nicht; die Parameter  $A$  bzw.  $R$  können in diesem Fall entsprechend gewählt werden. Tabelle 4.3 faßt die wichtigsten Vor- und Nachteile der beiden Methoden zusammen.

### 4.7 Einfluß der Parameter bei der FSRN-Methode

Abgesehen vom Suchradius  $A$  bieten der Glättungsparameter  $\lambda$ , die Abstandswichtungsfunktion  $a$  und die Qualitätswichtungsfaktoren  $q$  die Möglichkeit das geglättete Spannungsfeld zu beeinflussen. Der Einfluß des Suchradius  $A$  wird in Abschnitt 4.7.4 am Beispiel Europas diskutiert.

Um den Einfluß von  $\lambda$ ,  $a$  und  $q$  zu zeigen, werden als Untersuchungsgebiet wieder die östlichen Alpen und der Karpatenbogen verwendet. Alle nachfolgend gezeigten geglätteten Spannungsfelder sind mit einem Suchradius von  $A = 175$  km berechnet, der Schwellenwert wurde auf  $I_w = 0.3$  gesetzt. Ausgehend von dem in Abbildung 4.24 gezeigten ‘Referenzspannungsfeld’ wird jeweils ein Parameter variiert. Die Abweichung zum Referenzspannungsfeld ist wie im vorherigen Abschnitt über die Symbolgröße der weißen Kreise dargestellt.



(a)  $a=ntwf, q=\{1.0,0.75,0.5,0.25\}, A=175km$  (b) Originaldaten

Abbildung 4.24: (a) Geglättetes ‘Referenzspannungsfeld’ berechnet mit  $\lambda = 1.0$ , einer normierten trikubischen Abstandswichtungsfunktion  $a = ntwf$ , und den Standardwerten für die Qualitätswichtungsfaktoren. Der Grauwert der gerasterten Datenpunkte zeigt die in Abschnitt 4.5.4 definierte mittlere Abweichung. (b) Originalbeobachtungen und Legende.

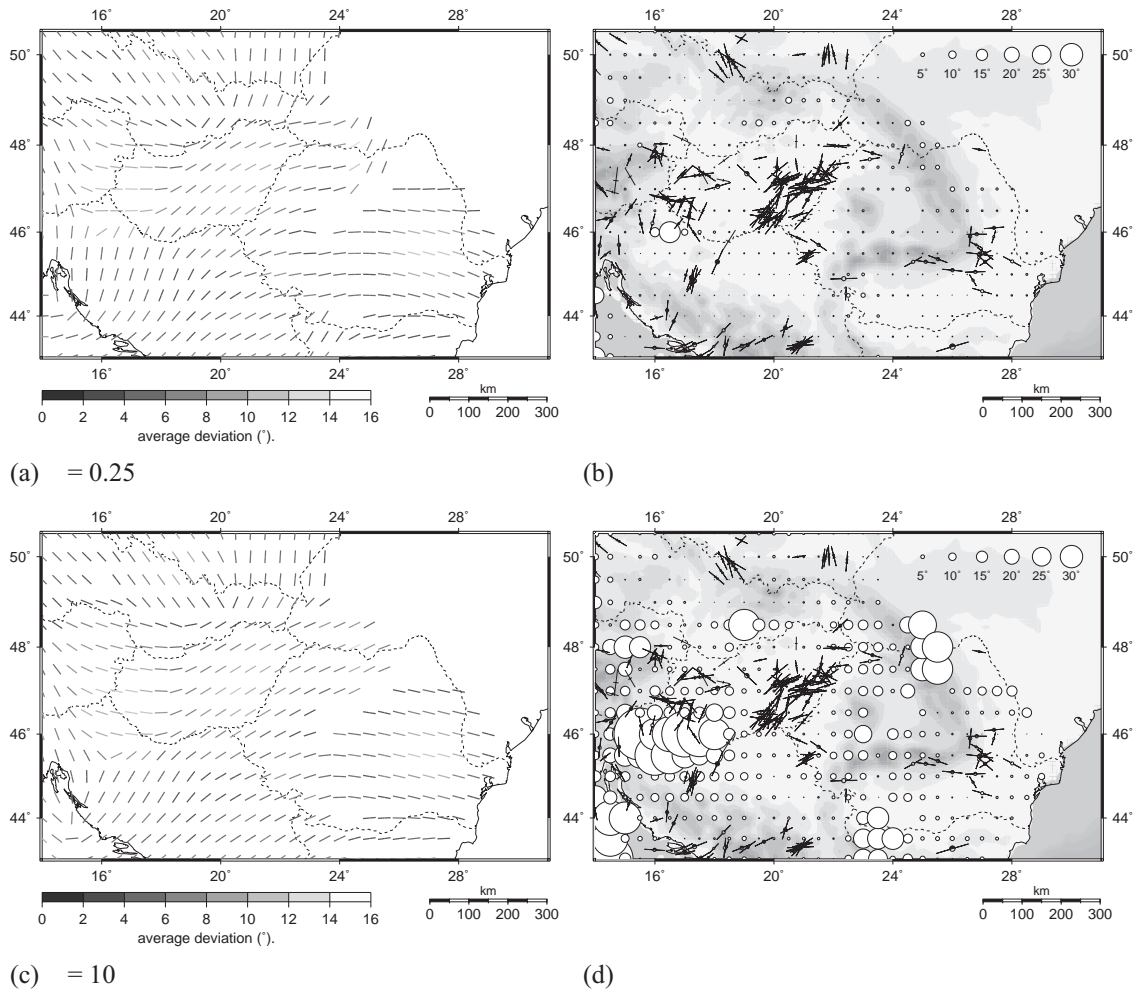


Abbildung 4.25: Einfluß des Glättungsparameters  $\lambda$  auf das geglättete Spannungsfeld: (a) Mit  $\lambda = 0.25$  berechnetes geglättetes Spannungsfeld. (b) Differenz zwischen Referenzspannungsfeld (Abbildung 4.24 a) und (a). (c) Mit  $\lambda = 10$  berechnetes geglättetes Spannungsfeld. (d) Differenz zwischen Referenzspannungsfeld und (c). Diskussion siehe Text.

#### 4.7.1 Variation des Glättungsparameters $\lambda$

Der Glättungsparameter  $\lambda$  vermittelt zwischen einer möglichst guten Anpassung an die Originalbeobachtungen und einem möglichst glatten Spannungsfeld (siehe auch Abschnitt 4.3, Abbildung 4.3). Bei einer Reskalierung der Abstandswichtung werden für  $\lambda = 1.0$  beide Anforderungen gleich gewichtet. Für  $\lambda > 1.0$  wird auf Kosten der Datentreue ein glatteres Spannungsfeld berechnet; bei  $\lambda < 1.0$  paßt das berechnete Spannungsfeld die Variationen in den Richtungsbeobachtungen der Originaldaten besser an.

Abbildung 4.24 a zeigt das ‘Referenzspannungsfeld’, das mit  $\lambda = 1.0$  berechnet wurde. Für  $\lambda = 0.25$  ergibt sich das in Abbildung 4.25 a dargestellte geglättete Spannungsfeld. Der Unterschied zwischen den beiden Spannungsfeldern (Abbildung 4.25 b) liegt bis auf einige Punkte unter  $5^\circ$ . Kleinräumigere Fluktuationen in der Spannungsorientierung

können auch bei kleinem  $\lambda$  bei einem Suchradius von  $A = 175$  km bzw. der relativ groben Rasterweite von  $0.5^\circ$  nicht aufgelöst werden; in den stark streuenden Orientierungsbeobachtungen wäre ein solcher Versuch auch nicht sinnvoll.

Für  $\lambda = 10$  (Abbildung 4.25 c) werden die Übergänge zwischen den einzelnen Spannungsdomänen 'weicher'. Der relativ abrupte Wechsel von einer E-W Orientierung im westlichen Ungarn auf eine NNE Richtung im ehemaligen Jugoslawien, der bei  $\lambda = 1$  auftritt, wird für  $\lambda = 10$  schwächer. Das geglättete Spannungsfeld um den NNE gerichteten 'Ausreißer' im Norden Rumäniens wird bei  $\lambda = 10$  an das restliche Spannungsfeld angepaßt.

#### 4.7.2 Variation der Qualitätswichtungsterme $q$

Der Qualitätswichtungsterm  $q$  berücksichtigt die Zuverlässigkeit der Originalbeobachtungen. In Abschnitt 4.4.2 wurden die Standardwerte für  $q$  festgelegt. Danach werden Daten der Qualität A bis D mit den Faktoren 1.0, 0.75, 0.5 bzw. 0.25 gewichtet.

Bei der Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes in Abbildung 4.26 a wurden die Daten der Qualität D nicht berücksichtigt. Der Vergleich mit dem Referenzspannungsfeld (Abbildung 4.26 b) zeigt, daß die Vernachlässigung der D-Daten den generellen Trend nicht verändert. Nur für einige 'Punkte' an den Grenzen der einzelnen Spannungsdomänen kommt es zu deutlichen Unterschieden. Im südöstlichen Karpatenbogen weichen die beiden Spannungsfelder um ca.  $5^\circ$  voneinander ab. Das aus den Daten der Qualität A-C berechnete Spannungsfeld ist gegenüber dem Referenzspannungsfeld etwas stärker in Richtung SE orientiert.

Berücksichtigt man die unterschiedliche Qualitätseinteilung der Daten nicht, so ergibt sich das in Abbildung 4.26 c dargestellte Spannungsfeld. Sowohl im östlichen Österreich, als auch im südöstlichen Karpatenbogen zeigen sich nun Abweichungen zum Referenzspannungsfeld. Im hier gezeigten Beispiel ist die Mißachtung der Qualitätsinformation sicherlich nicht sinnvoll, denn die C und D-Qualitätsdaten zeigen eine starke Streuung in der Orientierung. Durch die stärkere Wichtung der B, C und D Daten 'greift' der Schwellenwert erst bei einem größeren Abstand, das geglättete Spannungsfeld wird für ein etwas größeres Gebiet berechnet.

Für großräumige, regionale Spannungsfelder ist es zweckmäßig die Daten der Qualität D nicht in die Berechnung mit einzubeziehen, da durch eine geringer Datenanzahl die Rechenzeit im allgemeinen deutlich gesenkt werden kann. Die Gewichtung der D-Daten ist so gering - und sollte auch so gewählt werden - , daß sie den regionalen Trend sehr wenig beeinflussen.

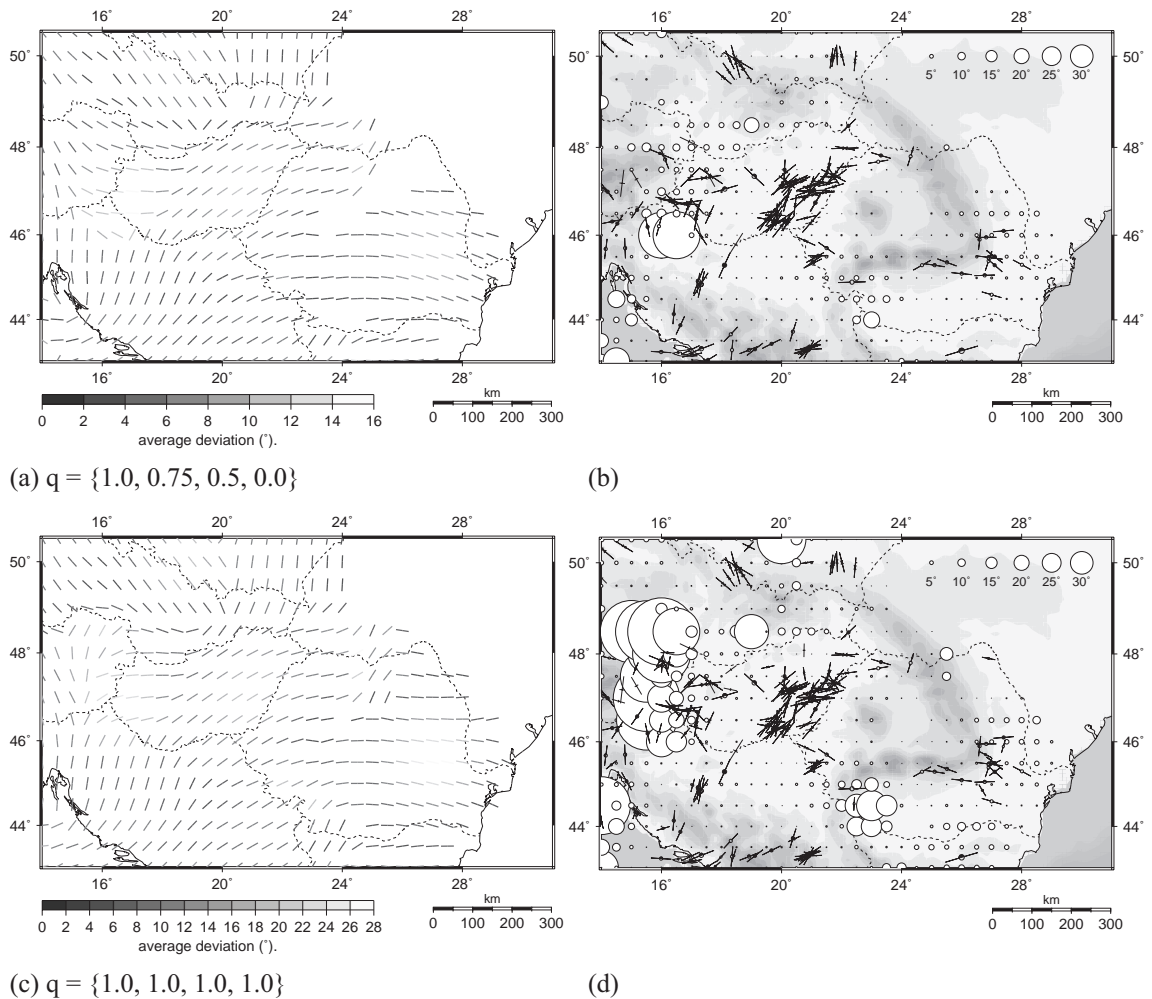


Abbildung 4.26: Einfluß der Qualitätswichtung  $q$  auf das geglättete Spannungsfeld: (a) Mit A-C Daten  $q=\{1.0, 0.75, 0.5, 0.0\}$  berechnetes geglättetes Spannungsfeld. (b) Differenz zwischen Referenzspannungsfeld (Abbildung 4.24 a) und (a). (c) Ohne Qualitätswichtung  $q=\{1.0, 1.0, 1.0, 1.0\}$  berechnetes geglättetes Spannungsfeld. (d) Differenz zwischen Referenzspannungsfeld und (c). Diskussion siehe Text.

### 4.7.3 Variation der Abstandswichtung $a$

Die Abstandswichtung bestimmt - wie der Name schon sagt - wie stark ein Beobachtungswert in einer bestimmten Entfernung gewichtet wird. Wie in Abschnitt 4.4.1 an einem synthetischen Datensatz gezeigt wurde, ist es sinnvoll, die Abstandswichtungsterme entweder auf die Anzahl der nächsten Nachbarn zu normieren oder eine Normierung auf Gruppen durchzuführen.

Abbildung 4.27 a zeigt ein geglättetes Spannungsfeld, das mit einer Normierung auf Gruppen berechnet wurde. Unterschiede zum 'Referenzspannungsfeld' ergeben sich im wesentlichen im östlichen Ungarn und westlichen Österreich. Hier wird im Vergleich zum Referenzspannungsfeld die laterale Ausdehnung der E-W orientierten Spannungsprovinz verkleinert. Ohne eine Normierung auf Gruppen wird im Übergangsbereich



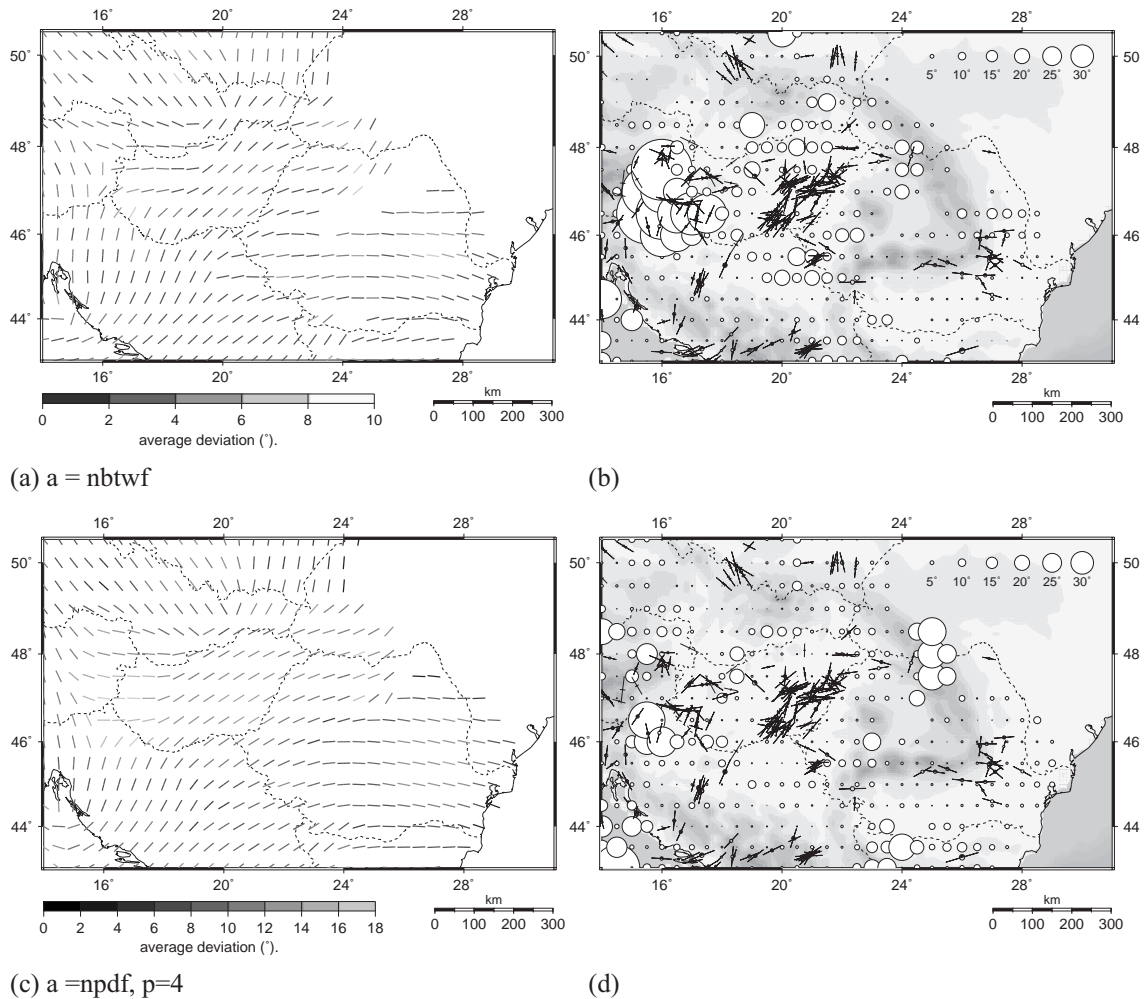


Abbildung 4.27: Einfluß der Abstandswichtung  $a$  auf das geglättete Spannungsfeld: (a) Mit einer Normierung auf Gruppen ( $a = nbtwf$ ) berechnetes geglättetes Spannungsfeld. (b) Differenz zwischen Referenzspannungsfeld (Abbildung 4.24 a) und (a). (c) Mit einer normierten Potenz-Abstandswichtungsfunktion ( $a = npdf, p = 4$ ) berechnetes Spannungsfeld. (d) Differenz zwischen Referenzspannungsfeld und (c). Diskussion siehe Text.

beim Referenzspannungsfeld die Spannungsrichtung durch die größere Anzahl von E-W Beobachtungen dominiert. Durch die Normierung auf Gruppen wird der Einfluß von einer lokal größeren Anzahl von Beobachtungen reduziert. In diesem Beispiel ist eine Normierung auf Gruppen nicht sinnvoll, denn die Richtungsbeobachtungen streuen stark.

Die Abstandswichtungsterme werden auch durch die Wahl der Abstandswichtungsfunktion bestimmt. Mögliche Funktionen, wie die trikubische Wichtungsfunktion und die Potenz-Abstandswichtungsfunktion, sind in Abschnitt 4.4.1.2 gezeigt worden. Die Funktion beschreibt, abhängig vom euklidischen Abstand, wie stark ein Nachbar gewichtet wird.



Die Wahl der Wichtungsfunktion hat einen relativ geringen Einfluß auf das geglättete Spannungsfeld. Sie wirkt sich wie in Abbildung 4.27 c zu sehen, vorwiegend in Regionen aus, in denen das Spannungsfeld sich kleinräumig dreht (östliches Testgebiet). Die Abstandswichtungsfunktion beeinflusst indirekt den Schwellenwert  $I_w$ . Da die in Abbildung 4.27 c verwendete Potenz-Abstandswichtungsfunktion mit zunehmendem Abstand nicht so schnell abfällt, wie die trikubische Wichtungsfunktion wird  $I_w$  bei etwas größeren Abständen unterschritten. Es wird für ein etwas größeres Gebiet ein geglättetes Spannungsfeld berechnet.

#### 4.7.4 Variation des Suchradius $A$

Der Suchradius spannt um jeden Punkt  $\mathbf{x}$  einen Kreis auf, der zur Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes nach nächsten Nachbarn durchsucht wird. Alle Nachbarn außerhalb des Suchgebietes gehen nicht in die Berechnung für den Punkt  $\mathbf{x}$  ein. Die Festlegung des Suchradius erlaubt damit eine direkte Kontrolle darüber, über welches Gebiet geglättet wird. Die Abstandswichtungsfunktion fällt mit zunehmendem euklidischen Abstand bis zum Suchradius auf Null ab. Damit bestimmt der Suchradius auch die Abstandswichtungsterme. Bei einer trikubischen Abstandswichtungsfunktion wird ein Nachbar mit dem euklidischen Abstand von 200 km z.B. bei  $A = 250$  km mit 0.1, bei einem Suchradius von  $A = 500$  km mit 0.8 gewichtet (Zahlenwerte siehe Abbildung 4.5).

Je nach Wahl des Suchradius können lokale oder regionale Trends des Spannungsfeldes hervorgehoben werden. Der Einfluß des Suchradius läßt sich am Beispiel des europäischen Spannungsfeldes gut zeigen. Berechnet man aus den Spannungsindikatoren der WSM97-1 (Abbildung 4.28) mit dem Suchradius von  $A = 250$  km bzw.  $A = 500$  km jeweils ein geglättetes Spannungsfeld, so können lokale Spannungsorientierungen hervorgehoben oder unterdrückt werden.

Bei einem Suchradius von 250 km (Abbildung 4.29) kann für einen großen Teil von Europa ein geglättetes Spannungsfeld berechnet werden. Lokale Trends wie z.B. die fächerförmige  $S_{Hmax}$  Orientierung in den westlichen Alpen, die E-W Orientierung im westlichen Ungarn oder die kleinräumige Variation von  $S_{Hmax}$  in Spanien werden aufgelöst. Die mittlere Abweichung (average deviation) zeigt, daß in einigen Gebieten wie z.B. den Pyrenäen oder Sizilien das geglättete Spannungsfeld die Originalbeobachtungen nicht gut beschreibt. In diesen Gebieten beinhalten die Daten entweder einzelne kleine 'Spannungsdomänen', deren laterale Ausdehnung deutlich unter der des Suchradius liegt (z.B. Sizilien), oder die beobachteten Spannungsorientierungen streuen extrem stark (z.B. Pyrenäen).

Das mit einem Suchradius von  $A = 250$  km in den östlichen Alpen und im Karpatenbogen berechnete Spannungsfeld stimmt gut mit dem lokalen Spannungsfeld (z.B. Abbildung 4.26 a) überein; letzteres wurde mit einem Suchradius von  $A = 175$  km berechnet. Offensichtlich hat in dieser Region die Vergrößerung des Suchradius um 75 km keinen entscheidenden Einfluß.

Das geglättete Spannungsfeld in Abbildung 4.30 wurde mit einem Suchradius von  $A = 500$  km bestimmt. Bei diesem Wert wird über ein relativ großes Gebiet geglättet und das regionale Spannungsfeld bestimmt. Die lokalen Variationen, die in Abbildung 4.29 noch auftreten, sind wie z.B. in Spanien abgeschwächt, oder wie in den Alpen und im westlichen Ungarn ganz verschwunden. Mehr oder weniger unverändert ergibt sich das gleiche Spannungsmuster in Südosteuropa.

Ein Vergleich der beiden geglätteten Spannungsfelder (Abbildung 4.31) zeigt, in welchen Regionen durch die Glättung über ein größeres Gebiet lokale Spannungsrichtungen unterdrückt wurden. In dieser Karte treten Gebiete mit lokalen Spannungsorientierungen durch erhöhte Abweichungen hervor. Diese Darstellung erleichtert die Identifizierung von lokalen Spannungsdomänen und deren laterale Ausdehnung. Variiert man den Suchradius, so kann die Wellenlänge der sekundären Spannungsquelle, die die lokalen Orientierungen erzeugt, bestimmt werden.

In der Alpenregion kann so z.B. die Entfernung bestimmt werden, über die das sekundäre Spannungsfeld, das durch Dichtekontraste in der Lithosphäre erzeugt wird (Pavoni, 1980; Müller et al., 1992), abklingt. Sie liegt nach Abbildung 4.29 und Abbildung 4.30 zwischen 500 und 1000 km.

Für Westeuropa (Südengland, Frankreich, Deutschland, Beneluxstaaten) bestätigen beide geglätteten Spannungsfelder die Existenz einer Spannungsdomäne mit einheitlicher nordwestlicher bis nord-nordwestlicher Orientierung von  $S_{Hmax}$ . Diese als westeuropäische Spannungsdomäne bezeichnete Region wurde von anderen Autoren (z.B. Ahorner, 1970; Ahorner, 1975; Illies und Greiner, 1979; Grünthal und Stromeyer, 1986; Klein und Barr, 1987; Müller et al., 1992) auf einer teilweise geringeren Datenbasis und in variierender lateraler Ausdehnung erkannt. Interessant ist, daß in dieser Region auch bei einer Glättung mit  $A = 250$  km keine Variationen in der Spannungsorientierung auftreten. Anschaulich bedeutet dies, daß sekundäre Spannungsquellen - falls vorhanden - keine lokalen Spannungsdomänen erzeugen, die größer als ca. 250 km sind.

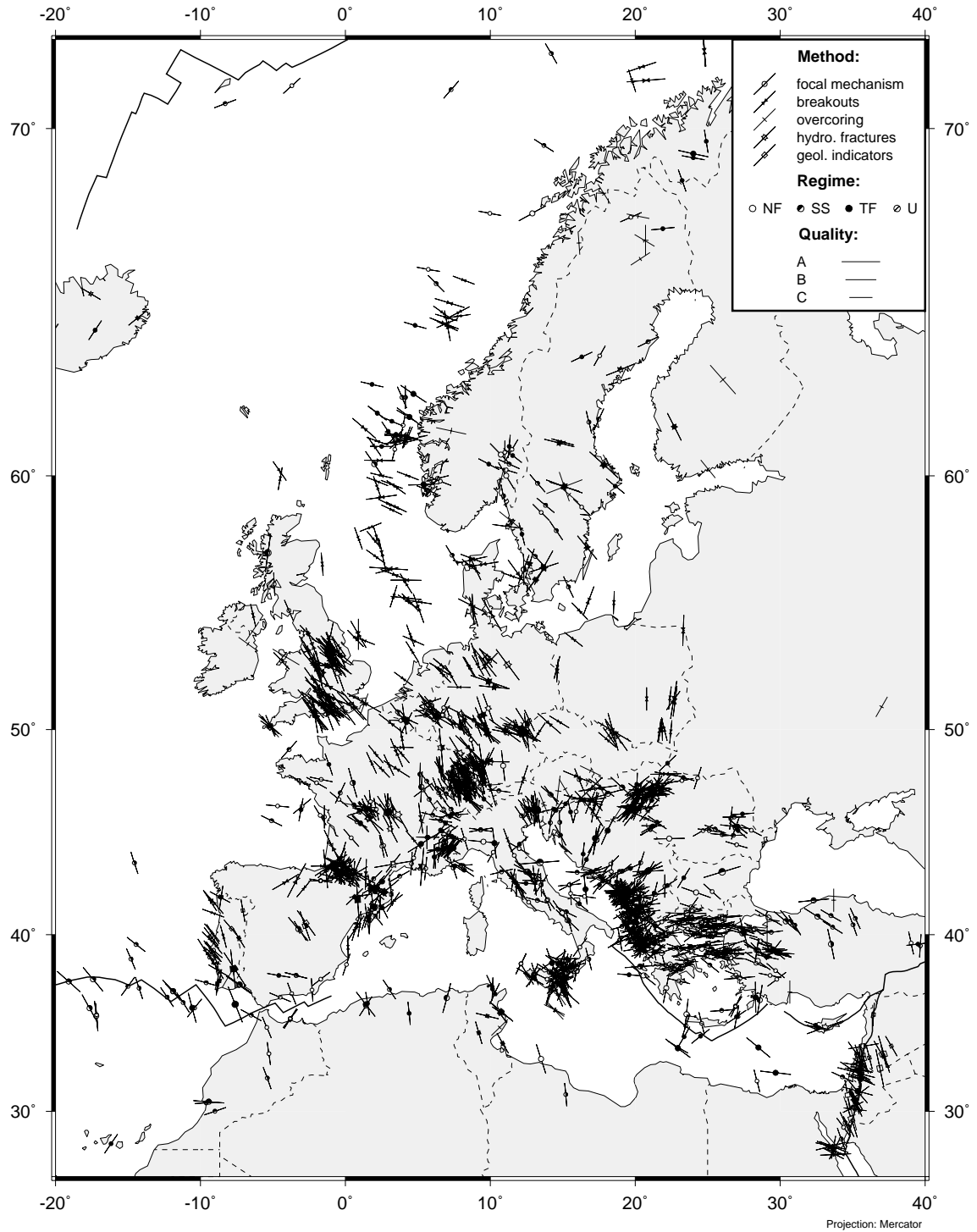


Abbildung 4.28: Ausschnitt aus der WSM97-1. Die Symbole zeigen die Richtung der maximalen horizontalen Kompression, die Symbollänge ist ein Maß für die Qualität der Beobachtungen (siehe Legende). Aufgrund der hohen Datendichte und Streuung ist in einigen Regionen kein offensichtlicher Trend zu erkennen. Die gestrichelten Linien zeigen die politischen Grenzen in Europa, die dicken, durchgezogenen Linien geben die Plattengrenzen an.

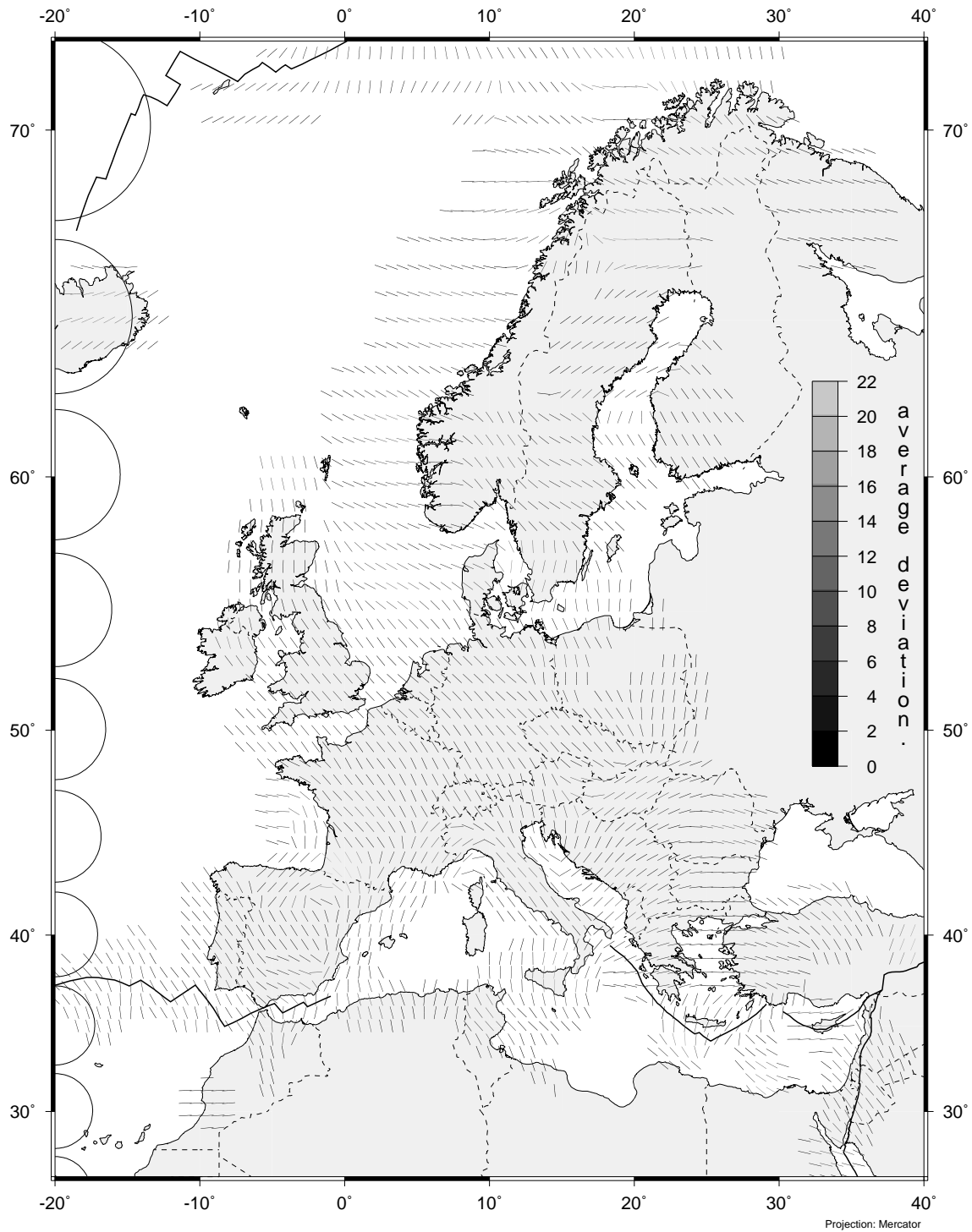


Abbildung 4.29: Mit der FSRN-Methode für einen Suchradius von  $A = 250$  km berechnetes, geglättetes europäisches Spannungsfeld. Die Orientierung der Striche gibt die Richtung von  $S_{Hmax}$  an, der Grauwert zeigt die mittlere Abweichung (siehe Legende). Die gestrichelten Linien zeigen die politischen Grenzen. Als Datenbasis wurden die Daten der Qualität A-C der WSM97-1 verwendet. Die Halbkreise am linken Rand der Karte haben jeweils einen Durchmesser von 250 km; sie zeigen in Abhängigkeit der geographischen Breite die Größe des Suchgebietes das nach nächsten Nachbarn durchsucht wird. (Parameter:  $A = 250$  km,  $\lambda = 1.0$ ,  $a = \text{ntwf}$ ,  $q = \{1.0, 0.75, 0.5\}$ ,  $I_w = 0.4$ ).

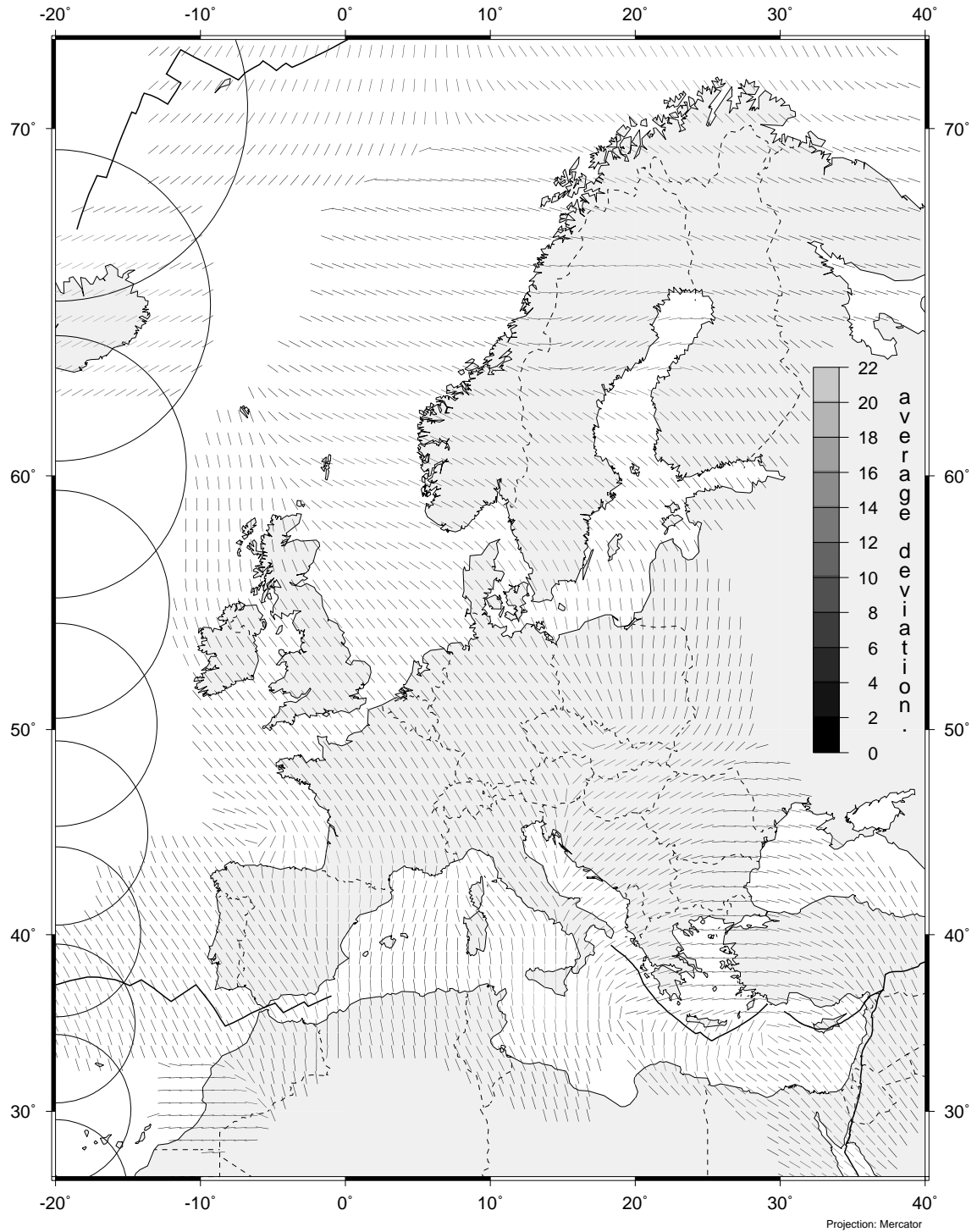


Abbildung 4.30: Mit der FSRN-Methode für einen Suchradius von  $A = 500$  km berechnetes, geglättetes europäisches Spannungsfeld. Die Orientierung der Striche gibt die Richtung von  $S_{Hmax}$  an, der Grauwert zeigt die mittlere Abweichung (siehe Legende). Die gestrichelten Linien zeigen die politischen Grenzen. Als Datenbasis wurden die Daten der Qualität A-C der WSM97-1 verwendet. Die Halbkreise am linken Rand der Karte haben jeweils einen Durchmesser von 500 km; sie zeigen in Abhängigkeit der geographischen Breite die Größe des Suchgebietes das nach nächsten Nachbarn durchsucht wird. (Parameter:  $A = 500$  km,  $\lambda = 2.0$ ,  $a = ntwf$ ,  $q = \{1.0, 0.75, 0.5\}$ ,  $I_w = 0.4$ ).

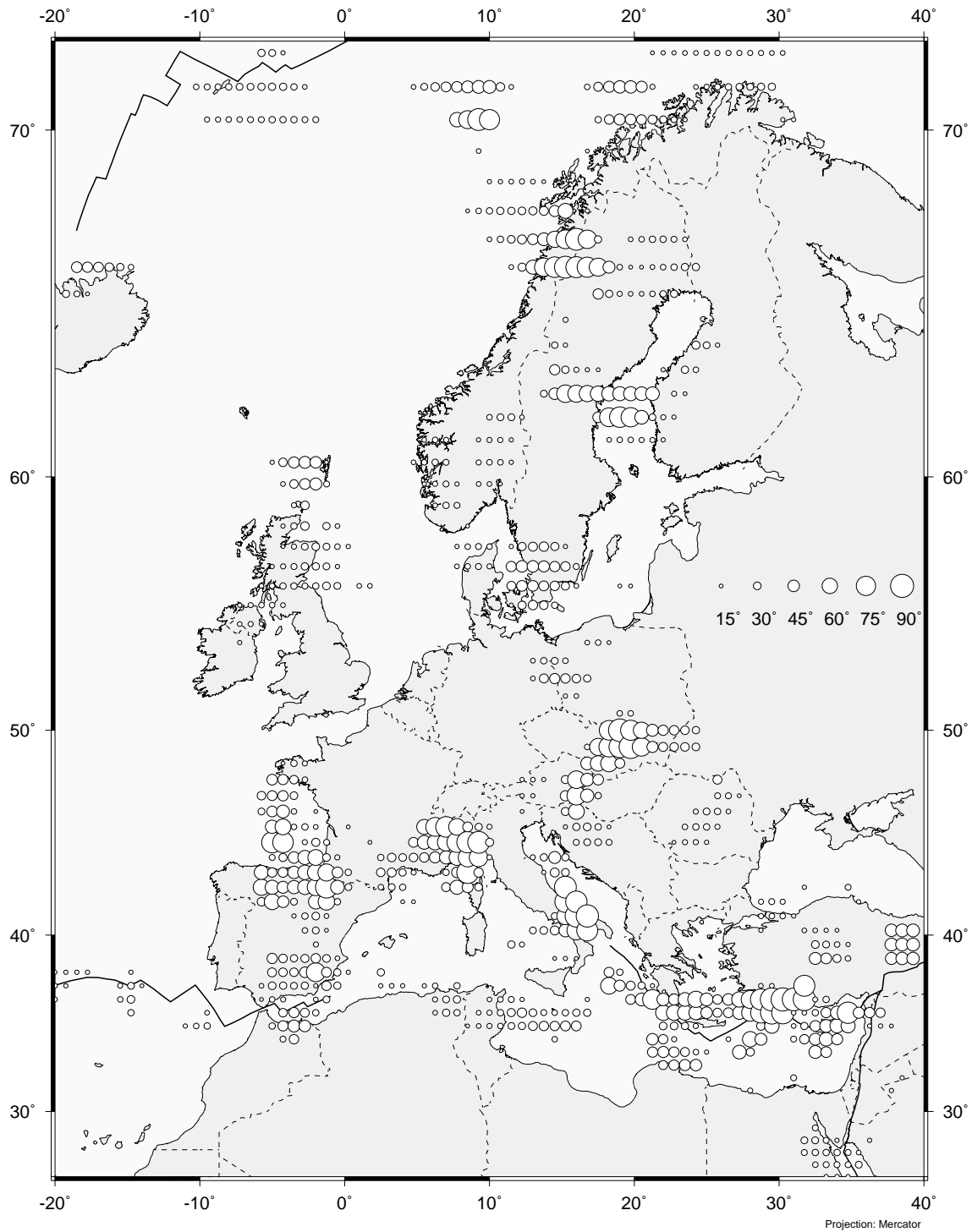


Abbildung 4.31: Differenz der geglätteten Spannungsorientierungen von Abbildung 4.29 ( $A = 250$  km) und Abbildung 4.30 ( $A = 500$  km). Zur besseren Übersicht sind nur Abweichungen über  $15^\circ$  dargestellt. Die Symbolgröße ist proportional zur Differenz (siehe Legende).

Der 'Kernbereich' der westeuropäischen Spannungsdomäne hat eine Ausdehnung von ca. 1500 auf 1200 km. Bei der Glättung mit  $A = 250$  km (Abbildung 4.29) wird er im Süden durch das lokale Spannungsfeld der Alpen und Pyrenäen begrenzt. Berechnet

man das geglättete Spannungsfeld mit  $A = 500$  km, so läßt sich die westeuropäische Spannungsdomäne bis Mittelitalien bzw. Portugal und Marokko verfolgen. Dies zeigt, daß - obwohl die lokalen Spannungsfelder kleinräumig die Orientierung von  $S_{Hmax}$  dominieren - die ebenfalls vorhandene regionale Spannungsorientierung durch geeignete Wahl der Glättungsparameter sichtbar gemacht werden kann.

#### 4.7.5 Geeignete Wahl der Parameter

Die beste Wahl für die einzelnen Parameter hängt von der Problemstellung und dem jeweiligen Datensatz ab. Explizite Regeln können daher nicht aufgestellt werden. Vielmehr sollte man bei der Berechnung von geglätteten Spannungsfeldern eine gewisse Bandbreite von Parametern austesten.

Gute 'Startwerte' für die Parameter folgen aus der Aufgabenstellung. Bei der Untersuchung von lokalen Spannungsfeldern darf der Suchradius nicht zu groß gewählt werden, da sonst über den lokalen Trend hinweggeglättet wird (siehe Abschnitt 4.6.1, Abbildung 4.18). Allerdings wird ein zu kleiner Suchradius in Regionen mit wenig Daten nicht zu befriedigenden Ergebnissen führen. Bei ausreichender Datendichte ist für lokale Spannungsfelder ein Suchradius von 60 - 200 km ein guter Startwert. Für eine hohe Datentreue sollte der Glättungsparameter  $\lambda$  im Bereich zwischen 0.25 und 1.0 liegen.

Bei der Berechnung von lokalen Trends bietet es sich an, alle zur Verfügung stehenden Daten, also auch die der Qualität D zu verwenden. Im allgemeinen ist die Datenmenge nicht so groß, als daß die Rechenzeit dadurch negativ beeinflusst wird. Die Qualitätsinformation der Daten sollte jedoch auf jeden Fall berücksichtigt werden.

Die Berechnung von regionalen Spannungsdomänen zielt auf die Auflösung von großräumigen Trends ab. Der Suchradius wird dementsprechend im Bereich zwischen 350 und 1000 km gewählt. Ein Glättungsparameter  $\lambda$  von 2.0 bis 3.0 hilft, lokale Variationen zu unterdrücken. Da die Daten der Qualität D per Definition keine Aussagefähigkeit für einen größeren Volumen der Erdkruste enthalten, können sie bei der Berechnung von regionalen Spannungsdomänen vernachlässigt werden. Durch die kleinere Anzahl an Beobachtungen wird die Rechenzeit geringer.

Wie in Abschnitt 4.4.1.2 gezeigt, müssen die Abstandswichtungsterme normiert werden, d.h. man sollte eine *normierte* trikubische Wichtungsfunktion ( $a = ntwf$ ) oder eine *normierte* Potenz-Abstandswichtungsfunktion ( $a = npdf$ ) verwenden. Die Normierung auf Gruppen ( $a = nbtwf$  oder  $a = nbpdf$ ) bringt nur bei einer hohen Datenqualität Vorteile. Die Wahl der Wichtungsfunktion beeinflusst das geglättete Spannungsfeld nicht wesentlich. Wie in Abschnitt 4.7.3 gezeigt, ergibt sich bei der Verwendung einer Po-

Tabelle 4.4: Geeignete Wahl der Parameter für lokale und regionale Spannungsfelder; allgemeine Regeln.

<b>Lokale Spannungsfelder:</b>
Suchradius $A \approx 60 - 200$ km, je nach Datendichte und Qualität
Glättungsparameter klein wählen, z.B. $\lambda = 0.5$ oder $\lambda = 1$
Daten der Qualität A-D verwenden und mit Qualität wichten
<b>Regionale Spannungsfelder:</b>
Suchradius $A > 400$ km
Daten der Qualität A-C verwenden und mit Qualität wichten
Glättungsparameter etwas größer wählen, z.B. $\lambda = 2.0$ oder $\lambda = 3.0$
<b>Allgemeine Regel:</b>
Abstandswichtungsterme müssen normiert werden, bei guter Datenqualität ist evtl. auch eine Normierung auf Gruppen möglich. Abstandswichtungsfunktion $a$ hat nur wenig Einfluß.
Originaldatensatz so groß wählen, daß die gewünschte Region um mindestens einen Suchradius umschlossen wird.
Geglättetes Spannungsfeld zusammen mit Originaldaten zeigen, oder wenn dies nicht möglich ist zumindest die mittlere Abweichung darstellen. Schwellenwerte setzen.
Rasterweite in sinnvollem Verhältnis zum Suchradius und zur Variation im Spannungsfeld wählen. Zur Auflösung von einer $45^\circ$ Drehung ca. 2 - 3 Rasterpunkte.

tenz-Abstandswichtungsfunktion (pdf) nahezu das gleiche Spannungsfeld wie für eine trikubische Wichtungsfunktion (twf).

Berechnet man für einen Teildatensatz der WSM ein geglättetes Spannungsfeld, so sollte der Teildatensatz eine Region umfassen, die in allen vier Richtungen um mindestens einen Suchradius größer ist als die dargestellte Region. So wird sichergestellt, daß zur Berechnung der geglätteten Datenpunkte in den Randbereichen alle zur Verfügung stehende Information genutzt wird.

Wenn möglich sollte das geglättete Spannungsfeld zusammen mit den Originaldaten gezeigt werden. Für Regionen in denen dies durch die hohe Datendichte nicht möglich ist, sollte zur geglätteten Richtung zusätzlich die mittlere Abweichung gezeigt und ein sinnvoller Schwellenwert gesetzt werden.

Tabelle 4.4 faßt die Richtwerte und Faustregeln zusammen.

## 4.8 Zusammenfassung

In Kapitel 4 wurde eine neue Methode (FSRN-Methode) und ein Programm zur Berechnung von geglätteten Spannungsfeldern entwickelt. Die neue Methode basiert auf einer Theorie von Watson (1985) zur Glättung von ungerichteten Liniendaten. Sie ermöglicht, aus Spannungsbeobachtungen mit einer lateral variierenden Datendichte für beliebige



Lokationen ein geglättetes Spannungsfeld zu berechnen. Durch die explizite Vorgabe eines Glättungsgebietes ermöglicht die FSRN-Methode - je nach Wahl der Parameter - unabhängig von der Beobachtungsdichte, lokale und regionale Spannungsdomänen aufzulösen. Bisherige Algorithmen zur Berechnung von geglätteten Spannungsfeldern erlaubten bei einer lateral schwankenden Datendichte keine Kontrolle über die Ausdehnung des Glättungsgebietes; lokale und regionale Trends konnten nicht getrennt werden.

Die Anwendung der FSRN-Methode auf die WSM97-1, der momentan größten globalen Datenbank rezenter krustaler Spannungsbeobachtungen, zeigt, daß aus den oft stark streuenden Richtungsbeobachtungen quantitative Aussagen über die Orientierung der maximalen horizontalen Kompression  $S_{Hmax}$  getroffen werden können. Die in den Originalbeobachtungen visuell nur schwer erkennbaren Trends können so numerisch verstärkt werden. Die mit der FSRN-Methode berechneten geglätteten Spannungsfelder können z.B. als Datenbasis bei der Behandlung von plattentektonischen Fragestellungen eingesetzt werden.



# Literatur

- Ahorner, L., 1970. Seismo-tectonic relations between the graben zones of the Upper and Lower Rhine valley, In: J.H. Illies und S. Mueller (Editors), Graben Problems. Schweizerbart, Stuttgart, Germany, pp. 155-166.
- Ahorner, L., 1975. Present-day stress field and seismotectonic block movements along major fault zones in central Europe. *Tectonophysics*, 29: 233-249.
- Ahrens, T.J., 1995. Rock physics and phase relations: a handbook of physical constants. in AGU reference shelf, pp. 236, AGU, Washington.
- Anderson, D.L., 1989. *Theory of the Earth*. Blackwell Scientific Publications, 366 pp.
- Anderson, T.W., 1984. *An Introduction to Multivariate Statistical Analysis*. John Wiley, New York, 675 pp.
- Ashby, M.F. und Verall, R.A., 1977. Micromechanisms of flow and fracture, and their relations to the rheology of the upper mantle. *Phil. Trans. R. Soc. London*, 288A: 59-95.
- Beaumont, C., Fullsack, P. und Hamilton, J., 1994. Styles of crustal deformation in compressional orogens caused by subduction of the underlying lithosphere. *Tectonophysics*, 232: 119-132.
- Bird, P., 1988. Formation of the Rocky Mountains, Western United States: A Continuum Computer Model. *Science*, 239 (25 March): 1501-1507.
- Bird, P., 1989. New Finite Element Techniques for Modeling Deformation Histories of Continents with Stratified Temperature-Dependent Rheology. *J. Geophys. Res.*, 94 (B4): 3967-3990.
- Bird, P. und Li, Y., 1996. Interpolation of principal stress directions by nonparametric statistics: global maps with confidence limits. *J. Geophys. Res.*, 101: 5435-5443.
- Blanpied, M.L., Lockner, D.A. und Byerlee, J.D., 1991. Fault stability inferred from Granite sliding experiments at hydrothermal conditions. *Geophysical Research Letters*, 18 (4): 609-612.
- Blanpied, M.L., Lockner, D.A. und Byerlee, J.D., 1995. Frictional slip of granite at hydrothermal conditions. *J. Geophys. Res.*
- Bois, C., Cazes, M., Hirn, A., Mascle, A., Matte, P., Montadert, P. und Pinet, B., 1988. Contribution of deep crustal profiling to the knowledge of the lower crust in France and neighbouring areas. *Tectonophysics*, 145: 253-275.
- Bott, M.H.P., 1982. *The Interior of the Earth, its Structure, Constitution and Evolution*. Edward Arnold, London.
- Bowden, F.P. und Tabor, D., 1950. *The Friction and Lubrication of Solids. Part I*. Clarendon Press, Oxford.
- Bowden, F.P. und Tabor, D., 1964. *The Friction and Lubrication of Solids. Part II*. Clarendon Press, Oxford.
- Brace, W.F., 1972. Laboratory studies of stick-slip and their application to earthquakes. *Tectonophysics*, 14: 189-200.
- Brace, W.F. und Byerlee, J.D., 1966. Stick-slip as a mechanism for earthquakes. *Science*, 153: 990-992.
- Brace, W.F. und Kohlstedt, D.L., 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *J. Geophys. Res.*, 85 (B11): 6248-6252.

## LITERATUR

- Brace, W.F., Paulding Jr., B.W. und Scholz, C., 1966. Dilatancy in the Fracture of Crystalline Rocks. *J. Geophys. Res.*, 71 (16 (August 15)): 3939-3953.
- Brown, S.R. und Scholz, C.H., 1985a. Broad bandwidth study of the topography of natural rock surfaces. *J. Geophys. Res.*, 90: 12575-12582.
- Brown, S.R. und Scholz, C.H., 1985b. Closure of random elastic surfaces in contact. *J. Geophys. Res.*, 90: 5531-5545.
- Brudy, M., 1995. Determination of in-situ stress magnitude and orientation to 9 km depth at the KTB site. Ph.D. thesis, University of Karlsruhe, Karlsruhe
- Bullard, E.C., Everett, J.E. und Smith, A.G., 1965. The fit of the continents around the Atlantic. *Phil. Trans. R. Soc. London*, 258A: 41-51.
- Byerlee, J.D., 1978. Friction of rocks. *Pure Appl. Geophys.*, 116: 615-629.
- Carter, N.L. und Tsenn, M.C., 1987. Flow properties of continental lithosphere. *Tectonophysics*, 136: 27-63.
- Cermak, V., 1979. Heat flow map of Europe, In: V. Cermak und L. Rybach (Editors), *Terrestrial Heat Flow in Europe*. Springer, Berlin-Heidelberg-New York, pp. 3-40.
- Chapman, D.S. und Furlong, K.P., 1992. Thermal state of the continental lower crust, In: D.M. Fountain, R. Arculus und K.W. Kay (Editors), *Continental lower crust*. Elsevier, Amsterdam, pp. 179-199.
- Chapple, W.M. und Tullis, T.E., 1977. Evaluation of the forces that drive the plates. *J. Geophys. Res.*, 82: 1969-1984.
- Chen, W. und Molnar, P., 1983. Focal depths of intracontinental and intraplate earthquakes and their implications for the thermal and mechanical properties of the Lithosphere. *J. Geophys. Res.*, 88 (B5): 4183-4214.
- Chester, F.M., 1994. Effects of temperature on friction: Constitutive equations and experiments with quartz gouge. *J. Geophys. Res.*, 99: 7247-7262.
- Chester, F.M. und Higgs, N.G., 1992. Multimechanism friction constitutive model for ultrafine quartz gouge at hypocentral conditions. *J. Geophys. Res.*, 97: 1859-1870.
- Christensen, N.I. und Mooney, W.D., 1995. Seismic velocity structure and composition of the continental crust : a global view. *J. Geophys. Res.*, 100: 9761-9788.
- Christensen, N.I. und Szymanski, D.L., 1988. Origin of reflections from the Brevard fault zone. *J. Geophys. Res.*, 93: 1087-1102.
- Cleveland, W.S., 1979. Robust locally weighted regression and smoothing scatterplots. *J. Am. Stat. Assoc.*, 74: 829-836.
- Cloetingh, S. und Banda, E., 1992. Mechanical structure, In: D. Blundell, R. Freeman und S. Mueller (Editors), *A continent revealed - The European Geotraverse*. University Press, Cambridge, pp. 80-91.
- Cloetingh, S. und Burov, E.B., 1996. Thermomechanical structure of European continental lithosphere: constraints from rheological profiles and EET estimates. *Geophys. J. Int.*, 124: 695-723.
- Coblentz, D.D. und Richardson, R.M., 1995. Statistical trends in the intraplate stress field. *J. Geophys. Res.*, 100: 20245-20255.
- Dahlen, F.A., 1981. Isostasy and the ambient state of stress in the oceanic lithosphere. *J. Geophys. Res.*, 86 (B9): 7801-7807.
- Eisbacher, G.H., 1991. *Einführung in die Tektonik*. Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart, 310 pp.

- Ellis, S., Fullsack, P. und Beaumont, C., 1995a. Oblique convergence of the crust driven by basal forcing. implications for length-scales of deformation and strain partitioning in orogens. *Geophys. J. Int.*, 120: 24-44.
- Ellis, S., Fullsack, P. und Beaumont, C., 1995b. Oblique convergence of the crust driven by basal forcing: implications for length-scales of deformation and strain partitioning in orogens. *Geophys. J. Int.*, 120: 24-44.
- Engelder, T., 1993. *Stress Regimes in the Lithosphere*. Princeton University Press, 457 pp.
- England, P. und McKenzie, D.P., 1982. A thin viscous sheet model for continental deformation. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 70: 295-321.
- Fleitout, L. und Froidevaux, C., 1983. Tectonic stresses in the lithosphere. *Tectonics*, 2: 315-325.
- Forsyth, D. und Uyeda, S., 1975. On the relative importance of the driving forces of plate motion. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 43: 163-200.
- Fountain, D.M., Arculus, R. und Kay, K.W., 1992. *Continental lower crust*, Elsevier, Amsterdam.
- Fowler, C.M.R., 1990. *The Solid Earth - An Introduction to Global Geophysics*. Cambridge University Press, Cambridge, 472 pp.
- Glocke, A. und Meissner, R., 1976. Near-vertical reflections recorded at the wide-angle profile in the Rheinisch Massif. in *Explosion seismology in central Europe - data and results*, edited by P. Giese, C. Prodehl und A. Stein, Berlin - Heidelberg - New York.
- Goetze, C. und Evans, B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 59: 463-478.
- Gölke, M. und Coblenz, D., 1996. Origins of the European regional stress field. *Tectonophysics*, 266: 11-24.
- Griffith, A.A., 1920. The phenomena of rupture and flow in solids. *Phil. Trans. R. Soc. London, Series A* 221: 163-198.
- Griffith, A.A., 1924. The theory of rupture. in *Proc. 1st. Int. Congr. Appl. Mech*, edited by C.B. Biezeno und J.M. Burgers, pp. 54-63, Tech. Boekhandel en Drukkerij J. Walter Jr., Delft.
- Grünthal, G. und Stromeyer, D., 1986. Stress pattern in Central Europe and adjacent areas. *Gerlands Beiträge zur Geophysik*, 95 (5): 443-452.
- Grünthal, G. und Stromeyer, D., 1992. The recent crustal stress field in Central Europe: Trajectories and Finite Element modeling. *J. Geophys. Res.*, 97 (B8): 11805-11820.
- Hansen, K.M. und Mount, V.S., 1990. Smoothing and extrapolation of crustal stress orientation measurements. *J. Geophys. Res.*, 95 (B2): 1155-1165.
- Hirth, G. und Tullis, J., 1994. The brittle-plastic transition in experimentally deformed quartz aggregates. *J. Geophys. Res.*, 99: 11731-11747.
- Illies, H. und Greiner, G., 1979. Holocene movements and state of stress in the Rhingraben rift system. *Tectonophysics*, 52: 349-359.
- Isacks, B., Oliver, J. und Sykes, L.R., 1968. Seismology and the new global tectonics. *J. Geophys. Res.*, 73 (18): 5855-5899.
- Ismail, I.A.H. und Murrell, S.A.F., 1990. The effect of confining pressure on stress-drop in compressive Rock fracture. *Tectonophysics*, 175: 237-248.
- Jaeger, J.C. und Cook, N.G.W., 1979. *Fundamentals of Rock Mechanics*. Chapman and Hall, London.

## LITERATUR

- Ji, S. und Zhao, P., 1993. Flow laws of multiphase rocks calculated from experimental data on the constituent phases. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 117: 181-187.
- Keary, P. und Vine, F., 1996. *Global Tectonics*. Blackwell Science.
- Kirby, S.H., 1977. State of stress in the lithosphere: inferences from the flow laws of olivine. *Pure Appl. Geophys.*, 115: 245-258.
- Kirby, S.H., 1980. Tectonic stresses in the lithosphere: Constraints provided by the experimental deformation of rocks. *J. Geophys. Res.*, 85 (B11): 6353-6363.
- Kirby, S.H., 1983. Rheology of the lithosphere. *Rev. Geophys.*, 21: 1458-1487.
- Kirby, S.H. und Kronenberg, A.K., 1987. Rheology of the lithosphere: selected topics. *Review of Geophysics*, 25: 1219-1244.
- Klein, R.J. und Barr, M.V., 1987. Regional state of stress in western Europe. *International Symposium on Rock Stress and Rock Stress Measurements*. Centek, Stockholm, pp. 33-45.
- Kohlstedt, D.L., Evans, B. und Mackwell, S.J., 1995. Strength of the lithosphere: constraints imposed by laboratory measurements. *J. Geophys. Res.*, 100: 17587-17602.
- Kusznir, N.J., 1982. Lithosphere response to externally and internally derived stresses: a viscoelastic stress guide with amplification. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 70: 399-414.
- Kusznir, N.J., 1991. The distribution of stress with depth in the lithosphere: thermo-rheological and geodynamic constraints. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, series A*, 337 (1645): 95-110.
- Kusznir, N.J. und Matthews, D.H., 1988. Deep seismic reflection and the deformational mechanics of the continental lithosphere. *Journal of Petrology (Special Lithosphere Issue)*: 63-87.
- Kusznir, N.J. und Park, R.G., 1984. Intraplate lithosphere deformation and the strength of the lithosphere. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 79: 513-538.
- Lamontagne, M. und Ranalli, G., 1996. Thermal and rheological constraints on the earthquake depth distribution in the Charlevoix, Canada, intraplate seismic zone. *Tectonophysics*, 257: 55-69.
- Lee, J.-C. und Angelier, J., 1994. Paleostress trajectory maps based on the results of local determinations: the LISSAGE program. *Computers & Geosciences*, 20: 161-191.
- Lobkovsky, L.I. und Kerchman, V.I., 1992. A two-level concept of plate tectonics: application to geodynamics. *Tectonophysics*, 199: 343-374.
- Lockner, D., 1995. Rock failure, In: A.T. J. (Editor), *Rock Physics and Phase Relations: A Handbook of Physical Constants*. AGU, Washington, D.C, pp. 127-147.
- Matthews, D.H., 1986. Seismic reflections from the lower crust around Britain. *Geol. Soc. London, Spec. Publ.*, 11-21 pp.
- Mayer, G., Mai, M., Plenefisch, T., Echlter, H., Lüschen, E., Wehrle, V., Müller, B., Bonjer, K.-P., Prodehl, C. und Fuchs, K., 1997. The deep crust of the southern Rhinegraben: reflectivity and seismicity as images of dynamic processes, In: K. Fuchs, R. Altherr, B. Müller und C. Prodehl (Editors), *Stress and stress release in the lithosphere - Europe*. *Tectonophysics*, pp. 15-40.
- Meijer, P.T. und Wortel, M.J.R., 1992. The dynamics of motion of the South American plate. *J. Geophys. Res.*, 97 (B8): 11915-11931.
- Meissner, R. und Group, t.D.R., 1991. The DEKORP surveys: Major achievements for tectonical and reflective styles., In: R. Meissner, L. Brown, H.-J. Dürbaum, W. Franke, K. Fuchs und F. Seifert (Editors), *Continental Lithosphere: Deep Seismic Reflections*. AGU, pp. 69-76.

- Meissner, R. und Strehlau, J., 1982. Limits of stresses in continental crusts and their relation to depth-frequency distribution of shallow earthquakes. *Tectonics*, 1 (1): 73-89.
- Meissner, R. und Weaver, T., 1988. Lithospheric rheology. *Journal of Petrology*: 53-61.
- Melosh, J., 1977. Shear Stress on the Base of a Lithospheric Plate. *Pure Appl. Geophys.*, 115: 429-439.
- Middelton, G.V. und Wilcock, P.R., 1994. *Mechanics in the earth and environmental sciences*. University Press, Cambridge, 459 pp.
- Mogi, K., 1977. Dilatancy of rocks under general triaxial stress states with special reference to earthquake precursors. *J. Phys. Earth*, 25 supp.: 203-217.
- Molnar, P., 1988. Continental tectonics in the aftermath of plate tectonics. *Nature*, 335: 131-137.
- Molnar, P. und Taponier, P., 1975. Cenozoic tectonics of Asia: effects of a continental collision. *Science*, 189: 419-426.
- Mooney, W.D., Laske, G. und Masters, T.G., 1998. Crust 5.1: A global crustal model at 5° x 5°. *J. Geophys. Res.*, 103: 727-747.
- Mooney, W.D. und Meissner, R., 1992. Multi-genetic origin of crustal reflectivity: a review of seismic reflection profiling of the continental lower crust and Moho, In: D.M. Fountain, R. Arculus und R.W. Kay (Editors), *Continental Lower Crust*. Elsevier, Amsterdam, pp. 45-79.
- Müller, B., Wehrle, V., Zeyen, H. und Fuchs, K., 1997. Short scale variations of tectonic regimes in the western european stress province north of the Alps and Pyrenees. *Tectonophysics*, 275 (1-3): 199-220.
- Müller, B., Zoback, M.L., Fuchs, K., Mastin, L., Gregersen, S., Pavoni, N., Stephansson, O. und Ljunggren, C., 1992. Regional patterns of tectonic stress in Europe. *J. Geophys. Res.*, 97 (B8): 11783-11803.
- Murawski, H., 1983. *Geologisches Wörterbuch*. Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart, 281 pp.
- Murrell, S.A.F., 1976. Rheology of the lithosphere - experimental indications. *Tectonophysics*, 36: 5-24.
- Nicolas, A. und Poirier, J.P., 1976. *Cristalline Plasticity and Solid State Flow in Metamorphic Rocks*. Wiley, London.
- Ord, A. und Hobbs, B.E., 1989. The strength of the continental crust, detachment zones and the development of plastic instabilities. *Tectonophysics*, 158: 269-289.
- Orowan, E., 1949. Fracture and strength of solids. *Rep. Prog. Phys.*, 12: 48-74.
- Paterson, M.S., 1978. *Experimental rock deformation - Brittle Field*. Springer Verlag, Berlin.
- Pavoni, N., 1980. Crustal stress inferred from fault-plane solutions of earthquakes and neotectonic deformation in Switzerland. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 9: 63-68.
- Pratt, H.R., Black, A.D., Brown, W.S. und Brace, W.F., 1972. The effect of specimen size on the strength of unjointed diorite. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 9: 513-529.
- Rabinowicz, 1965. *Friction and wear of materials*. John Wiley, New York.
- Ranalli, G., 1995. *Rheology of the earth; Deformation and flow processes in geophysics and geodynamics*. Allan & Unwin, Boston, 366 pp.
- Ranalli, G., 1997. Rheology of the lithosphere in space and time, In: J.-P. Burg und M. Ford (Editors), *Orogeny through time*. Geological Society Special Publication, pp. 19-37.
- Ranalli, G. und Murphy, D.C., 1987. Rheological stratification of the lithosphere. *Tectonophysics*, 133: 281-295.

## LITERATUR

- Ratschbacher, L. und Merle, O., 1991. Lateral Extrusion in the Eastern Alps, Part 2: Structural Analysis. *Tectonics*, 10 (2): 257-271.
- Ratschbacher, L., Merle, O., Davy, P. und Cobbold, P., 1991. Lateral Extrusion in the Eastern Alps, Part 1: Boundary Conditions and Experiments Scaled for Gravity. *Tectonics*, 10 (2): 245-256.
- Reiner, M., 1960. *Lectures on Theoretical Rheology*. North-Holland, Amsterdam.
- Rey, P., 1993. Seismic and tectono-metamorphic characters of the lower continental crust in phanerozoic areas: a consequence of post-thickening extension. *Tectonics*, 12 (2): 580-590.
- Richardson, R.M., 1992. Ridge forces, absolute plate motions, and the intraplate stress field. *J. Geophys. Res.*, 97 (B8): 11738-11748.
- Richardson, R.M. und Cox, B.L., 1984. Evolution of Oceanic Lithosphere: A Driving Force Study of the Nazca Plate. *J. Geophys. Res.*, 89 (B12): 10,043-010,052.
- Richardson, R.M., Solomon, S.C. und Sleep, N.H., 1979. Tectonic stress in the plates. *Rev. Geophys.*, 17 (5): 981-1019.
- Rutter, E.H., 1986. On the nomenclature of mode of failure transitions in rocks. *Tectonophysics*, 122: 381-387.
- Rutter, E.H. und Brody, K.H., 1992. Rheology of the lower crust, In: D.M. Fountain, R. Arculus und K.W. Kay (Editors), *Continental lower crust*. Elsevier, Amsterdam, pp. 201-267.
- Schatz, J.P. und Simmons, G., 1972. Thermal conductivity of Earth materials at high temperatures. *J. Geophys. Res.*, 77: 6922-6983.
- Scholz, C.H., 1968a. Experimental study of the fracturing process in brittle rock. *J. Geophys. Res.*, 73: 3295-3302.
- Scholz, C.H., 1968b. Microfracturing and the inelastic deformation of rock in compression. *J. Geophys. Res.*, 73: 1417-1432.
- Scholz, C.H., 1990. *The mechanics of earthquakes and faulting*. Cambridge University Press, Cambridge, 439 pp.
- Schön, J., 1983. *Petrophysik: physikalische Eigenschaften von Gesteinen und Mineralien*. Enke, Stuttgart, 405 pp.
- Shimada, M., 1992. Confirmation of two types of fracture in granite deformed at temperatures to 300°C. *Tectonophysics*, 211: 259-268.
- Shimada, M., 1993. Lithosphere strength inferred from fracture strength of rocks at high confining pressures and temperatures. *Tectonophysics*, 217: 55-64.
- Shimada, M. und Cho, A., 1990. Two types of brittle fracture of silicate rocks under confining pressure and their implications in the earth's crust. *Tectonophysics*, 175: 221-235.
- Sibson, R.H., 1974. Frictional constraints on thrust, wrench and normal faults. *Nature*, 249: 542-543.
- Sibson, R.H., 1977. Fault rocks and fault mechanism. *Journal of the Geological Society*, 133: 191-213.
- Sibson, R.H., 1982. Fault zone models, heat flow and the depth distribution of earthquakes in the continental crust of the United States. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 72: 151-163.
- Sibson, R.H., 1984. Roughness at the base of the seismogenic zone: Contributing factors. *J. Geophys. Res.*, 89: 5791-5799.
- Singh, M.M. und Huck, P.J., 1973. Large scale triaxial tests on rocks. *New Horizons in Rock Mechanics. Proc. 14th Symp. Rock Mechanics, Penn. State Univ., ASCE*, pp. 35-60.



- Stesky, R.M., Brace, W.F., Riley, D.K. und Robin, P.Y.-F., 1994. Friction in faulted rock at high temperature and pressure. *Tectonophysics*, 23: 177-203.
- Thatcher, W., 1995. Microplate versus continuum descriptions of active tectonic deformation. *J. Geophys. Res.*, 100: 3885-3894.
- Thompson, G.A. und Hill, J.L., 1986. The deep crust in convergent and divergent terranes: Laramide uplifts and Basin-Range Rifts, In: M. Barazangi und L. Brown (Editors), *Reflection Seismology: The continental Crust*. AGU Geodynamic Series, pp. 243-256.
- Turcotte, D.L. und Schubert, G., 1982. *Geodynamics - Applications of Continuum Physics to Geological Problems*. John Wiley & Sons, New York, 450 pp.
- Watson, G.S., 1985. Interpolation and smoothing of directed and undirected line data, In: P.R. Krishnajah (Editor), *Multivariate Analysis-VI*. Elsevier Science, New York, pp. 613-625.
- Wawersik, W. und Brace, W.F., 1971. Post-failure behavior of a granite and a diabase. *Rock Mechanics*, 3: 61-85.
- Weertman, J., 1978. Creep laws for the mantle of the Earth. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, series A*, 288: 9-26.
- Wehrle, V. und the World Stress Map Working Group, 1997. The World Stress Map, Release 97-1, World Wide Web: <http://www-gpi.physik.uni-karlsruhe.de/pub/wsm>, Karlsruhe.
- Wessel, P. und Smith, W.H.F., 1995. New Version of the Generic Mapping Tools Released. *EOS Trans AGU*, 76: 329.
- Wilhelm, H., 1994. Analytic solution of a basic geothermal equation. *Geophys. J. Int.*, 119: 684-685.
- Wilks, K.R. und Carter, N.L., 1990. Rheology of some continental lower crustal rocks. *Tectonophysics*, 182: 57-77.
- Willet, S., Beaumont, C. und P., F., 1993. Mechanical model for the tectonics of doubly-vergent compressional orogens. *Geology*, 21: 371-374.
- Wong, T.-F., 1982. Effects of temperature and pressure on failure and post-failure behavior of Westerly granite. *Mech. Mater.*, 1: 3-17.
- Wortel, M.J.R., Remkes, M.J.N., Govers, R., Cloetingh, S.A.P.L. und Meijer, P.T., 1991. Dynamics of the lithosphere and the intraplate stress field. Royal society discussion meeting on tectonic stress in the lithosphere. University Press, London, pp. 194.
- Ziegler, P., 1995a. Dynamics of intra-plate compressional deformation: the Alpine foreland and other examples. *Tectonophysics*, 252: 7-59.
- Ziegler, P., 1995b. Geodynamics of compressional intra-plate deformations: a comparison with the Alpine foreland. *Nova Acta Leopoldina*, 291: 265-300.
- Zoback, M.D., Apel, R., Baumgärtner, J., Brudy, M., Emmermann, R., Engeser, B., Fuchs, K., Kessels, W., Rischmüller, H., Rummel, F. und Vernik, L., 1993. Upper-crustal strength inferred from stress measurements to 6 km depth in the KTB borehole. *Nature*, 365: 633-635.
- Zoback, M.D. und Zoback, M.L., 1991. Tectonic stress field of North America and relative plate motions, In: D.B. Slemmons, E.R. Engdahl, M.D. Zoback und M.D. Blackwell (Editors), *Neotectonics of North America*. Geological Society of America, Boulder, Colorado, pp. 339-366.
- Zoback, M.D., Zoback, M.L., Mount, V.S., Suppe, J., Eaton, J.P., Healy, J.H., Oppenheimer, D., Reasenber, P., Jones, L., Raleigh, C.B., Wong, I.G., Scotti, O. und Wentworth, C., 1987. New evidence on the state of stress on the San Andreas fault system. *Science*, 238 (20 November): 1105-1111.

## LITERATUR

- Zoback, M.L., 1992. First- and second-order patterns of stress in the lithosphere: The World Stress Map Project. *J. Geophys. Res.*, 97 (B8): 11703-11728.
- Zoback, M.L. und Zoback, M.D., 1980. State of stress of the conterminous United States. *J. Geophys. Res.*, 85: 6113-6156.
- Zoback, M.L., Zoback, M.D., Adams, J., Assumpcao, M., Bell, S., Bergman, E.A., Blümling, P., Bereton, N.R., Denham, D., Ding, J., Fuchs, K., Gay, N., Gregerson, S., Gupta, H.K., Gvishiani, A., Jacob, K., Klein, R., Knoll, P., Magee, M., Mercier, J.L., Müller, B.C., Paquin, C., Rajendran, J., Stephansson, O., Suarez, G., Suter, M., Udias, A., Xu, Z.H. und Zhizhin, M., 1989. Global patterns of tectonic stress. *Nature*, 341: 291-298.

## Anhang: Das Programm SMOOTH

Das Programm SMOOTH zur Berechnung von geglätteten Spannungsorientierungen wurde in ANSI C++ entwickelt. Die Möglichkeit der dynamischen Speicherplatzreservierung und die unter C durchführbare Zeigerakrobatik, erlauben das Programm auch für eine große Anzahl von Spannungsbeobachtungen auszuliegen. Auf eine graphische Ausgabe wurde verzichtet. Die numerische Ausgabe der Ergebnisse kann direkt vom Programmpaket STRESSMAP<sup>1</sup>, das zur Darstellung der beobachteten Spannungsorientierungen verwendet wird, eingelesen und visualisiert werden.

Dieser Anhang behandelt programmtechnische Aspekte, die in Kapitel 4 nicht angesprochen wurden. Es wird kurz auf die Realisierung des Programms eingegangen und anhand eines Flußdiagramms der schematisierte Ablauf des Programms beschrieben.

---

<sup>1</sup> Dieses Programmpaket besteht aus einer Reihe von C-Shell und awk-Skripten, die die Spannungsbeobachtungen so aufbereiten, daß sie mit dem public domain Softwarepaket GMT (Wessel und Smith, 1995) zusammen mit anderen Informationen in einer Karte dargestellt werden können.

Des weiteren werden die Kommandozeilenargumente aufgelistet und das Format der Ein- und Ausgabedateien erklärt.

## A.1 Realisierung des Programms

Das Programm sollte - mit 'vernünftigen' Zeit und Speicherbedarf - die Berechnung von geglätteten Spannungsfeldern aus einer großen Anzahl von Beobachtungen ermöglichen. Einige Vorüberlegungen zeigten, daß diese Anforderung nur mit anspruchsvollen Programmier-techniken gelöst werden konnte.

Bei z.B. 10000 Spannungsbeobachtungen muß für *jeden* Datenpunkt der Abstand zu den 9999 restlichen Beobachtungen berechnet und die 9999 Nachbarn nach zunehmendem Abstand sortiert werden. Aus diesen sortierten Nachbarn werden entweder die geforderte Anzahl nächster Nachbarn (FANN-Methode) oder die nächsten Nachbarn innerhalb des Suchradius (FSRN-Methode) bestimmt. Bei der Iteration (Gleichung (4.6), Abschnitt 4.3) muß für die nächsten Nachbarn, zusätzlich zum euklidischen Abstand aus dem der Abstandswichtungsterm berechnet wird, noch die Qualität, der Azimut (bei FSRN, Normierung auf Gruppen, siehe Abschnitt 4.4.1.2) und natürlich die Spannungsbeobachtungen  $y_i$ , sowie die Schätzung für das geglättete Spannungsfeld  $f^{(m)}$  im  $m$ -ten Iterationsschritt verfügbar sein.

Würden diese Werte der nächsten Nachbarn für jeden Datenpunkt kopiert werden, so wäre der Speicherbedarf des Programms sehr hoch (z.B. bei 10000 Datenpunkten und durchschnittlich 250 nächsten Nachbarn ca. 95 Mb nur für die Speicherung der Information über die nächsten Nachbarn) und die Performance entsprechend langsam. Außerdem wäre die Aktualisierung, der für jeden Iterationsschritt neu berechneten Schätzungen für das geglättete Spannungsfeld, sehr zeitaufwendig. Um dieses Problem zu vermeiden, wurde für jeden Datenpunkt eine Datenstruktur definiert, in der die für diese Spannungsbeobachtung relevante Information (Koordinaten, Qualität, gemessener Azimut, Schätzung für das Spannungsfeld usw.) zu einem Block ('structure') zusammengefaßt werden. Bei der Speicherung der Information über die nächsten Nachbarn muß nun für jeden Datenpunkt nur noch die Speicheradresse des Blocks (Zeiger) für den Nachbarn gespeichert werden. Unter dieser Adresse sind alle zu diesem Datenpunkt gehörenden Informationen abrufbar. Der Speicherbedarf kann so auf ca. ein Zehntel reduziert werden. Für den jeweiligen Datenpunkt muß, außer der - nach zunehmendem Abstand sortierten - Liste der Blockadressen der nächsten Nachbarn, nur noch der Abstand und die hieraus berechneten Wichtungsterme gespeichert werden. Durch die dynamische Speicherplatzreservierung während der Laufzeit des Programms wird für jeden Daten-

punkt nur so viel Speicher angefordert, wie für die im allgemeinen wechselnde Anzahl von nächsten Nachbarn erforderlich ist.

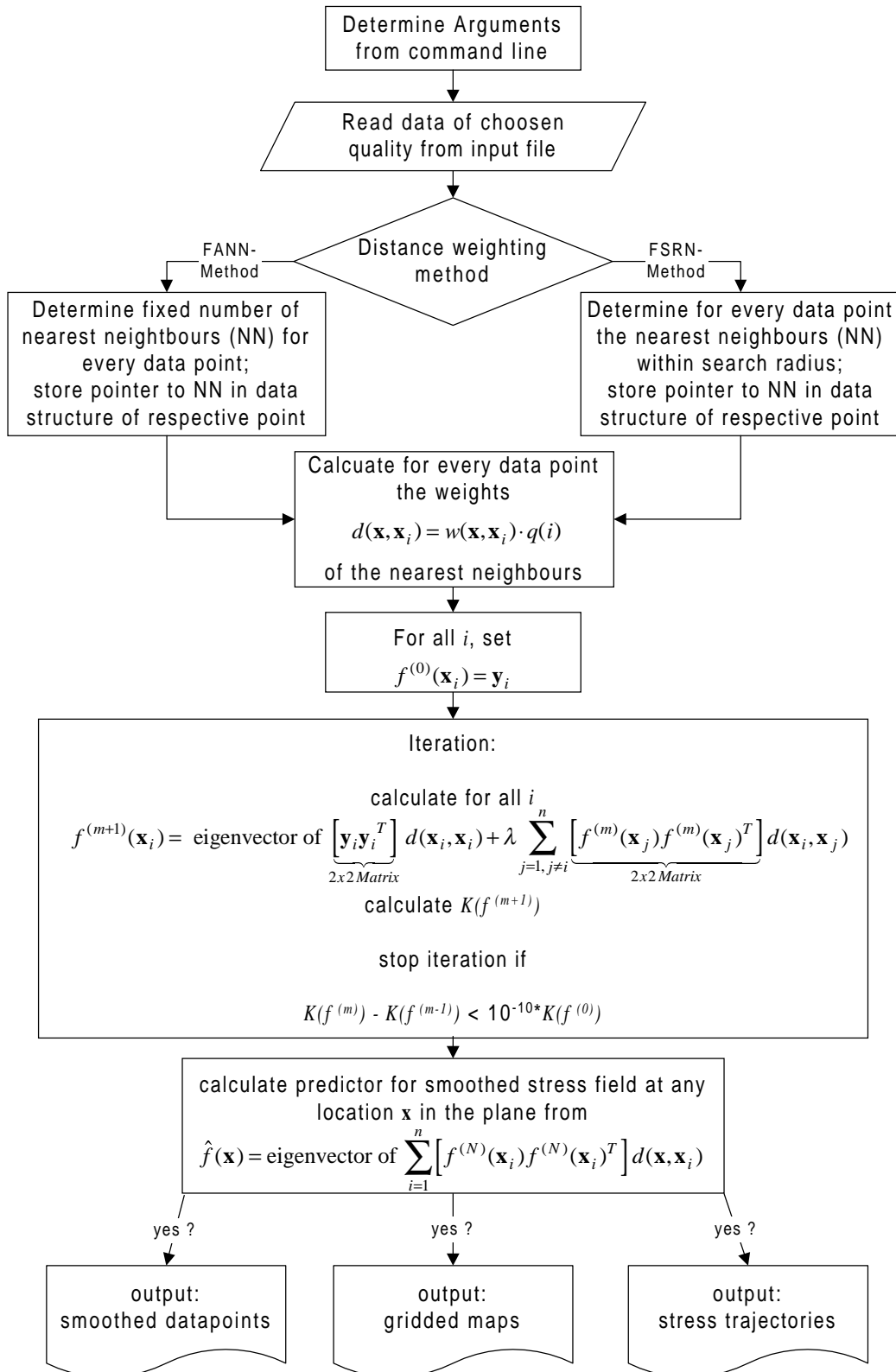


Abbildung A.1: Vereinfachtes Flußdiagramm.

Der Programmablauf wird durch die Übergabe von Argumenten in der Kommandozeile bestimmt. Damit kann das Programm wiederum von anderen Programmen aus aufgerufen (z.B. von einem C-Shell Skript unter UNIX) und innerhalb eines Prozesses eingesetzt werden. Der Programmablauf ist in Abbildung A.1 vereinfacht dargestellt.

## A.2 Beschreibung der Kommandozeilenargumente - Beispiel

Die für die Berechnung des geglätteten Spannungsfeldes wesentlichen Parameter sind in Kapitel 4 diskutiert worden. Sie werden in Tabelle A.1 nur noch einmal den jeweiligen Kommandozeilenargumenten gegenübergestellt.

Um z.B. aus den in der Eingabedatei `europa.dat` gespeicherten Daten ein geglättetes Spannungsfeld mit einem Glättungsparameter  $\lambda$  von 1.0, einem Suchradius von 200 km, der Abstandswichtungsfunktion `nbtwf` (Normierung auf Gruppen, trikubische Wichtungsfunktion) in der Region  $0^\circ - 30^\circ$ Ost bis  $25^\circ - 60^\circ$ Nord eine Rasterkarte und Spannungstrajektorien zu berechnen, ist folgender Programmaufruf notwendig:

```
> smooth europa.dat -L1.0 -A200 -Dnbtwf -da4r10 -E -G1/2
  -Iw/2.0 -OeuropaL1A200 -Qy/1.0/0.75/0.5/0.0 -R0/30/25/60
  -Tstdin/5 -V
```

Aufgrund der Option `-Iw/2.0` wird nur für die Lokationen ein geglättetes Spannungsfeld berechnet, für die die Summe der Wichtungsterme aller Nachbarn innerhalb des Suchradius größer oder gleich 2.0 ist. Die Startwerte der Spannungstrajektorien werden bei diesem Beispiel von `stdin` (d.h. interaktiv vom Terminal) eingelesen. Nach der Berechnung der Prediktoren, wartet das Programm auf eine interaktive Eingabe des Startwertes für die jeweilige Trajektorie. Für diesen Startwert wird dann die Trajektorie berechnet und gleich in die Ausgabedatei geschrieben. Sie kann in einem zweiten Terminal graphisch dargestellt werden, ohne das Programm SMOOTH zu unterbrechen. Diese Option ist sinnvoll, wenn mehrere Startpunkte getestet werden sollen und die Berechnung der Prediktoren verhältnismäßig lange dauert.

---

nächste Seite:

Abbildung A.2: Online-Beschreibung der Kommandozeilenargumente.

SMOOTH - a program to smooth stress direction data  
Version 2.2  
written by Veronika Wehrle

USAGE: smooth <inputfile> -L<lambda> -N<number> -A<radius> [-B] [-C<iterations>]  
[-D<weightmethod>] [-da<nabin>r<nrbin>] [-E] [-G<xinc>/<yinc>]  
[-I<ignore>/<num>] [-O<outputfile>] [-Q<use>/<A>/<B>/<C>/<D>]  
[-R<west>/<east>/<south>/<north>] [-S] [-T<starttrajfile>/<trajstep>] [-V]

format for input file is (type is expected, but ignored): latitude longitude azimuth type quality ...

- L set <lambda> lambda controls the degree of smoothing.  
Smoothing is emphasized for high lambda, fidelity to the data for small lambda
- N set the <number> of nearest neighbors used in smoothing
- A set the search radius for nearest neighbors (<radius> in km)
- B means do robustness checking of smoothed data (BETA, default: no)
- C give the max. number of iteration steps before program stops the iteration (default: 1500)
- D <weightmethod> giving the method to use for distance weighting
  - <twf>: tricubic weight function
  - <pdf>/<n>: power distance weight function where <n> is the power of the distance (default: n=2)  
use with -A option:
    - <ntwf>: number normalized tricubic weight function
    - <nbtwf>: number and bin normalized tricubic weight function
    - <npdf>/<n>: number normalized power distance weight function
    - <nbpdf>/<n>: number and bin normalized power distance weight function
  - use with -N option:
    - <rtwf>: rescaled tricubic weight function
    - <rpdf>/<n>: rescaled power distance weight function
- d applies to number and bin normalization of distance weights (-Dnbtwf or -Dnbpdf)
  - <nabin>: number of azimuth bins (default nabin=8), <nrbin>: number of radius bins (default nrbin=5)
- E calculate sort of average deviation when writing gridded maps or trajectories; the average deviation is written in the fourth column of <outfile>.grdm and in the 3rd column of <outfile>.trjs.  
Additional information are given in column 5 to 7.
- G write gridded map to <outputfile>.grdm
  - <xinc> and <yinc> spacing in longitude and latitude in degrees. <yinc> defaults to <xinc>
- I <ignore> applies when calculating gridded maps or trajectories using option -A.  
Do not calculate a gridded datapoint or do not continue trajectory if:
  - <n>: if less than <num> datapoints lie within search radius
  - <w>: if the sum of all weights (distance\*quality) is less than <num>
  - <q>: if the sum of all quality weights is less than <num>
 Eg. with -In/5 no gridded datapoints for a specific location are calculated if less than 5 neighbours are found for smoothing. Option only applies to the calculation of the smoothed points, not to the iteration.
- O <outputfile>: Name is:
  - <outputfile>.grdm for gridded maps,
  - <outputfile>.sdat for smoothed datapoints and
  - <outputfile>.trjs for trajectories
 If no outputfile-name is given the name defaults to inputfile
- Q <use> switch to define if quality information of datapoints is used.
  - <n>: do not use quality information
  - <y>: use quality information. <A>, <B>, <C>, <D> give the weight which is assigned to the respective quality. Default is: -Qy/1.00/0.75/0.50/0.25
- R specify region for gridded map and/or for trajectories, defaults to region given by datapoints
- S write the smoothed datapoints to <outputfile>.sdat
- T write trajectories to <outputfile>.trjs. The file starttrajfile has the following format: one line header, longitude latitude. Starting from these points trajectories are calculated for every trajstep km (default of trajstep is: 2.000 km). Set starttrajfile to 'stdin' to read the startpoints from stdin during program run.
- V run in verbose mode

No blank between parameter identifier and parameter!

Tabelle A.1: Kommandozeilenargumente, Beschreibung und die entsprechende Bezeichnung der Parameter in Kapitel 4.

Parameter	Beschreibung	Bezeichnung in Kapitel 4	nur verfügbar bei Option
-L	Glättungsparameter $\lambda$	$\lambda$	
-A	FSRN-Methode, Suchradius in km	A	
-N	FANN-Methode, Anzahl der nächsten Nachbarn	R	
-D	Abstandswichtungsfunktion	a	
twf	trikubische Wichtungsfkt.	twf	-A oder -N
pdf/n	Potenz-Abstandswichtungsfkt.	pdf/n	-A oder -N
ntwf	normierte trikub. Wichtungsfkt.	ntwf	-A
npdf/n	normierte Potenz-Abstandswichtungsfkt.	npdf/n	-A
nbtwf	auf Gruppen normierte trik. Wichtungsfkt.	nbtwf	-A
nbpdf/n	auf Gruppen normierte Potenz-Abst.wichtfkt.	nbpdf/n	-A
rtwf	reskalierte trikub. Wichtungsfkt.	rtwf	-N
rpdf/n	reskalierte Potenz-Abstandswichtungsfkt.	rpdf/n	-N
-d	Ändert die Anzahl der Sektoreinteilungen von Radius und Azimut	-	-Dnbtwf oder -Dnbpdf/n
-E	Berechnet mittlere Abweichung und gibt sie in 4-ter (*.grdm) bzw. 3-ter Spalte (*.trjs) aus.	$\bar{\alpha}$	-G oder -T
-G	Berechnet Rasterkarte mit angegebenen Rasterweiten; Ausgabe in Datei *.grdm	-	
-I	Setzt den Schwellenwert; nur bei der FSRN-Methode sinnvoll.		nur bei -A
n		$I_n$	-G oder -T
q		$I_q$	
w		$I_w$	
-O	'Stamm-Name' der Ausgabedateien; die entsprechende Endung wird angehängt. Als Standardeinstellung für den 'Stamm-Name' der Ausgabedatei wird der Name der Eingabedatei ohne die Endung verwendet. (Bsp. Eingabedatei: europe.dat, Ausgabedateien: europe.sdat, europe.grdm, europe.trjs)	-	
-Q	Setzt die Standardeinstellungen der Qualitätswichtungsterme um. Standardeinstellungen sind: A=1, B=0.75, C=0.5, D=0.25 (siehe Tabelle 4.1, Seite 119)	q	
-R	Region für Ausgabe bei Rasterkarten oder Trajektorien. Standardeinstellung: Von den Eingabedaten vorgegebene Region.	-	
-S	Berechnet geglättete Datenpunkte Ausgabe in Datei *.sdat.	-	
-T	Berechnet Spannungstrajektorien. Ausgabe in Datei *.trjs Startwerte für die Trajektorien werden in der angegebenen Datei, oder von stdin eingelesen.	-	
-V	Gibt während der Laufzeit des Programms zusätzliche Information über Fortschritt.	-	



## A.3 Ein- und Ausgabedateien

### A.3.1 Format der Eingabedatei

Das Programm liest die Eingabedatei zeilenweise im freien Format ein, d.h. alle erforderlichen Daten für einen Datenpunkt müssen in einer Zeile stehen und durch mindestens ein Leerzeichen getrennt sein. Die einzelnen Zeilen müssen für jede Spannungsbeobachtung die Angaben geogr. Breite, geogr. Länge, Azimut, (Typ), Qualität enthalten (Tabelle A.2). Zusätzliche, im Anschluß in der Zeile enthaltenen Informationen werden ignoriert.

Tabelle A.2: Beispiel einer Eingabedatei für das Programm SMOOTH.

geogr. Breite	geogr. Länge	Azimut	Typ	Qualität	zus. Angaben (werden ignoriert)		
...	...	...	...	...	...	...	...
50.026	21.846	178	BO	C	U	3.709	PL25
50.004	20.839	81	BO	D	U	1.525	PL26
49.984	21.740	11	BO	C	U	3.467	PL23
45.300	24.680	60	FMA	C	NF	20.000	RM7
45.000	27.000	0	FMA	E	U	15.000	RM8
...	...	...	...	...	...	...	...

Die in der vierten Spalte gegebene Information über den Typ der Spannungsbeobachtung wird nicht verwendet, sie wird nur bei der graphischen Darstellung der Spannungsbeobachtungen mit dem Programm STRESSMAP ausgewertet.

### A.3.2 Ausgabedateien

Je nach Wahl der Parameter werden die geglätteten Datenpunkte (-S), Rasterkarten (-G) und/oder Spannungstrajektorien (-T) berechnet und in die jeweilige Ausgabedatei geschrieben. Wenn nicht durch die -O Option ein anderer Name für die Ausgabedatei gewählt wird, haben die Ausgabedateien - bis auf die Endung - den gleichen Namen wie die Eingabedatei. Die Endung lautet bei geglätteten Datenpunkten '.sdat', bei Rasterkarten '.grdm' und bei Trajektorien '.trjs'.

Die zusätzliche Information, die in den 'höheren' Spalten gegeben wird, hängt von der Glättungsmethode ab. In Tabelle A.3 bis Tabelle A.5 sind die jeweiligen Ausgabeformate erklärt. Die Zahlen werden im freien Format ausgegeben, d.h. sie sind durch mindestens ein Leerzeichen getrennt.

Tabelle A.3: Ausgabe bei der Berechnung von geglätteten Datenpunkten.

Spalte	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
<b>*.sdat FSRN-Methode (-A)</b>										
	geogr. Breite	geogr. Länge	Azimuth des geglätteten Spannungsfeldes (Prediktor $\hat{f}$ )	S*	A*	U*	Anzahl der nächsten Nachbarn innerhalb Suchradius	geogr. Länge des entfern- testen Nachbarn innerhalb Suchradius	geogr. Breite des entfern- testen Nachbarn innerhalb Suchradius	Azimuth berechnet aus der Schätzung $f$
<b>*.sdat FANN-Methode (-N)</b>										
	geogr. Breite	geogr. Länge	Azimuth des geglätteten Spannungsfeldes (Prediktor $\hat{f}$ )	S*	A*	U*	Abstand zum $R$ -ten Nachbarn in km	geogr. Länge des $R$ -ten Nachbarn	geogr. Breite des $R$ -ten Nachbarn	Azimuth berechnet aus der Schätzung $f$

\* wird nur bei der Darstellung der geglätteten Datenpunkte mit dem Programm STRESSMAP benötigt.

Tabelle A.4: Ausgabe bei der Berechnung von Rasterkarten.

Spalte	1	2	3	4	5	6	7
<b>*.grdm FSRN-Methode (-A)</b>							
	geogr. Länge	geogr. Breite	Azimuth des geglätteten Spannungsfeldes (Prediktor $\hat{f}$ )	mittlere Abweichung $\bar{\alpha}^{**}$	Anzahl $n_n$ der nächsten Nachbarn innerhalb Suchradius	Summe der Qual.wich- tungsfaktoren aller $n_n$ $\sum_{i=1}^{n_n} q(i)$	Summe der Wichtungs- faktoren aller $n_n$ $\sum_{i=1}^{n_n} w(\mathbf{x}, \mathbf{x}_i) q(i)$
<b>*.grdm FANN-Methode (-N)</b>							
	geogr. Länge	geogr. Breite	Azimuth des geglätteten Spannungsfeldes (Prediktor $\hat{f}$ )	mittlere Abweichung $\bar{\alpha}^{**}$	Abstand zum $R$ -ten Nach- barn in km	geogr. Länge des $R$ -ten Nachbarn	geogr. Breite des $R$ -ten Nachbarn

\*\* kann im Programm STRESSMAP über den Grau- bzw. Farbwert der Rastersymbole dargestellt werden.

Tabelle A.5: Ausgabe bei der Berechnung von Spannungstrajektorien. Wie für die Darstellung durch GMT erforderlich, sind die einzelnen Segmente durch ein „>“ getrennt.

Spalte	1	2	3
<b>*.trjs FSRN-Methode (-A) und FANN-Methode (-N)</b>			
	geogr. Länge	geogr. Breite	mittlere Abweichung $\bar{\alpha}^{**}$

\*\* kann im Programm STRESSMAP über den Grau- bzw. Farbwert der Trajektorien dargestellt werden.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei all denen bedanken, die mich während der Entstehung dieser Arbeit unterstützten und damit zum Gelingen der Arbeit beitrugen. Mein ganz besonderer Dank gilt dabei Herrn Professor Friedemann Wenzel, der die Betreuung der Arbeit übernahm und stets am Fortgang der Arbeit interessiert war. Herrn Professor Karl Fuchs danke ich herzlich für die vielen interessanten Ideen und Diskussionen während der Anfangsphase meiner Arbeit, sowie für die Übernahme des Korreferates.

Bei den aktiven und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, allen voran Birgit Müller, Stefan Hettel, Hans Bässler, Axel Schindler, Blanka Sperner, Martin Brudy, Maria Jose Jurado, Klaus Huber und Matthias Gölke möchte ich mich für die konstruktive Arbeitsatmosphäre bedanken. Birgit Müller sei auch für die erfolgreiche Zusammenarbeit während der 2 Jahre „World Stress Map“ gedankt.

Marc Tittgemeyer danke ich für die Bereitstellung des Programms PARASEIS zur Berechnung der Geothermen. Den ‘Refraktions-’ und ‘Tele-’Seismikern Uwe Enderle, Claus Prodehl und Joachim Ritter bin ich für die ‘Mitnahme’ auf Abenteuertouren ins sächsische Granulitgebirge und nach Kenia dankbar.

Die Heidelberger Akademie der Wissenschaften ermöglichte es mir, mich im Rahmen des Forschungsvorhabens „Weltkarte der tektonischen Spannungen“ mit tektonischen Spannungen näher auseinanderzusetzen. In diesem Zusammenhang sei auch nochmals Herrn Professor Fuchs gedankt, der das Projekt ins Leben rief und die Forschungsstelle leitet.

Nicht zu letzt gilt mein besonderer Dank meinen Eltern, die nie einen Zweifel ließen, daß sie mich in jeder Hinsicht unterstützen.



# Lebenslauf

## PERSÖNLICHE ANGABEN

Name: Veronika Magdalena Wehrle

Geburtsdatum: 14.01.65

Geburtsort: Kehl/Rhein

Eltern: Roswitha Wehrle, geb. Remlinger und Eusebius Wehrle

## SCHULBILDUNG

*August 1970 - Juli 1974:* Grundschule in Kehl

*August 1974 - Juli 1983:* Gymnasium in Kehl

## HOCHSCHULBILDUNG

*Oktober 1984 - September 1991:* Studium der Physik an der Universität Karlsruhe (TH). Tag der letzten Prüfung: 03. September 1991;  
Hauptfächer: Festkörperphysik und theoretische Physik;  
Nebenfächer: Geophysik und Partielle Differentialgleichungen.

## BERUFSTÄTIGKEIT

*Oktober 1986 - September 1991:* Wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen und Geophysikalischen Institut der Universität Karlsruhe

*September 1991 - Dezember 1992:* Geprüfte wissenschaftliche Hilfskraft am Geophysikalischen Institut der Universität Karlsruhe

*seit Januar 1993:* Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Geophysikalischen Institut der Universität Karlsruhe

*außerdem Mai 95 - April 97:* Wissenschaftliche Mitarbeiterin an der Forschungsstelle „Weltkarte der tektonischen Spannungen“ der Heidelberger Akademie der Wissenschaften.

*seit Juni 95:* Assistententätigkeit am Geophysikalischen Institut.

