

**Zeitschrift:** Eclogae Geologicae Helvetiae  
**Herausgeber:** Schweizerische Geologische Gesellschaft  
**Band:** 80 (1987)  
**Heft:** 2: Beiträge zur Geologie der Nordschweiz : Symposium "Geologie der Nordschweiz"

**Artikel:** Eine Methode zur Abschätzung tektonischer Scherraten aufgrund mikrostruktureller Beobachtungen  
**Autor:** Jordan, Peter  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-166009>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 13.01.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Eine Methode zur Abschätzung tektonischer Scherraten aufgrund mikrostruktureller Beobachtungen

Von PETER JORDAN<sup>1)</sup>

## ZUSAMMENFASSUNG

Das Kompetenzverhältnis zwischen bestimmten Mineralien und Gesteinen, z. B. Ton und Anhydrit, kehrt sich jenseits einer bestimmten Scherrate um und kann somit als dynamischer Indikator verwendet werden, vorausgesetzt, die weiteren Umgebungsbedingungen, die das Kompetenzverhältnis beeinflussen, sind bekannt. Es lassen sich Diagramme für den Umkehrpunkt konstruieren, in die diese verschiedenen Umgebungsgrößen auf eine übersichtliche Weise einfließen.

Eine Anwendung auf den evaporitischen Hauptabscherhorizont der Jurafaltung in der Gegend der Sondierbohrung Schafisheim (Kt. Aargau, NW-Schweiz) zeigt, dass eine maximale Scherrate von ca.  $3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ , bzw. von ca.  $6 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$  nicht überschritten wurde. Die unterschiedlichen Angaben beruhen dabei auf zwei grundsätzlich verschiedenen Paläotemperaturabschätzungen.

## ABSTRACT

The relative competence between certain rocks or minerals inverts when particular confining conditions are reached. Anhydrite, for example, deforms at a higher stress level in the cataclastic field than clay. With increasing burial depth, anhydrite enters the field of crystal plasticity and its strength decreases rapidly, while clay keeps on deforming by cataclasis at increasingly higher stresses and becomes finally stronger than anhydrite. This inversion of strength is a function of temperature, pore pressure, confining pressure as well as of strain rate. The inversion of relative competence may, therefore, be used as a valuable dynamic indicator, provided that the ambient conditions effective during deformation are sufficiently known.

Based on experimentally deduced flow laws, equilibrium point maps may be calculated for the maximum or minimum strain rate implied by the observed microstructures. The map presented here allows a good estimation of the influences of all the uncertainties in pressure or temperature on the critical strain rate.

An application of the anhydrite-clay equilibrium point map on the detachment horizon of the Eastern Jura Mountains (NW Switzerland) implies a maximum simple shear strain rate of ca.  $3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ , or ca.  $6 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$ , depending upon the differing paleo-temperature estimates. The first estimate is based on the present geothermal gradient, while the second one is based on fluid inclusions which are considered to be related to the Miocene detachment.

## Einleitung

Eine möglichst genaue Kenntnis über Dauer und Geschwindigkeit tektonischer Vorgänge ist eine wichtige Voraussetzung für das Studium der Dynamik von Gebirgsbildungen. Bis heute wurde die Dauer von Abscherungen, Überschiebungen, Faltungen usw. durch möglichst enge Eingabelung mit datierbaren Ereignissen ermittelt. Die Dauer einer Faltung wird so z. B. durch das jüngste noch mitverfaltete und das älteste nicht mehr in

---

<sup>1)</sup> Geologisch-Paläontologisches Institut der Universität, Bernoullistr. 32, CH-4056 Basel.

die Faltung einbezogene Sediment umrissen. Da Sedimente im orogenen Bereich aber meist nur lückenhaft erhalten und meist nur schwer datierbar sind, kann eine solche Eingabelung naturgemäss nur grob sein. Meistens ist es auch nicht sehr wahrscheinlich, dass das tektonische Ereignis wirklich gerade unmittelbar nach der Ablagerung des letzten präkinematischen Sediments begann und unmittelbar vor der Ablagerung des ältesten postkinematischen Sediments endete. Entsprechendes gilt auch für Eingabelungen mittels magmatischer oder metamorpher Ereignisse. Geschwindigkeitsabschätzungen tektonischer Prozesse, die auf solchen Eingabelungen basieren, erweisen sich so meist als grob geschätzte Minimalwerte. Im weiteren beziehen sich solche Abschätzungen meist auf grössere tektonische Komplexe, wie z. B. ganze Faltungsphasen, und nicht auf eine spezielle Scherzone oder Falte, da die zeitlichen Marker meist zu spärlich gesät sind, um ein einzelnes tektonisches Ereignis in den Griff zu bekommen (z. B. LAUBSCHER 1980).

Eine zweite Methode, sich ein Bild über Geschwindigkeiten tektonischer Prozesse zu schaffen, ist die Messung rezenter Bewegungen (z. B. BECKER et al. 1984). Vor allem in quartären Orogenen lässt sich eine Extrapolation heutiger Werte auf frühere Bewegungen in demselben Bereich durchaus vertreten. Liegt die Gebirgsbildung aber weiter zurück, oder sind die Bewegungszonen nicht identisch, so sind solche Messwerte nur noch als Anhaltspunkte zu betrachten.

Eine dritte Methode zur Abschätzung tektonischer Geschwindigkeiten soll nun hier vorgestellt werden. Sie beruht auf Beobachtungen innerhalb einer konkreten Scherzone, bzw. Falte, und bezieht sich somit auf die Formungsgeschwindigkeit dieser speziellen Struktur selbst. Durch Beobachtungen der relativen Kompetenzverhältnisse zwischen zwei geeigneten Materialien (Minerale oder Gesteine) kann direkt auf eine maximal oder minimal mögliche Scherrate geschlossen werden. Als Scherrate ( $\dot{\gamma}$ ) wird dabei eine normierte Grösse zur Beschreibung von Schergeschwindigkeiten in einfacher Scherung bezeichnet. Sie errechnet sich durch die Division der absoluten Schergeschwindigkeit (in mm/s) durch die Mächtigkeit der Scherzone (in mm) und ist eine Standardgrösse felsmechanischer Experimente, auf denen die hier vorgestellten Überlegungen basieren. Durch einfaches Umrechnen lassen sich auch reine Scherungen (tektonische Dehnungs- und Plättungsprozesse usw.) mit derselben Methode untersuchen.

### **Verformbarkeit von Gesteinen**

Die Festigkeit, d. h. die Verformbarkeit von Gesteinen ist abhängig von verschiedenen Umgebungsgrössen. Sie verändert sich somit, wenn eine oder alle dieser Umgebungsgrössen sich verändern. Aber nicht nur die Festigkeit als solche, sondern auch die Prozesse, die bei der Gesteinsdeformation eine Rolle spielen, ändern sich, wenn gewisse kritische Rahmenbedingungen über- oder unterschritten werden. Es kann ganz grob zwischen einem spröd-kataklastischen Deformationsfeld und einem Feld unterschieden werden, das kristallplastische, diffusionelle und superplastische Deformation umfasst (PATERSON, 1978). Während im ersten Feld, das räumlich vor allem im oberflächennahen und zeitlich im schnelleren Deformationsbereich anzusiedeln ist, die Gesteinsstruktur durch makro- bis submikroskopisches Zerbrechen aufgelöst wird, bleibt im zweiten Feld der Gesteinsverband intakt. Hier übernehmen die einzelnen Kristalle (Kristall-Plastizität) bzw. der Kristallverband die Verformung durch Festkörperreaktionen. Trotz dieser

unterschiedlichen Verformungsarten kann aber ganz allgemein gesagt werden, dass hier, begründet durch die thermische Aktivierung der Prozesse, die Festigkeit eine starke Abhängigkeit von der Temperatur und der Verformungsrate zeigt (z. B. HEARD 1963 und 1972; SCHMID et al. 1977; NICOLAS & POIRIER 1976). Die Festigkeit kataklastischer Materialien zeigt demgegenüber eine starke Abhängigkeit vom Umgebungs-, wie auch vom effektiven Porendruck, während Temperatur und Verformungsrate nur eine sehr untergeordnete Rolle spielen (z. B. HANDIN 1969; PATERSON 1978). Bei der Abstraktion der Gesteinsdeformation auf die hier beschriebenen Prozesse, also beim Ausschluss aller chemischer Prozesse, wie Lösung, Fällung und Metamorphose, lässt sich die Festigkeit von Gesteinen mittels Formeln, sog. Fließ- oder Kriechgleichungen bzw. -gesetze beschreiben (z. B. NYE 1953; HANDIN 1969; RUTTER 1970). Die jeweils relevanten Umgebungsgrößen treten dabei als Variablen auf.

Für die kataklastische Deformation lautet die allgemeinste Formel

$$T = f(\sigma_n, p, f) \quad (1)$$

d. h. die zur Verformung notwendige Scherspannung  $T$  ist eine Funktion der Normalspannung  $\sigma_n$ , des Porendruckes  $p$  und der Porosität  $f$ . In der Regel wird bei kataklastischer und spröder Deformation folgende Formel angegeben (PATERSON 1978):

$$T = T_0 \cdot (1 - f) + \text{tg } \Phi \cdot (\sigma_n - f \cdot p) \quad (2)$$

wobei  $T_0$  die Kohäsionsspannung,  $\Phi$  der Winkel der inneren Reibung ist.  $T_0$  und  $\Phi$  sind Materialkonstanten.  $f$  und  $p$  werden als Fraktionen angegeben, wobei  $f$  = Porenvolumen (in %)/100 und  $p$  = Porendruck (in MPa)/Umgebungsdruck (in MPa). Die Normalspannung  $\sigma_n$  ist nicht identisch mit der kleinsten kompressiven Spannung  $\sigma_3$ , die häufig (vereinfachend) dem Umgebungsdruck gleichgesetzt wird.

Thermisch aktivierte Deformationsprozesse werden meist in folgender Form beschrieben

$$\dot{\epsilon} = f(\Delta\sigma, T(\epsilon, g)) \quad (3)$$

die für die reine Scherung gültig ist. Dabei steht  $\dot{\epsilon}$  für die Verformungsrate,  $\Delta\sigma$  für die differentielle Scherspannung ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ) und  $T$  für die Temperatur in Kelvin. Im weiteren können Abhängigkeiten der Scherrate von dem relativen Verformungsbetrag  $\epsilon$  und der Korngröße  $g$  beobachtet werden.

Wie oben aufgeführt, können im Felde der thermisch aktivierten Deformationsprozesse verschiedene Verformungsmechanismen unterschieden werden. Sie können aber alle grundsätzlich mit einer der beiden folgenden Formeln beschrieben werden (z. B. SCHMID; 1982). Die erste Formel beschreibt eine exponentiale, die zweite eine potentielle Abhängigkeit der Verformungsrate von der Differentialspannung:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \cdot \exp(-H/RT) \exp(\Delta\sigma/\sigma_0) \text{ und} \quad (4)$$

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \cdot \exp(-H/RT) \sigma^n \quad (5)$$

$\dot{\epsilon}_0$ ,  $H$ ,  $\sigma_0$ , und  $n$  sind Materialkonstanten,  $R$  steht für die allgemeine Gaskonstante. In

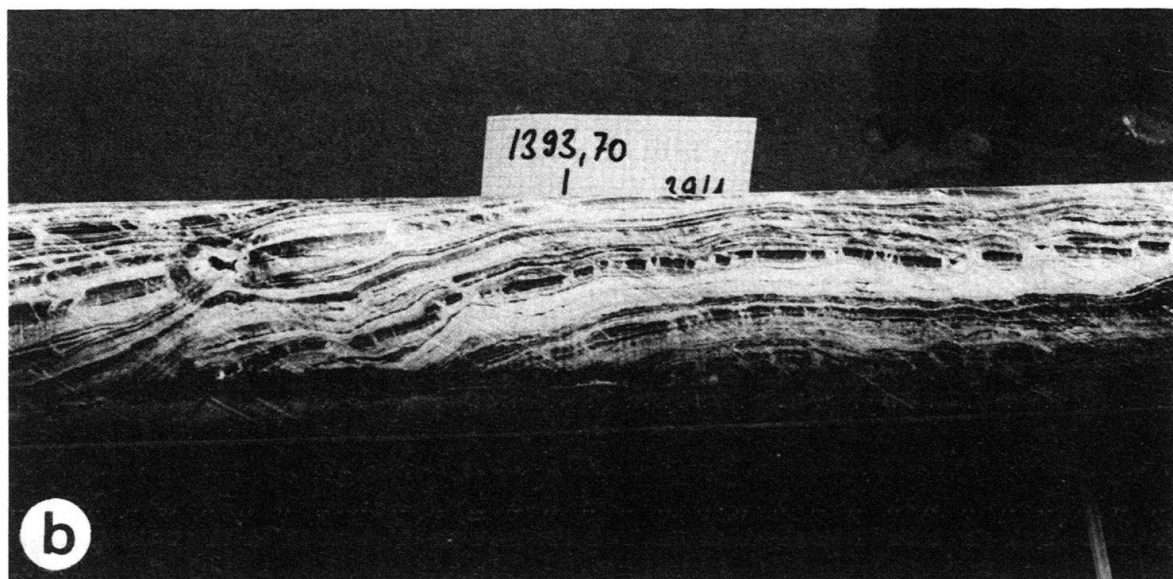
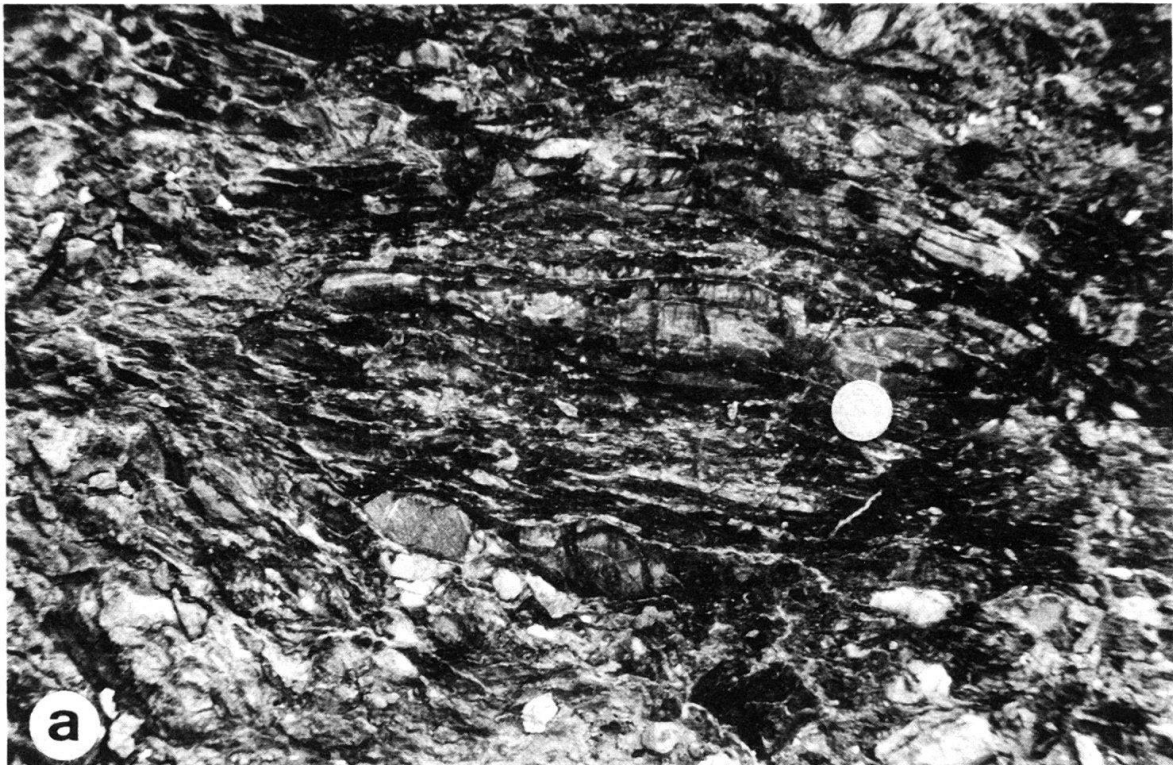


Fig. 1. Vergleich zweier ursprünglicher Ton-Anhydrit-Wechselagerungen aus den Muschelkalkevaporiten, dem Hauptabscherhorizont der Jurafaltung.

a) Anhydrit-Gips-Ton-Kataklasit aus dem Steinbruch Kienberg (SO) im Bereich der Stirn des Juragebirges. Eckige Anhydritklasten schwimmen in einer durch kataklastische Prozesse geflossenen Tonmatrix. Bei diesen oberflächennahen Bedingungen ist Anhydrit somit kompetenter als Ton.

b) Anhydrit-Ton-Wechselagerung mit boudiniertem Ton-Horizont in einem Bohrkern aus 1394 Metern Tiefe der Nagra-Sondierbohrung Schafisheim (AG) im Hinterland der Jurafalten. Der Ton (dunkel) ist hier bei den entsprechend höheren Temperaturen eindeutig kompetenter als der kristallplastisch geflossene Anhydrit. (Foto freundlicherweise von W. H. Müller, Baden, zur Verfügung gestellt.)

verschiedenen Fällen sind Abwandlungen der Formel notwendig, um das Verhalten eines bestimmten Materials möglichst genau zu beschreiben (z. B. MÜLLER et al. 1981; s. u.).

Eine interessante und für diese Arbeit grundlegende Beobachtung ist nun, dass das Festigkeitsverhältnis zwischen bestimmten Mineralien oder Gesteinen nicht über den ganzen möglichen Deformationsbereich gleich ist. Viel mehr kann sich zwischen diesen Materialien die relative Kompetenz umkehren. Eine solche Umkehr kann z. B. zwischen fein und grobkörnigem Kalk (SCHMID & PATERSON 1977) aber auch zwischen Ton und Anhydrit beobachtet werden (Fig. 1).

Der Hauptabscherhorizont des östlichen Faltenjuras liegt innerhalb der Evaporitserien des mittleren Muschelkalkes. Diese enthalten neben Salz, Gips und Anhydrit auch bedeutende Einschaltungen an Tonen und Karbonaten (z. B. MÜLLER et al. 1984). Vergleicht man nun Ton-Anhydrit Wechsellagerungen aus oberflächennahen Aufschlüssen mit entsprechenden Ablagerungen aus grösseren Tiefen im orogenen Hinterland, so fällt auf, dass im oberflächennahen Bereich Anhydrit kompetenter als Ton, im tieferen Bereich aber Ton kompetenter als Anhydrit ist. Dieses unterschiedliche Kompetenzverhalten ist z. B. beim Vergleich von Proben aus der Gipsgrube in Kienberg (SO, Fig. 1a), die im Bereiche der Stirn der Juraüberschiebung liegt, mit entsprechenden Sedimenten aus der Nagra-Sondierbohrung Schafisheim (AG, Fig. 1b) beobachtbar, die hier aus einer Tiefe von knapp 1400 m stammen.

In Kienberg handelt es sich dabei um einen Ton-Kataklasiten mit eckigen, unregelmässigen Anhydritklasten, in Schafisheim um boudinierte Tonhorizonte (klastisch) in einer kristallplastisch geflossenen Anhydrit-Matrix. Im weiteren zeigen in Kienberg verschiedene der Anhydritklasten ein eindeutig mylonitisches Gefüge. Die Interpretation liegt somit nahe, dass zu Beginn der Deformation, als die entsprechenden Gesteine unter einer weit grösseren Überlast und Temperatur standen, der Anhydrit kristallplastisch deformiert wurde. Bei der Aufschiebung und gleichzeitiger Erosion nahmen Druck und Temperatur ab und das Gros der Scherbewegung wechselte in den nun inkompetenteren Ton. Dabei wurde der ehemalige Abscherhorizont aus mylonisiertem Anhydrit in Klasten zerrissen.

D. h., im kataklastischen Bereich ist Anhydrit verformungshärter als Ton. Mit zunehmender Temperatur und Umgebungsdruck, also bei zunehmender Versenkung tritt der Anhydrit in das Feld kristallplastischer Verformbarkeit und verliert dabei drastisch an Festigkeit (MÜLLER et al. 1981, s. a. Fig. 2). Die Festigkeit des Tones nimmt demgegenüber mit zunehmender Versenkung beständig zu (NÜESCH, in Vorb., s. a. Fig. 2). Die Festigkeit des Anhydrites liegt somit ab einem bestimmten Temperatur/Druck-, bzw. Scherraten-Wert unter derjenigen des Tones (Fig. 2). Dieser «Inversionspunkt» (im folgenden als Gleichgewichtspunkt bezeichnet) ist nun abhängig von den Umgebungsgrössen. Oder umgekehrt: Beobachtet man im Felde ein bestimmtes Kompetenzverhältnis zwischen Ton und Anhydrit, so kann man, folgt man den experimentellen Daten von MÜLLER et al. (1981) und NÜESCH (in Vorb.), annehmen, dass bei der Deformation bestimmte Umgebungsgrössen, wie z. B. eine bestimmte Temperatur oder eben eine bestimmte Deformationsrate nicht über- oder unterschritten wurde.

Hier packt die hier vorgestellte Methode an. Durch diesen Gleichgewichtspunkt werden verschiedene Umgebungsgrössen miteinander in Verbindung gebracht. Kann man nun die eine oder andere dieser Grössen genügend genau festlegen, wie z. B. die Temperatur oder den Umgebungsdruck, so lassen sich andere Grössen, wie z. B. die

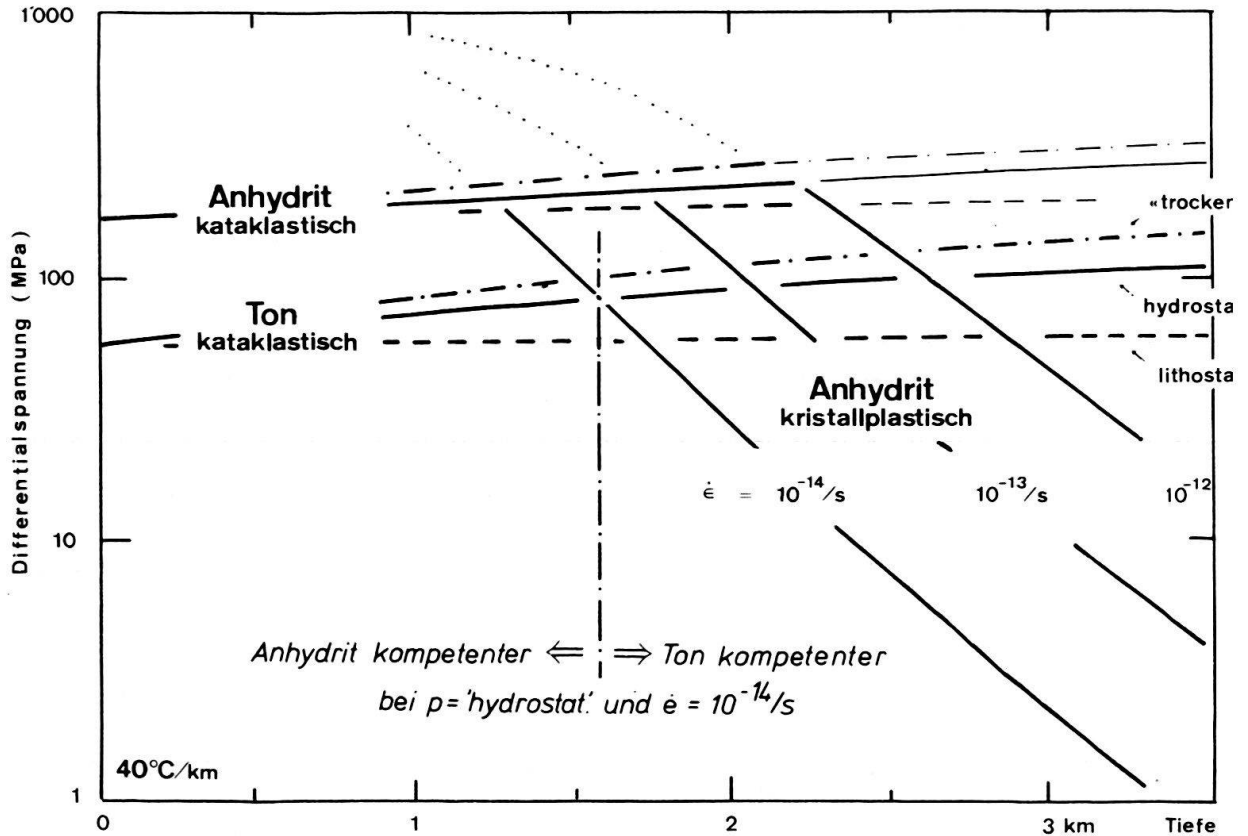


Fig. 2. Das Verformungsverhalten in reiner Scherung von Anhydrit und Ton als Funktion der Tiefe unter Annahme eines geothermischen Gradienten von  $40^{\circ}\text{C}/\text{km}$  und eines durchschnittl. spez. Gewichtes der überlagernden Gesteinssäulen von  $2,5\text{ g}/\text{cm}^3$ . Die Porendruckangaben basieren auf einer kataklastischen Festigkeitsformel, die die Porosität nicht berücksichtigt.

Die Kompetenzumkehr zwischen Ton und Anhydrit ist für hydrostatische Bedingungen und eine reine Scherrate  $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-14}/\text{s}$  angegeben. Bei höheren Verformungsraten liegt der Umkehrpunkt in entsprechend grösseren Tiefen. Im weiteren lassen sich im Diagramm die verschiedenen Grenzpunkte zwischen kataklastischem und kristallplastischem Verhalten in Anhydrit erkennen. Der Graphik liegen die entsprechenden Fließgesetze von MÜLLER et al. (1981; Anhydrit) und NÜESCH (in Vorb.; Ton) zugrunde. Die entsprechenden Materialkonstanten lauten demzufolge für Anhydrit:  $T_0 = 50\text{ MPa}$ ,  $\Phi = 28,8^{\circ}$ ,  $\dot{\epsilon}_0 = 6030\text{ s}^{-1}$ ,  $\sigma_0 = 170\text{ MPa}$ ,  $n = 1,5$  und  $H = 27,3\text{ kcal/mol}$ ; bzw. für Ton:  $T_0 = 20\text{ MPa}$ ,  $\Phi = 20,8^{\circ}$ .

maximal oder minimal mögliche, zu den beobachteten Mikrostrukturen führende Scherrate eruieren.

Der Gleichgewichtspunkt der Festigkeiten, der sich graphisch als Schnittpunkt der Festigkeitskurven beschreiben lässt (Fig. 2), kann nun durch die Verbindung der jeweiligen Fließgleichungen mathematisch formuliert werden. Dabei bestehen zwei Möglichkeiten: Die Verbindung von zwei thermisch aktivierten Prozessen und der Vergleich einer kataklastischen mit z. B. einer kristallplastischen Deformation. Die Verbindung von zwei kataklastischen Gleichungen ist in diesem Zusammenhang nicht sinnvoll, da, wie oben schon erwähnt, die Deformationsrate bei dieser Verformungsart kaum eine Rolle spielt und somit in den meisten publizierten Formeln nicht auftaucht. Sie kann somit auch nicht extrahiert werden.

### Berechnung des Gleichgewichtspunktes

Im folgenden werden die einzelnen Schritte aufgezeigt, die für die Berechnung des Gleichgewichtspunktes notwendig sind. Das Schwergewicht liegt dabei auf dem Gleich-

gewicht zwischen einem kataklastischen Material (Ton) und einem kristallplastischen Material (Anhydrit).

In der Regel werden kataklastische Prozesse für einfache Scherung beschrieben, während kristallplastische Fließgleichungen sich meist auf reine Scherung beziehen. Die Formeln müssen also in einem ersten Schritt einander angepasst werden.

Aus Gründen, die weiter unten erläutert werden, erweist sich ein Vergleich im System der Hauptspannungsrichtungen  $\sigma_1$ - $\sigma_3$  als vorteilhafter. Das heisst, die Formel (2) für kataklastische Materialien muss umgeformt werden. Setzt man den Porendruck  $p$  und die Porosität  $f$  gleich null, so sieht die Umformung folgendermassen aus:

$$\Delta\sigma = (T_0 \cos\Phi + \sigma_3 \sin\Phi) \cdot 2(1 - \sin\Phi)^{-1}, \quad (6a)$$

was gleichbedeutend ist mit (vgl. PATERSON 1978):

$$\Delta\sigma = (T_0 + \sigma_3 \tan\Phi) \cdot 2((1 + \tan^2\Phi)^{1/2} + \tan\Phi). \quad (6b)$$

Dabei wird  $\sigma_3$  vereinfachend dem Umgebungsdruck gleichgesetzt (s. o.):

$$\sigma_3 = p_\varnothing \cdot g \cdot z, \quad (7)$$

$p_\varnothing$  stellt die durchschnittliche Gesteinsdichte der Gesteinssäule von  $z$  Metern Höhe über dem Untersuchungsobjekt dar.  $g$  steht für die Gravitationskonstante.

Porendruck-Fraktion  $p$  und die Porositäts-Fraktion  $f$  werden, wiederum vereinfachend, in folgender Abwandlung der Formel (6a) berücksichtigt:

$$\Delta\sigma = (T_0(1-f)\cos\Phi + \sigma_3(1-fp)\sin\Phi) \cdot 2(1 - \sin\Phi)^{-1} \quad (8)$$

Es ist anzufügen, dass der Porendruck hier nur im Rahmen des kataklastischen Fließens berücksichtigt wird, das heisst, nur soweit er das submikroskopische Zerknacken des Gesteins begünstigt. Sein Einfluss auf die Festigkeit ist in diesem Regime begrenzt, da er keine Auswirkung auf die Kohäsion  $T_0$  hat, die in der Regel bis zu relativ hohen Umgebungsdrücken die durch die Normalkraft verursachten «Reibungen»  $\sigma_n \cdot \sin\Phi$  überwiegt. Der Porendruck verschiebt aber gleichzeitig den Spröd-Duktil-Übergang in Richtung zu höheren Drücken, d. h. den Übergang von Bewegungen an diskreten Bruchflächen, die wiederum sehr stark auf den Porendruck reagieren, zu kataklastischem Fließen. Es muss darum hier ausdrücklich festgehalten werden, dass die Überlegungen in der vorliegenden Arbeit ausschliesslich für kataklastische und thermisch aktivierte Deformationsprozesse gelten.

(In Fig. 4 ist ergänzend auch der Gleichgewichtspunkt zwischen einem kohäsionslosen Gestein nach BYERLEE (1978) und kristallplastisch fließendem Anhydrit berücksichtigt. Die BYERLEE-Beziehung beschreibt bis zu einer Tiefe von ca. 8 km die Festigkeit praktisch alle Sedimente mit Ausnahme toniger Gesteine.)

Während nun die Ermittlung des Gleichgewichtspunktes zwischen zwei thermisch aktivierten Deformationsprozessen, zumindest vordergründig, keine Schwierigkeit bietet, werden doch zwei gleich strukturierte Fließgleichungen miteinander verglichen, so ist der Vergleich eines kataklastischen mit z. B. einem kristallplastischen Prozesse problema-





$$\Delta\sigma_{\text{Material A}} \Leftrightarrow \Delta\sigma_{\text{Material B}} \quad (9a)$$

Besteht ein Gleichgewicht zwischen den Festigkeiten der beiden Materialien, haben also beide die identische Kompetenz, so gilt:

$$\Delta\sigma_{\text{Material A}} = \Delta\sigma_{\text{Material B}} \quad (9b)$$

Entsprechendes gilt natürlich auch für den Übergangspunkt zwischen kataklastischer und kristallplastischer Deformation innerhalb des gleichen Gesteins oder Minerals.

Durch die Gleichsetzung in (9b) verschwindet die Scherspannung. An Variablen bleiben neben den jeweiligen Materialkonstanten die Temperatur, die Verformungsrate, der Umgebungs- und der Porendruck. Die Gleichung kann nun nach den verschiedenen Variablen aufgelöst werden. Auf der Hand liegt natürlich eine Auflösung nach den Scherraten  $\dot{\epsilon}$ . Dies erübrigt im Falle eines Gleichgewichtes zwischen einem kataklastischen und einem kristallplastischen Material (bzw. Verformungsprozess) die Auflösung der kristallplastischen Gleichung nach  $\Delta\sigma$ . Das  $\Delta\sigma$  der kataklastischen Gleichung kann einfach an entsprechender Stelle in die kristallplastische Gleichung eingesetzt werden.

Für die Ermittlung des Gleichgewichtspunktes zwischen Anhydrit und Ton z. B., oder zwischen der kataklastischen und der kristallplastischen Deformation von Anhydrit würde die Berechnung folgendermassen erfolgen: Die Fliessgleichung der kristallplastischen Deformation ist nach MÜLLER et al. (1981) eine Abwandlung der Gleichung (5) und lautet

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \cdot \exp(-H/RT) \cdot (\sinh(\Delta\sigma/\sigma_0))^n \quad (10)$$

und die Gleichung für den Gleichgewichtspunkt demzufolge

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \cdot \exp(-H/RT) \cdot (\sinh(1/\sigma_0 + (T_0(1-f) \cos\Phi + \sigma_3(1-fp) \sin\Phi) \cdot 2(1-\sin\Phi)^{-1}))^n \quad (11)$$

wobei  $T_0$  und  $\Phi$  die Materialkonstanten des kataklastisch deformierenden,  $\dot{\epsilon}_0$ ,  $\sigma_0$ ,  $n$ , und  $H$  diejenigen des kristallplastisch deformierenden Materials und  $T$ ,  $\sigma_3$ ,  $p$  und  $f$  die Umgebungsgrössen sind.

Die hier errechnete Scherrate stellt eine kritische reine Scherrate dar. Bei gegebenen  $T$ ,  $\sigma_3$ ,  $p$  und  $f$  verformt z. B. Anhydrit bei schnelleren Scherraten kataklastisch, bei langsameren kristallplastisch (Fig. 4, «BYERLEE-Kurve»).

Bei der Betrachtung orogener Prozesse interessiert nun häufig nicht die reine, sondern die einfache Scherrate  $\dot{\gamma}$ . Unter der Voraussetzung, dass die Hauptspannung  $\sigma_1$  in einem homogenen Material eine Deformation hervorruft, lässt sich nach NYE (1953) die reine in die dazugehörige einfache Scherrate umrechnen:

$$\dot{\gamma} = \sqrt{3} \cdot \dot{\epsilon} \quad (12)$$

### Graphische Darstellung des Gleichgewichtspunktes

Die Formel für den Gleichgewichtspunkt, dargestellt als kritische Scherrate, enthält, unter der Voraussetzung durchwegs bekannter Materialkonstanten und unter Ausschluss

aller übrigen Reaktionen und Deformationsmechanismen, drei Variablen, die Umgebungsgrößen, die vorerst einmal als Unbekannte zu gelten haben. Wie schon einleitend bemerkt, ist eine möglichst exakte Vorstellung über die Temperatur, den Umgebungsdruck und den Porendruck während der Deformation eine zwingende Voraussetzung für die Anwendbarkeit der hier vorgestellten Methode. Da die Umgebungsbedingungen einer geologischen Verformung nie mit endgültiger Sicherheit festgestellt werden können und die Abschätzungen in der Regel mit grösseren Unsicherheitsbereichen behaftet sind, ist eine Darstellungsart zu finden, vorzugsweise eine graphische, in der sich der Einfluss der Unsicherheiten leicht ablesen lässt.

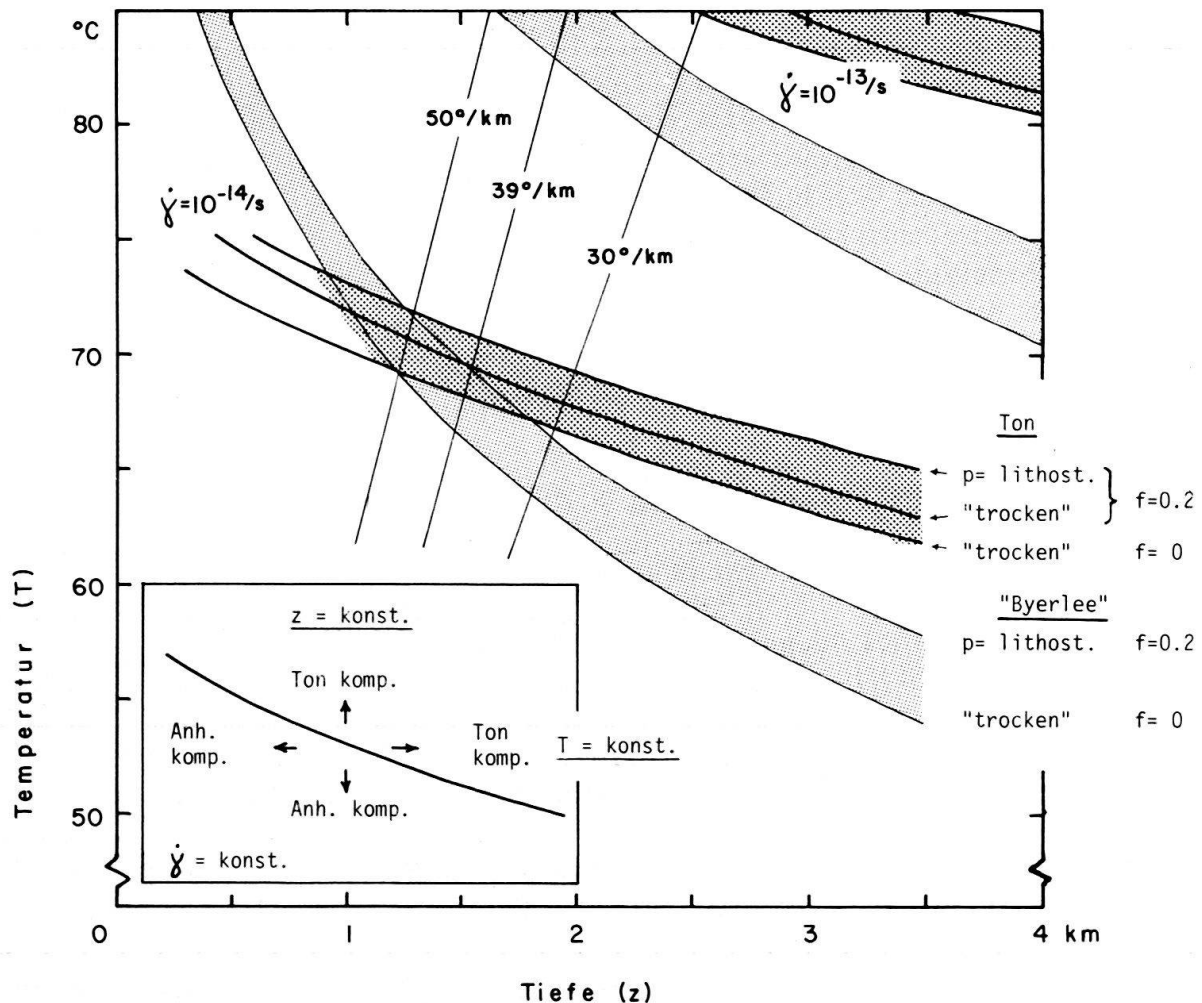


Fig. 4. Darstellung der kritischen Scherrate  $\dot{\gamma}$  (einfache Scherung), bei der Kompetenzumkehr zwischen Ton und Anhydrit eintritt, in Funktion der Tiefe und der Temperatur (dicke Linien). Die resultierende Scherrate erscheint in dieser zweidimensionalen Darstellung als Isolinien, hier für  $\dot{\gamma} = 10^{-14}$ , bzw.  $10^{-13}/s$  dargestellt. Für drei spezielle Porendruck(p)-Porosität(f)-Verhältnisse ist jeweils eine Kurve gezeichnet (siehe Text).

Im weiteren ist die kritische Scherrate zwischen Anhydrit (kristallplastisch) und einem allgemeinen spröde-kataklastischen Material nach BYERLEE (1978) dargestellt ( $T_0 = 0$  MPa,  $\Phi = 40^\circ$ , dünne Linien).

Das Diagramm ist folgendermassen zu lesen (Einsetzer): Bei einer fixen Scherrate, z. B.  $\dot{\gamma} = 10^{-14}/s$  ist bei tieferen Temperaturen, als sie die entsprechende Kurve anzeigt, Anhydrit kompetenter als Ton, entsprechend bei höheren Temperaturen kompetenter als Anhydrit. Andererseits, und dies ist die eigentliche Anwendung des Diagramms, ist in einer bestimmten Tiefe bei einer bestimmten Temperatur Anhydrit oberhalb einer bestimmten Scherrate (d. h. bei schnellerer Verformung) kompetenter als Ton, unterhalb einer bestimmten Scherrate aber dementsprechend inkompetenter.

Eine graphische Darstellungsart des Gleichgewichtspunktes, die sich für Analysen von Kompetenzverhältnissen zwischen kataklastisch und kristallplastisch deformierenden Gesteinen oder Mineralien bewährt hat, soll hier kurz vorgestellt werden (Fig. 4 und 5). Die gleiche Darstellung eignet sich auch für die Erfassung von Übergängen von spröder bzw. kataklastischer Deformation einerseits nach kristallplastischer Deformation andererseits.

Die eine Achse der Graphik, die y-Achse, wurde der Temperatur zugewiesen, da sie die empfindlichste Grösse ist, führt doch eine Erhöhung um wenige Grade in den meisten Fällen zu einer Verdoppelung der kritischen Scherrate. Die Temperaturangaben aus Paläothermometern, wie auch aus Ermittlungen mittels Oberflächentemperaturen und Paläogradienten sind so mitsamt allfälliger Toleranzgrenzen leicht einzutragen.

Auf der zweiten Achse, der x-Achse, wurde die Tiefe abgetragen. Die Tiefe spielt sowohl beim allseitigen Gesteinsdruck (hier als Umgebungsdruck bezeichnet), wie auch beim Porendruck eine Rolle. Im weiteren lassen sich in einem Tiefen-Temperatur Diagramm thermische Gradienten, wie auch Versenkungspfade leicht darstellen.

Der Umgebungsdruck ist in dem hier vorgestellten Diagramm linear mit der Tiefe verknüpft. Als durchschnittliches spezifische Gewicht wurde  $2.5 \text{ g/cm}^3$  angenommen.

Der Porendruck kann tiefen- und umgebungsdruckunabhängig zwischen zwei Extremen variieren, nämlich zwischen  $p = 0$  («trocken») und  $p = \rho_{\emptyset} \cdot g \cdot z$  («lithostatisch»). Die Porosität  $f$  des Gesteins, die gemäss Formel (8) einen unmittelbaren Einfluss auf die Kohäsion und einen mittelbaren auf die Wirkung des Porendrucks hat, kann theoretisch von 0 bis annähernd 1 variieren, in Scherzonen sind Porositäten über 20% ( $p = 0.2$ ) kaum zu erwarten (Kollaps der Porosität bei Scherbewegungen, z. B. JORDAN 1986). Da in der Regel weder der Porendruck noch die Porosität mit endgültiger Sicherheit festgelegt werden kann, sind im hier vorgestellten Diagramm jeweils drei Spezialfälle vermerkt:  $f = 0$  (keine Porosität, der Porendruck spielt hier keine Rolle),  $f = 0.2$ ,  $p = 0$  (20% Porosität, kein Porendruck) und  $f = 0.2$ ,  $p = \rho_{\emptyset} \cdot g \cdot z$  (20% Porosität, lithostatischer Porendruck). Diese drei Werte umreissen praktisch den ganzen möglichen Spielraum. Wie in Fig. 4 und 5 ersichtlich, ist der Einfluss von Porendruck und Porosität, verglichen mit dem Einfluss der Temperatur, aber relativ gering.

Der Resultierenden, der kritischen Scherrate, wurde in dieser Darstellung die dritte, die z-Achse, zugeordnet. In einem zweidimensionalen Diagramm, wie es die Fig. 4 und 5 zeigen, erscheint sie somit als Isolinien. Es wurden dabei Verdoppelungsschritte gewählt, da Verdoppelungen der Scherrate und somit, auf eine konkrete Abscherung übertragen, der Schergeschwindigkeit, dem Vorstellungsvermögen besser entsprechen, als die in Fließdiagrammen sonst üblichen Verzehnfachungsschritte (siehe auch Fig. 1).

Wie erwähnt wird in diesen Diagrammen die kritische Scherrate dargestellt. D. h., die Scherrate, bei der die beiden verglichenen Materialien mit dem gleichen Energieaufwand verformbar sind. Sie trennt somit ein Regime, in dem das eine Material kompetenter ist, von einem Regime, in dem das andere Material kompetenter ist. Im vorliegenden Anhydrit-Ton Beispiel ist bei gleichbleibenden Temperatur- und Druckbedingungen bei kleineren Scherraten (also kleineren Schergeschwindigkeiten) Ton kompetenter als Anhydrit, bei grösseren aber Anhydrit kompetenter als Ton. Entsprechend ist bei gleichbleibender Scherrate aber geringeren Temperaturen Ton, bzw. bei höheren Temperaturen Anhydrit das inkompetentere Material (Fig. 4).

Neben der hier vorgestellten Darstellungsart sind natürlich auch noch andere denkbar, so z. B. wenn die Temperatur-Tiefen Relation, also der geothermische Gradient, bekannt ist. Dies ermöglicht die Darstellung der Temperatur auf der Tiefen Achse (x-Achse). Auf der y-Achse könnte somit direkt die kritische Scherrate abgetragen werden. Interessanter wäre es aber, die nun frei gewordene Achse zur Darstellung von Variablen zu verwenden, die im vorliegenden Diagramm entweder invariabel gehalten oder gar ignoriert wurden. So wäre z. B. die Variation der durchschnittlichen Gesteinsdichte, bestimmter Materialkonstanten, der Gesteinszusammensetzung oder aber der Korngrösse denkbar, wie es z. B. HANDY (in Vorb.) versucht. Die Korngrösse spielt bekannterweise bei kristallplastischen Vorgängen eine nicht zu unterschätzende Rolle (z. B. SCHMID 1984; MÜLLER et al. 1981).

Weiter oben wurde aufgezeigt, dass nicht nur Übergänge von kataklastischer zu kristallplastischer Deformation bzw. entsprechende Kompetenzinversionen brauchbare dynamische Indikatoren sind, sondern auch entsprechende Phänomene innerhalb des kristallplastischen Feldes. Die Kompetenzumkehr zwischen fein und grobkörnigem Kalk soll hier noch einmal erwähnt werden (SCHMID & PATERSON 1977). Die entsprechenden Gleichgewichtsgleichungen entstehen durch die Verbindung von Gleichungen des Typs (3), Umgebungs- und Porendruck spielen hier also keine Rolle. Die kritische Scherrate ist somit einzig eine Funktion der Temperatur. Das resultierende Diagramm kann somit als inverses ASHBY-Diagramm (z. B. ASHBY & VERALL 1978) bezeichnet werden. Aus Platz- und Übersichtlichkeitsgründen soll aber hier nicht weiter auf diesen Typ von Gleichgewichtsdiagrammen eingegangen werden.

### **Ein Anwendungsbeispiel: die Jura-Abscherung**

#### *Situation*

Die mesozoisch-tertiäre Sedimenthaut des zentralen Alpen-Vorlandes scherte im Spättertiär oberhalb triadischer Evaporitserien ab und bildete an ihrer Nordbegrenzung das Juragebirge (BUXTORF 1916; und weitere Autoren, für eine Zusammenfassung siehe LAUBSCHER 1980). Im östlichen Teil erfolgte die Abscherung fast ausschliesslich in den Evaporiten des mittleren Muschelkalkes (z. B. LAUBSCHER 1961; MÜLLER et al. 1984). In der Nagra-Sondierbohrung Schafisheim (AG) liegen die betreffenden Schichten in einer Tiefe von ca. 1360 bis 1442 m. Etwa die Hälfte dieses ca. 80 m mächtigen Intervalls umfasst Halite, der Rest besteht aus Anhydriten unterschiedlicher Körnigkeit, vorwiegend stark verfaltet, und zwischengelagerten Ton- und dolomitischen Mergelhorizonten (MÜLLER et al. 1984).

Aufgrund von Feldhinweisen lässt sich der absolute Abscherbetrag im Ostjura relativ genau, die Dauer der Abscherung aber nur in grossen Zügen abschätzen. Der Abscherbetrag nimmt dabei von Osten nach Westen kontinuierlich zu. Diese Zunahme lässt sich nach LAUBSCHER (1965) durch eine Rotation um einen Punkt in der Nähe des Ostendes des Juragebirges bei Regensberg (ZH) beschreiben. Für den Bereich der Bohrung Schafisheim, der sich im Hinterland des Juragebirges befindet, ergibt sich danach ein Abscherbetrag von 4.5 km. Nach MÜLLER et al. (1984: Beil. 2, Profil 2) beläuft sich die Abscherung sogar auf 6 km. Über die Dauer der Abscherung existieren verschiedene Ansichten, die sich aber alle zwischen zwei und zehn Millionen Jahren bewegen (z. B. LAUBSCHER 1980; NAEF et al. 1985).

Aus diesen Abschätzungen lässt sich eine absolute Schergeschwindigkeit von maximal 3, minimal 0.5 mm/Jahr errechnen, was auf den 80 m mächtigen Evaporithorizont bezogen einer Scherrate von  $1.2 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$  bzw.  $1.8 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$  entspricht. Vorausgesetzt natürlich, dass die gesamte Deformation in diesen Horizont erfolgte.

#### *Anwendung der Gleichgewichtspunkt-Methode*

Im folgenden soll untersucht werden, ob mit der hier vorgestellten Methode genauere Angaben zur Abschergeschwindigkeit der Jura­faltung gemacht werden können. Die weiter oben beschriebene Probe aus einer Tiefe von 1394 m (Fig. 1b) soll hier als Paläotachometer dienen. Das vorliegende Kernstück zeigt boudinierte Tonhorizonte in kristallplastisch geflossenem Anhydrit. Anhydrit ist hier also eindeutig verformungsweicher als der kataklastisch deformierende Ton. Im Sinn des Gleichgewichtspunktdiagrammes liegt die Probe also unterhalb der Gleichgewichtskurve für die entsprechenden Umgebungsbedingungen. Folglich lässt sich mit der Methode die maximal mögliche Scherrate errechnen (Fig. 5).

Wie erwähnt stammt die Probe aus einer Tiefe von 1394 m. Heute herrscht dort eine Temperatur von ungefähr  $64^\circ\text{C}$ , was einem geothermischen Gradienten von  $39^\circ\text{C}/\text{km}$  entspricht (DIEBOLD & MÜLLER 1985). Nach NAEF et al. (1985) lag der betreffende Horizont zur Zeit der Abscherung aber ca. 325 m tiefer (ursprünglich ca. 900 m Molasse, heute 332 m plus 244 m quartäre Ablagerungen). Für die für die Abscherung relevante Temperatur können nun verschiedene Annahmen getroffen werden: a) sie entsprach der heutigen, die Temperatur ist quasi reliktsch, da die Erosion thermisch noch nicht kompensiert wurde (relativ unwahrscheinlich); b) die Temperatur lag entsprechend dem heutigen Gradienten um  $39^\circ\text{C}/\text{km} \cdot 0.35 \text{ km}$  höher, betrug also ca.  $77^\circ\text{C}$ . Temperaturen zwischen diesen beiden Spezialwerten oder auch darüber sind natürlich durchaus denkbar.

Weit genauere aber gleichzeitig auch weit von diesen ersten Abschätzungen abweichende Paläotemperaturen ergeben Fluid-Einschlüsse aus unmittelbarer Nähe des Abscherhorizontes (MULLIS 1987; sowie pers. Mitt. 1986/87). Einschlüsse in Kluftkalzite aus dem Muschelkalk (1329.2 m) und dem Buntsandstein (1484 m) ergaben Homogenisationstemperaturen von  $96$  bis  $98^\circ\text{C}$ , was nach den notwendigen Korrekturen (MULLIS 1987) einen Wert von ca.  $107^\circ\text{C}$  ( $105$ – $115^\circ\text{C}$ ) ergibt. Diese Temperaturen weisen bei korrigierten Tiefenangaben (s. o.) auf einen thermischen Gradienten um die  $50^\circ\text{C}/\text{km}$  oder höher hin, je nach Annahme der damaligen Oberflächentemperatur. Dass diese Temperaturmessungen für die Jura-Abscherung relevant sind, beweisen die nahezu identischen Temperaturen und Salzgehalte sowie die Tatsache, dass die Muschelkalkein­schlüsse aus eindeutig Juraabscherung-datierten Klüften stammen (Diskussion in MULLIS 1987).

Als letzte Unbekannte bleiben der Porendruck und die Porosität. Erfahrungsgemäss liegt der Porendruck in den untersuchten Tiefen zwischen dem hydro- und dem lithostatischen Wert. Für die Porosität kann ein Spielraum zwischen 0 und 20% angenommen werden (s. o.), vermutlich beträgt sie in tektonisch bewegten Horizonten signifikant weniger als 20%. NÜESCH (in Vorb.; sowie pers. Mitt. 1986/87) nimmt sogar an, dass sich in Tonen praktisch nie ein Porendruck aufbauen kann (d. h.  $f = 0$ ). Andererseits ist die Festigkeit des Tones nach NÜESCH stark abhängig von der Anzahl Wasserlagen, die

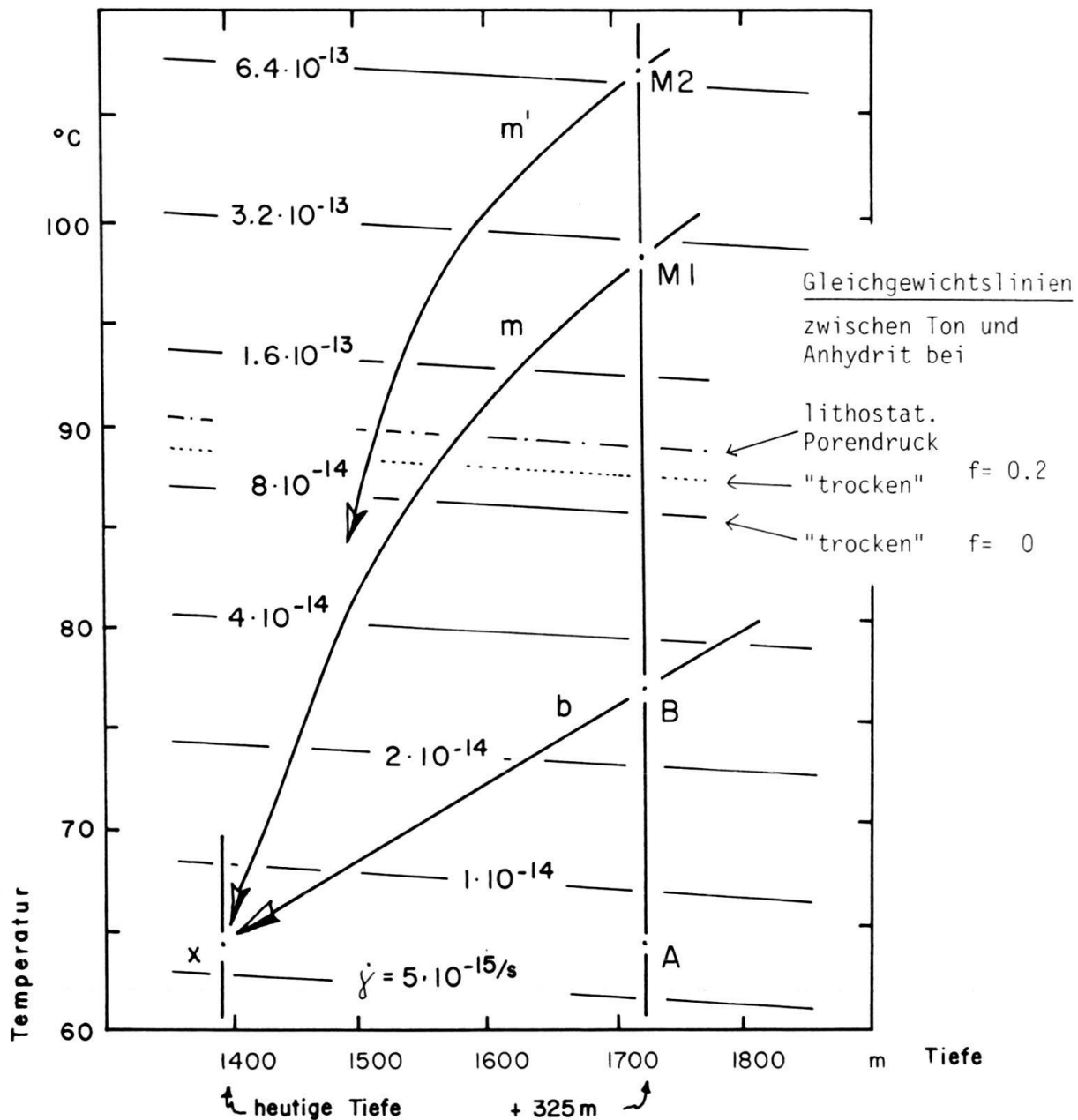


Fig. 5. Diagramm für die kritische Scherrate, bei der Kompetenzumkehr zwischen Ton und Anhydrit eintritt, entsprechend Fig. 4, hier speziell angewandt auf den Kern in Fig. 1b. Isolinien in Verdoppelungsschritten. Für die  $8 \cdot 10^{-14}/\text{sec}$ -Isolinie sind die Abweichungen bei 20% Porosität und fehlendem, resp. lithostatischem Porendruck aufgezeichnet. Entsprechende Abweichungen gelten auch für die übrigen Isolinien.

Punkt X bezeichnet die heutige Position des Kernes (1394 Meter,  $64^\circ\text{C}$ ). Die maximal mögliche Scherrate, die zu den beobachteten Kompetenzverhältnissen führt, wäre heute also ca.  $6 \cdot 10^{-15}/\text{sec}$  (bei fehlender Porosität,  $f = 0$ ). Die rechte vertikale Linie bezeichnet die vermutete zusätzliche Überlast von ca. 325 Metern. Bei gleicher Temperatur wären somit Scherraten bis ca.  $8 \cdot 10^{-15}/\text{sec}$  (A), bei identischem Gradienten (b) bis ca.  $3 \cdot 10^{-14}/\text{sec}$  möglich (B,  $77^\circ\text{C}$ ). Die maximal mögliche Scherrate erhöht sich bei  $97^\circ\text{C}$  (M1) auf ca.  $3 \cdot 10^{-13}/\text{sec}$ , bzw. bei  $107^\circ\text{C}$  (M2) auf ca.  $6.5 \cdot 10^{-13}/\text{sec}$  (s. Text). Die Tiefen-Temperaturpfade  $m$ , resp.  $m'$  beschreiben die verstärkte, nicht nur erosionsbedingte Auskühlung.

zwischen den Elementarschichten der Tonkristalle eingebaut wurden. Bei den Umgebungsbedingungen der Probe von Schafisheim kann wiederum nach demselben Autor mit einer einmolekularen Wasserschicht gerechnet werden. Die in den Fig. 1, 4 und 5 verwendeten Daten beziehen sich auf diesen Anlagerungsgrad. Bei einer grösseren Anzahl Wasserschichten wären, entsprechend der verringerten Festigkeit des Tones, weit höhere kritische Temperaturen zu erwarten.

Eine Senkung der kritischen Temperatur hätte demgegenüber der (teilweise) Ersatz von Anhydrit durch Gips zur Folge, der bei kristallplastischer Deformation weit geringere Festigkeiten aufweist als Anhydrit (BAUMANN 1984). Die Probe von Schafisheim liegt aber sicher unterhalb des Stabilitätsbereiches von Gips (W. Baumann, pers. Mitt. 1987).

Trägt man nun die verschiedenen Umgebungsparameter in das Diagramm von Fig. 5 ein, so resultieren folgende maximal mögliche Scherraten. Bei einer Temperatur von  $64^{\circ}\text{C}$  (Annahme a) zur Zeit der Abscherung ergibt sich eine Scherrate von  $\text{ca. } 0.8 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$  (A in Fig. 5), bei einer solchen von  $77^{\circ}\text{C}$  (Annahme b) entsprechend eine von  $\text{ca. } 3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$  (B), jeweils für hydrostatische Bedingungen. Für die Temperaturen aus den Fluideinschlüssen würden sich demgegenüber Scherraten von  $3 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$  ( $97^{\circ}\text{C}$ , M1) resp.  $6 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$  ( $107^{\circ}\text{C}$ , M2) ergeben.

#### *Interpretation*

Die grossen Scherraten, die auf den hohen Temperaturangaben aus den Fluideinschlüssen basieren, passen sehr gut in das bisherige Bild der Dynamik der Jurafaltung, ergeben sich doch, bezogen auf einen 80 m mächtigen Horizont, Schergeschwindigkeiten zwischen 0.8 und 1.2 mm/Jahr. Daraus lässt sich für die Gegend von Schafisheim die minimale Dauer der Jura-Abscherung auf ca. 6 (3.5) Millionen Jahre festlegen bezogen auf einen Abscherbetrag von 4.5 km, oder aber ca. 8 (5) Millionen Jahre bezogen auf einen Abscherbetrag von 6 km. Die Angabe in der Klammer bezieht sich jeweils auf die Scherrate von 1.2 mm/Jahr, die auf der korrigierten Temperatur von  $107^{\circ}\text{C}$  basiert. Die Scherratenbestimmung könnte wahrscheinlich durch die Untersuchung mehrerer geeigneter Wechsellagerungen aus unterschiedlichen Tiefen der Bohrung verfeinert werden.

Gelten die Fluideinschluss-Temperaturen wirklich für die Zeit der Abscherung, was anzunehmen ist (s. o.), so konnten mit der hier vorgestellten Methode die bisherigen Kenntnisse zwar nicht verfeinert, so doch bestätigt werden. Interessant ist in diesem Blickwinkel, dass die Methode hier Minimalwerte für die Faltungsdauer liefert, während stratigraphische Indizien meist Maximalwerte liefern. In diesem Sinne ergänzen sich die Methoden also.

Eine ganz andere Interpretation müsste gezogen werden, wenn nicht die Fluideinschluss-Daten gelten, sondern die mittels des geothermischen Gradienten errechneten Temperaturen. Die resultierenden Scherraten und die damit verknüpften maximalen Schergeschwindigkeiten sind bedeutend kleiner. Letztere bewegen sich unter entsprechenden Annahmen wie oben zwischen 0.02 und 0.1 mm/Jahr, was auf eine minimale Abscherdauer von 50 Millionen Jahren, bzw. noch bedeutend länger hindeutet. Dies widerspricht allen stratigraphischen Implikationen und so auch allen bisher publizierten Hypothesen.

Die Scherraten-Bestimmungen gelten, da in einer Ton-Anhydrit-Wechsellagerung ermittelt, genaugenommen nur für diesen Abschnitt des Abscherhorizontes. Treffen also



diese tieferen Werte zu, so müsste das Gros der Abscherbewegung in einem andern Bereich des Abscherhorizontes erfolgt sein. Neben spezifischen Anhydrit-Mylonithorizonten (MÜLLER et al. 1984; «Sulfatmylonite» in Kienberg, s. u.) drängt sich natürlich das Steinsalz auf, das ja hier in Schafisheim ein mächtiges Lager bildet. Bei einer Scherrate von ca.  $3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$  in den Ton-Anhydrit-Wechselagerungen wäre z. B. bei einer Abscherdauer von ungefähr drei Millionen Jahren im Salz eine Scherrate von ca.  $1 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$  zu erwarten, eine nicht unrealistische Zahl. Die hier vorgestellte Methode wurde ja ursprünglich, d. h. vor den Paläotemperaturmessungen durch MULLIS (1987), zur Untermauerung einer Hypothese über einen durch mechanische Verscherung entstandenen, durchgehenden Salz-Abscherhorizont im Hinterland des Juras entwickelt, der das Gros der Abscherbewegung übernommen hat (JORDAN 1986).

Abschliessend sollen noch einige Einwände diskutiert werden, die dem versierten Jurageologen und/oder Evaporitfachmann bei der Lektüre dieses Artikels sicher aufgestossen sind. Die Einwände, die da wären, ob die Sulfatgesteine überall als Anhydrite vorlagen, ob die beobachteten Strukturen alle tektonischer Natur sind und ob die hier verwendeten Festigkeitsbeziehungen wirklich für die Juraabscherung gültig waren.

Zum ersten: Wie oben schon aufgeführt, lag im Bereich der Bohrung Schafisheim zur Zeit der Abscherung, wie auch heute praktisch ausschliesslich Anhydrit vor. Anders in der Gipsgrube Kienberg, wo neben vielen sekundären, z. T. verscherten Gipsklüften auch Gips als Wirtgestein beobachtbar ist. Es ist nun von verschiedenen Autoren (z. B. BAUMANN 1984) diskutiert worden, ob in gewissen Gebieten des Faltenjuras der als ursprünglich betrachtete Gips nie in Anhydrit umgewandelt wurde und somit die heute beobachtbaren Gipsvorkommen auch nicht als vergipster Anhydrit zu interpretieren sind. Darüber hinausgehend interpretiert BAUMANN die auch in Kienberg zu beobachtenden Anhydritmassen (z. B. in Faltenachsen) als tektonisch bedingte Umwandlungen von ursprünglichem Gips. Andererseits wurde in den relativ untiefen, kaum tektonisierten Vorkommen des Tafeljuras praktisch ausschliesslich Anhydrit angetroffen (U. Pfrirer, T. Widmer, pers. Mitt. 1986).

Zum zweiten: Sulfatgesteine unterliegen bei der Sedimentation, aber vor allem bei der Diagenese mikrotektonischen Verformungen, die häufig schwierig von späteren orogenen Verformungen zu unterscheiden sind (H. Dronkert, T. Widmer, pers. Mitt. 1986). Die praktisch senkrechte Schichtlage im entsprechenden Bereich der Bohrung Schafisheim und die konforme Boudinierung des Tonhorizontes kann aber in Verbindung mit dem Fliessgefüge im Anhydrit als eindeutig tektonisch bezeichnet werden. Die in der Gipsgrube Kienberg gefundenen feinlamellierten Gesteine konnten kürzlich von S. Schmid (pers. Mitt. 1987) als eindeutige Mylonite identifiziert werden. Schmid neigt zur Ansicht, dass es sich dabei um ursprüngliche Gipsanhydrite handelt. Weitere Untersuchungen sind im Gange.

Zum dritten: Wie aus den obigen Ausführungen folgt, handelt es sich in Kienberg, zumindest gegen Ende der Deformation, um ein ternäres System Anhydrit-Gips-Ton, das bei entsprechenden Untersuchungen eine Erweiterung des hier vorgestellten Systems erfordert, das auch Umkristallisation und Spröd/Duktil-Übergänge innerhalb eines Materials in Betracht zieht. Im Grunde genommen liegt also ein Wechsel des Kompetenzverhältnisses zwischen Tonen und Sulfatgesteinen vor. Durch Umwandlungen von Anhydrit in Gips oder umgekehrt wird der Inversionspunkt diffus. Die hier vorgestellte Methode

kann mit dieser Einfachheit nur im Stabilitätsbereich von Anhydrit angewandt werden, wie er im Bereich der Bohrung Schafisheim auch vorliegt.

Im weiteren wurde angenommen, dass andere, hier nicht berücksichtigte Deformationsmechanismen, wie z. B. Drucklösung (s. o.), aufgrund ihrer weit grösseren Deformationsratenabhängigkeit (LAUBSCHER 1975) im vorliegenden Fall nur eine sehr untergeordnete Rolle spielten.

### **Diskussion der Methode**

Die Methode liefert unter den gegebenen Umständen plausible Resultate, die mit anderwertig fundierten Hypothesen zur Dynamik in Einklang stehen.

Wichtigste Voraussetzung bei der Anwendung der Methode ist das Vorhandensein experimentell erarbeiteter Flie遟esetze und die Möglichkeit ihrer Extrapolation in die tiefen Scherraten und Spannungen. Die Methode steht und fällt aber auch mit der Genauigkeit der Paläotemperaturangaben. Die übrigen Umgebungsgrössen haben einen weit geringeren Einfluss auf die minimal, bzw. maximal mögliche Scherrate. Die Methode liefert unter bestimmten Umständen Minimalwerte für die Dauer eines tektonischen Ereignisses, während die übrigen bis heute angewandten Methoden in der Regel Maximalwerte angeben. In Verbindung der verschiedenen Methoden kann somit ein tektonisches Ereignis sowohl gegen «oben» wie gegen «unten» eingegabelt werden.

Der grösste Vorzug der hier vorgestellten Methode ist aber sicher, dass die Scherratenbestimmung innerhalb eines bestimmten Scherhorizontes erfolgen kann. Es ergibt sich so nicht nur die Möglichkeit, die Aufteilung von Scherbewegungen auf einzelne tektonische Elemente näher zu untersuchen, sondern es können u. U. auch Aufteilungen der Scherbewegung innerhalb eines bestimmten Horizontes studiert werden.

### **Schlussfolgerungen**

Die hier vorgestellte Methode zur Abschätzung tektonischer Scherraten aufgrund mikrostruktureller Beobachtungen wurde anhand von Ton-Anhydrit Wechsellagerungen im Bereiche des Hauptabscherhorizontes der Jura-faltung entwickelt und erprobt. Es flossen dabei auch einige Erkenntnisse aus weiteren Gebieten ein, eine breite Verifizierung der Methode an nicht-jurassischen Objekten erfolgte aber bis heute noch nicht. Vor allem in Gebieten, in denen zwar gute Paläotemperaturangaben vorhanden sind, dynamische Indikatoren im alten Sinne aber weitgehend fehlen, wäre ein Anwendungsversuch sicher lohnend. (So ist z. B. im Helvetikum eine entsprechende Kompetenzumkehr zwischen Tonen und Kalken beobachtbar (Säntis-Decke: Kalke scheren auf inkompetenter toniger Palfries-Formation ab; Glarner-Decke: Lochseitenkalk als hochplastisches Abschermaterial über vergleichsweise wenig deformiertem tonigem Flysch, SCHMID 1974).) In diesem Sinne sei diese Methode hier einem breiteren Publikum nahegebracht.

### **Verdankungen**

Die Idee zu diesem Artikel wurde im Zürcher Felsmechaniklabor geboren. Meine dortigen Kollegen, Stefan Schmid, Rolf Nüesch, W. H. Müller (Baden) und W. R. Baumann (Aarau) standen dabei Pate. Sepp Mullis (Basel) sorgte für die nötige Temperatur. Thomi Widmer, Urs Pfirter (beide Basel) und H. Dronkert (Bern) achteten darauf, dass der Feldbezug nicht ganz verloren ging. In H. P. Laubscher und Mark Handy fand die Idee konstruktive Kritiker. Ihnen allen, die zum Gelingen dieses Artikels beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle ganz herzlich danken. W. R. Baumann bin ich im weiteren für eine sorgfältige Review, Lilly Strasser für Zeichenarbeiten zu Dank verpflichtet.

## LITERATURVERZEICHNIS

- ASHBY, M. F. & VERALL, R. A. (1978): Micromechanisms of flow law and fracture and their relevance to the rheology of the upper mantle. – *Phil. Trans. R. Soc. London, A.*, 288, 59–95.
- BAUMANN, W. R. (1984): Rheologische Untersuchungen an Gips. – *Eclogae geol. Helv.*, 77/2, 301–325.
- BECKER, A., BLÜMLING, P. & MÜLLER, W. H. (1984): Rezentes Spannungsfeld in der zentralen Nordschweiz. – *Nagra Techn. Ber.* 84–37.
- BUXTORF, A. (1916): Prognosen und Befunde beim Hauensteinbasis- und Grenchenbergtunnel und die Bedeutung der letzteren für die Geologie des Juragebirges. – *Verh. Natf. Ges. Basel.*, 27, p. 184–254.
- BYERLEE, J. (1978): Friction of rock. – *Pageoph*, 116, 613–626.
- DIEBOLD, P. & MÜLLER, W. H. (1985): Szenarien geologischer Langzeitsicherheit: Risikoanalyse für ein Endlager für hochradioaktive Abfälle in der Nordschweiz. – *Nagra Techn. Ber.* 84–26
- HANDIN, J. (1969): On the Mohr-Coulomb-Failure-Criterion. – *J. Geophys. Research* 74/22, 5343–5348.
- HANDY, M. (in Vorb.): Interactive processes and transient mechanical behavior at the transition from frictional sliding to crystal plasticity in the intermediate to lower continental crust (geplant *Tectonophysics*).
- HEARD, H. C. (1963): Effects of large changes of strain rate in the experimental deformation of Yule marble. – *J. Geol.*, 71, 162–195.
- (1972): Steady-state flow in polycrystalline halite at pressure of 2 kilobars. – *Amer. Geophys. Union Monographs*, 16, 191–209.
- JORDAN, P. (1986): Gefügeentwicklung und mechanische Eigenschaften von Zweiphasen-Aggregaten (Kalk-Halit) bei experimenteller Deformation. – *Diss. ETH Zürich*. No. 8059.
- LAUBSCHER, H. P. (1961): Die Fernschubhypothese der Jurafaltung. – *Eclogae geol. Helv.*, 54/2, 221–282.
- LAUBSCHER, H. P. (1965): Ein kinematisches Modell der Jurafaltung. – *Eclogae geol. Helv.*, 58/2, 232–318.
- LAUBSCHER, H. P. (1975): Viscuous components in Jura folding. – *Tectonophysics* 27, 239–254.
- LAUBSCHER, H. P. (1980): Die Entwicklung des Faltenjuras – Daten und Vorstellungen. – *N. Jb. Geol. Paläont. Abh.* 160, 28–320.
- MÜLLER, W. H., SCHMID, S. M. & BRIEGEL, U. (1981): Deformation experiments on anhydrite rocks of different grain size: rheology and microfabric. – *Tectonophysics* 78, 527–543.
- MÜLLER, W. H., HUBER, M., ISLER, A. & KLEBOTH, P. (1984): Erläuterungen zur «Geologischen Karte der zentralen Nordschweiz 1:100 000». – *Nagra, Techn. Ber.* 84–25.
- MULLIS, J. (1987): Ergebnisse der Fluid-Einschluss-Untersuchungen in den NAGRA-Bohrungen. – *Eclogae geol. Helv.* 80/2, 553–568.
- NAEF, H., DIEBOLD, P. & SCHLANKE, S. (1985): Sedimentation und Tektonik im Tertiär der Nordschweiz. – *Nagra, Techn. Ber.* 85–14.
- NICOLAS, A. & POIRIER, J. P. (1976): Crystalline plasticity and solid state flow in metamorphic rocks. – *Wiley-Interscience*, London.
- NÜESCH, R. (in Vorb.): Das mechanische Verhalten von Opalinuston. – *Diss. ETH Zürich*.
- NYE, J. F. (1953): The flow-law of ice from measurements in the glacier tunnels, laboratory experiments and the Jungfrau borehole experiment. – *Proc. R. Soc. London* 219, 477–489.
- PATERSON, M. S. (1978): *Experimental rock deformation: The brittle field*. – Springer, Berlin, Heidelberg, New York.
- RUTTER, E. H. (1970): An experimental study of the factors affecting the rheological properties of rock in simulated geological environments. – *Ph. D. Thesis Imp. Coll. London*.
- SCHMID, S. M. (1975): The Glarus overthrust: Field evidence and mechanical model. – *Eclogae geol. Helv.* 68/2, 247–280.
- SCHMID, S. M. (1982): Microfabric studies as indicators of deformation mechanisms and flow laws operative in mountain building. Hsü, K. J. (Ed.): *Mountain Building Processes* (p. 95–110). – Academic Press, London.
- SCHMID, S. M., BOLAND, J. N. & PATERSON, M. S. (1977): Superplastic flow in finegrained limestone. – *Tectonophysics* 43, 257–291.
- SCHMID, S. M. & PATERSON, M. S. (1977): Strain analysis in experimentally deformed oolitic limestone. In: SAXENA, K. & BATTACHARJI, S. (Ed.): *Energetics of geological processes*, (p. 67–93). – Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.

Manuskript erhalten am 2. Februar 1987

Revision angenommen am 23. März 1987