



Gesellschaft für Anlagen-
und Reaktorsicherheit
(GRS) mbH

Auswertung von
In-situ-Konvergenz-
Daten und
Ableitung eines
Konvergenz-
ansatzes



**Gesellschaft für Anlagen-
und Reaktorsicherheit
(GRS) mbH**

**Auswertung
von In-situ-Konvergenz-
Daten und
Ableitung eines
Konvergenz-
ansatzes**

**Christian Tix,
Rolf-Peter Hirsekorn**

**Braunschweig
September 1996**



**GSF-Forschungszentrum
Für Umwelt und Gesundheit
GmbH**

Institut für Tieflagerung

Die diesem Bericht zugrundeliegenden Arbeiten wurden mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF) unter den Förderkennzeichen 02 E 8532 1 und 02 E 8775 1 gefördert. Im Zeitraum bis Juni 1995 wurden die Arbeiten vom GSF-Forschungszentrum am Institut für Tief Lagerung in Braunschweig durchgeführt, ab Juli 1995 von der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH im neugegründeten Fachbereich Endlagersicherheitsforschung. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt allein bei den Autoren.

Vorwort

Der Nachweis der Langzeitsicherheit von Endlagern für radioaktive Abfälle erfolgt auf der Basis von standortspezifischen Sicherheitsanalysen. Dafür werden Rechenprogramme und Daten verwendet, mit denen die relevanten physikalischen und chemischen Prozesse bei der Freisetzung der Nuklide, bei der Ausbreitung im Deckgebirge und bei der Exposition in der Biosphäre beschrieben werden. In zahlreichen nationalen und internationalen Vorhaben werden zu den wichtigen physikalischen und chemischen Fragestellungen theoretische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Ein wesentliches Ziel des Vorhabens "Erarbeitung und Bewertung der wissenschaftlichen Grundlagen zur Sicherheitsanalyse eines Endlagers in der Nachbetriebsphase", FKZ: 02 E 8532 1 und 02 E 8775 1, war die Verfolgung dieser Arbeiten und die Auswertung der wissenschaftlichen Ergebnisse hinsichtlich der Bereitstellung neuer Modellansätze und Daten für Langzeitsicherheitsanalysen. Im Zeitraum bis Juni 1995 wurden diese Arbeiten vom GSF-Forschungszentrum für Umwelt und Gesundheit, GmbH am Institut für Tief Lagerung in Braunschweig durchgeführt, ab Juli 1995 von der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH im neugegründeten Fachbereich Endlagersicherheitsforschung.

Zu diesem sonderfinanzierten Vorhaben des Bundesministeriums für Forschung und Technologie (BMFT) - heute Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF) - in der Zeit vom 01.07.1992 bis 31.03.1996 sind vier wissenschaftliche Berichte entstanden, die die Ergebnisse des Vorhabens dokumentieren. Die Titel dieser Berichte lauten:

- GRS-Bericht 132 Ableitung einer Permeabilitäts-Porositäts-Beziehung für Salzgrus und Dammbaumaterialien.

- GRS-Bericht 133 Auswertung von in-situ Konvergenzdaten und Ableitung eines Modellansatzes.

- GRS-Bericht 134 Auswertung von Sorptionsdaten hinsichtlich nichtlinearer Sorptionsmodelle für die Nuklidausbreitung im Deckgebirge.

GRS-Bericht 135 Gegenüberstellung einiger Langzeitsicherheitsanalysen für Endlager in Granit- und Salzformationen

In diesen vier Berichten werden die zu den Schwerpunktthemen des Vorhabens durchgeführten wissenschaftlichen Arbeiten ausführlich dargestellt.

Abstract

Erzeugt man in einem Salzstock in hinreichend großer Tiefe einen Hohlraum, so verringert sich dessen Volumen aufgrund des Gebirgsdrucks mit der Zeit. Diese Volumenänderung wird als Konvergenz bezeichnet. Deren Kenntnis ist bei der Einlagerung radioaktiver Abfälle in Salzstöcken von Interesse, da durch die Volumenabnahme die Abfälle nach einiger Zeit vollständig von Steinsalz eingeschlossen und damit gegenüber Störeinflüssen wie etwa Laugenzutritten isoliert sind. Tritt andererseits vor dem Einschluß des Abfalls Lauge in den Hohlraum ein, so führt die Konvergenz zum Auspressen der Lauge aus dem Hohlraum und kann damit ein Antriebsmechanismus für eine Radionuklidfreisetzung sein. Sie stellt daher einen wichtigen Faktor für die Langzeitsicherheit der Endlagerung radioaktiver Abfälle in Salzstöcken dar.

Der bisher verwendete Modellansatz für den Konvergenzprozeß enthält Terme für die Stützwirkung des Versatzes und für den Einfluß der Temperatur. Der Ansatz für die Stützwirkung des Versatzes wurde über mikroskopische Modellvorstellungen abgeleitet und als eine Funktion der Versatzporosität beschrieben. Eine hinreichend belastbare Begründung für diesen Ansatz ist jedoch nicht gegeben. Außerdem werden andere Eigenschaften des Versatzmaterials wie etwa die Feuchte nicht berücksichtigt. Die Temperaturabhängigkeit des Konvergenzprozesses wird durch einen Arrhenius-Term mit einer einzigen repräsentativen Temperatur im umgebenden Salzgestein beschrieben. Da in einem Endlager aber auch zeit- und ortsabhängige Temperaturen auftreten, ist eine ausreichend detaillierte Beschreibung des Temperatureinflusses nicht gegeben. Über die Versatzporosität und die Temperatur sind die Konvergenzprozesse implizit von der Zeit abhängig. Eine explizite Zeitabhängigkeit wurde jedoch bisher ebenfalls nicht berücksichtigt.

In der vorliegenden Arbeit wurde auf der Basis von In-situ-Messungen ein neues Modell für die Konvergenz entwickelt, das zum einen die Stützwirkung des Versatzes in Abhängigkeit von der Porosität auf eine verbesserte Weise berücksichtigt und mit wenigen physikalischen Voraussetzungen auskommt. Zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Konvergenzrate kann als Ergebnis der In-situ-Messungen der bisherige Ansatz weiterverwendet werden, wobei die repräsentative Temperatur des umgebenden Salzgesteins mit Hilfe eines vorgeschlagenen Formalismus ermittelt werden kann. Die

explizite Zeitabhängigkeit des Konvergenzprozesses kann ebenfalls in dem neuen Konvergenzmodell berücksichtigt werden.

Die vorliegenden experimentellen Daten sind zur Überprüfung des Konvergenzmodells bezüglich des Langzeitverhaltens und des Einflusses der Stützwirkung von stark kompaktiertem Versatz und sehr niedriger Porosität noch nicht ausreichend. Man darf erwarten, daß entsprechende Ergebnisse aus den laufenden In-situ-Vorhaben "Experimentelle Untersuchung des Verhaltens von Versatz in Strecken" und "Development of Borehole Seals for High Level Radioactive Waste" hierzu erste Erkenntnisse liefern, falls die Versuchszeiten ausreichend lang gehalten werden. Ergänzend sind jedoch auch Erkenntnisse aus dem Salzbergbau zum heutigen Zustand verfüllter Strecken erforderlich, die vor vielen Jahrzehnten abgeworfen wurden. Eine Berücksichtigung des Feuchtegehalts bei der Beschreibung der Stützwirkung des Versatzes konnte noch nicht erfolgen, da hierzu keine ausreichenden Meßdaten vorliegen.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	I
Abstract	III
Inhaltsverzeichnis	V
Abbildungsverzeichnis	VII
1 Einleitung	1
2 Definition und physikalische Grundlagen	3
2.1 Definition und einfache Folgerungen	3
2.2 Elastizitäts- und Plastizitätstheorie	3
2.3 Mikroskopische Ursachen der Plastizität	5
3 Modelle und Materialgesetze	7
3.1 Einfache Modelle	7
3.2 Laborexperimente zu Kriechraten	7
4 In-Situ-Experimente	9
4.1 Das BMT-Feld	9
4.2 Die Kaverne	10
4.3 Das HAW-Feld	12
4.4 Das MAW-Feld	13
4.5 Der ECN-Versuch	15
4.6 Der TSS-Versuch	15
5 Einige Überlegungen zu offenen Fragen	17
5.1 Einfluß der Temperatur auf die Konvergenz	17
5.2 Einfluß des Versatzes auf die Konvergenz	21
5.2.1 Konvergenzrate für kleine Porositäten	22
5.2.2 Konvergenzrate für mittlere Porositäten	23
5.2.3 Vergleich mit anderen theoretischen Arbeiten	23
5.3 Zeitabhängigkeit der Konvergenzrate.....	25

6	Auswertung der Meßergebnisse	27
6.1	Referenzkonvergenzrate und Geometriefaktor	27
6.2	Druckabhängigkeit	27
6.3	Temperaturabhängigkeit.....	27
6.4	Einfluß der Feuchte	28
6.5	Einfluß des Versatzes	29
6.6	Anmerkungen zur Zeitabhängigkeit	30
6.7	Herleitung eines modifizierten Konvergenzansatzes	31
7	Zusammenfassung	33
8	Anhang	35
8.1	Zur Auswertung der Meßdaten	35
8.2	Materialkonstanten	35
9	Literatur	37

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1	Volumenkonvergenzrate der Strecke im BMT-Feld bei den Bohrlöchern TS1 bis TS4 10
Abbildung 2	Die Kaverne mit den durch E.T. gekennzeichneten Extensometern (entnommen aus [28]) 11
Abbildung 3	Die Volumenkonvergenzrate der Kaverne. Die Jahreszahlen in der Legende geben den Meßzeitraum an, ET steht für eine Messung mit Extensometer und "direkt" für eine direkte Ausmessung des Hohlraumes..... 11
Abbildung 4	Konvergenzraten der Strecke im HAW-Feld bei den Bohrlöchern A1-A4..... 12
Abbildung 5	Konvergenzraten der Strecke im HAW-Feld bei den Bohrlöchern B1-B4..... 13
Abbildung 6	Konvergenzraten der Strecke im MAW-Feld an den Positionen der 5 Bohrlöcher 14
Abbildung 7	Die TSS-Meßstrecke von oben betrachtet. Die Meßebenen sind mit d1 und e1 bezeichnet und die schraffierten Rechtecke stellen die beheizten Zylinder dar 15
Abbildung 8	Die Volumenkonvergenzrate im TSS-Versuch im relativ heißen Bereich d1 und im relativ kalten Bereich e1 in den Strecken a und b 16
Abbildung 9	Die Temperaturorte für eine beliebige Kugel, einen Zylinder mit (Zyl2) und einen Zylinder mit (Zyl1) für verschiedene Aktivierungsenergien Q..... 20
Abbildung 10	Das Verhältnis der Konvergenzraten mit variabler und konstanter Temperatur für eine Kugel, einen Zylinder mit (Zyl2) und einen Zylinder mit (Zyl1) für verschiedene Aktivierungsenergien Q 20
Abbildung 11	Das Verhältnis der Konvergenzraten für und für eine Kugel, einen Zylinder mit (Zyl2) und einen Zylinder mit (Zyl1) und $Q/R = 8500K$ 21
Abbildung 12	Die Funktionen aus verschiedenen theoretischen Modellen in Abhängigkeit von der Porosität 24
Abbildung 13	Die Zeitentwicklung der Porosität für die verschiedenen Modelle. Die anfängliche Konvergenzrate beträgt $4\%/a$, die Anfangsporosität ist 0.35 24
Abbildung 14	Die Zeitabhängigkeit der Konvergenzrate für einen kugelförmigen Hohlraum 26
Abbildung 15	Vergleich der Zeitentwicklung der experimentell ermittelten Konvergenzraten mit den theoretisch abgeleiteten Konvergenzraten $K(t)$. Die Konvergenzraten sind alle auf die Konvergenzrate zum Zeitpunkt $t=0$, $K(t=0)$, normiert, wobei $K(t=0) = 4\%/a$ ist..... 29
Abbildung 16	Die Zeitentwicklung des Versatzdrucks normiert auf den Gebirgsdruck 30

177

X

1 Einleitung

Erzeugt man in einem Salzstock in hinreichend großer Tiefe einen Hohlraum, so verringert sich dessen Volumen mit der Zeit. Diese Volumenänderung wird als Konvergenz bezeichnet. Deren Kenntnis ist bei der Einlagerung radioaktiver Abfälle in Salzstöcken von Interesse, da durch die Volumenabnahme die Abfälle nach einiger Zeit vollständig von Steinsalz eingeschlossen und damit gegenüber Störeinflüssen wie etwa Laugenzutritten isoliert sind. Tritt andererseits vor dem Einschluß des Abfalls Lauge in den Hohlraum ein, so führt die Konvergenz zum Auspressen der Lauge aus dem Hohlraum und kann damit ein Antriebsmechanismus für eine Radionuklidfreisetzung sein. Sie stellt daher einen wichtigen Faktor für die Langzeitsicherheit der Endlagerung radioaktiver Abfälle in Salzstöcken dar.

Die Konvergenz wird durch die Kriech- oder Fließfähigkeit des Salzes ermöglicht, so daß neben der elastischen Verformung unter Druck auch bleibende plastische Verformungen auftreten. Sie hängt stark von der Temperatur, dem Druck, der Zusammensetzung des Salzgesteins und der Zeit ab.

Makroskopisch läßt sich die Konvergenz des Salzgesteins durch die Elastizitäts- und Plastizitätstheorie beschreiben. Zur Lösung der elasto-plastischen Gleichungen benötigt man Stoffgesetze und zugehörige Materialparameter. Laborexperimente, die sich mit dem Materialgesetz des plastischen Verhaltens, der sogenannten Kriechrate beschäftigen, führen allerdings auf Unterschiede in der Kriechrate von bis zu mehreren Größenordnungen [1]. Auch die mikroskopische Theorie der Plastizität liefert für eine einfache Ermittlung der Kriechrate kaum verwertbare Ergebnisse. Zudem sind teilweise die Mechanismen noch unklar, die das plastische Verhalten ermöglichen [2].

Für den Nachweis der Langzeitsicherheit eines Endlagers sind Modellansätze und Daten zur Beschreibung der Konvergenzprozesse erforderlich. Diese lassen sich unter Verwendung der Stoffgesetze, der Ergebnisse gebirgsmechanischer Modellrechnungen und der Resultate aus in-situ Experimenten ableiten. Um eine gute Absicherung oder Validierung des Konvergenzansatzes zu erreichen, sind möglichst viele experimentelle Ergebnisse erforderlich, wobei die Ergebnisse von in-situ Untersuchungen, also Messungen direkt im Salzstock, von besonderer Bedeutung sind. Daher wird nachfolgend versucht, die vorliegenden Ergebnisse der Messungen im Forschungsbergwerk Asse im Hinblick auf einen Konvergenzansatz für Langzeitsicherheitsanalysen [3] aufzuarbeiten.

Der Anwendungsbereich der Konvergenzansätze in den Langzeitsicherheitsanalysen geht jedoch weit über den Meßbereich der experimentellen Untersuchungen hinaus. Ursache hierfür sind meßtechnische Schwierigkeiten und insbesondere die langen Zeiträume einer Langzeitsicherheitsanalyse. Daher werden einige neuere theoretische Überlegungen angestellt, um dieser Problematik gerecht zu werden.

Der Bericht gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werden einige Definitionen, die Grundlagen der phänomenologischen Beschreibung der Konvergenz und die zugrundeliegenden mikroskopischen Ursachen kurz erläutert. In Kapitel 3 werden einfache Modelle vorgestellt und einige Anmerkungen zu Laborexperimenten gemacht. Kapitel 4 enthält die Auswertung der Meßergebnis-

se aus dem Forschungsbergwerk Asse, und in Kapitel 5 werden einige neue, theoretische Überlegungen angestellt. In Kapitel 6 wird schließlich der Vergleich von Theorie und Experiment vorgenommen. Kapitel 7 gibt eine Zusammenfassung der Ergebnisse, und im Anhang sind einige Anmerkungen zur Auswertung der Meßdaten und Materialkonstanten zu finden.

2 Definition und physikalische Grundlagen

Die Kenntnis der Physik des Kriechens ermöglicht es, die Größen anzugeben, von denen die Konvergenzrate abhängen sollte. Die makroskopische Beschreibung der Konvergenz sollte die Abhängigkeit von der Zeit, der Geometrie des Hohlraums und den Randbedingungen liefern, die mikroskopische Theorie dagegen die Druck- und Temperaturabhängigkeit und den Einfluß der Zusammensetzung des Salzgesteins.

2.1 Definition und einfache Folgerungen

Ist das von der Zeit t abhängige Hohlraumvolumen durch $V(t)$ gegeben, so definiert man die Volumenkonvergenzrate K durch

$$K = -\frac{\dot{V}}{V}, \quad (1)$$

wobei der Punkt die Ableitung nach der Zeit darstellen soll. Die Volumenkonvergenzrate läßt sich für einfache Geometrien und unter der Voraussetzung, daß die Körper ihre Form beibehalten, auf die zeitliche Änderung ihrer charakteristischen Längen zurückführen. Für die Konvergenzrate eines langen Quaders, einer Kugel und eines langen Zylinders folgt

$$K_Q = -\left(\frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{b}}{b}\right), \quad K_K = -3\frac{\dot{r}}{r} \quad \text{bzw.} \quad K_Z = -2\frac{\dot{r}}{r}. \quad (2)$$

Hierbei ist r der Radius der Kugel oder des Zylinders, a und b sind die Breite und Höhe des Quaders. Die Konvergenz in Längsrichtung des Zylinders und des Quaders kann vernachlässigt werden.

2.2 Elastizitäts- und Plastizitätstheorie

Unter vereinfachenden Annahmen können aus (2) Ausdrücke für die Konvergenzraten im Rahmen der Elastizitäts- und Plastizitätstheorie berechnet werden. Deren Grundannahmen werden im folgenden kurz dargestellt, wobei nur der Fall eines isotropen Körpers ohne äußere Volumenkräfte betrachtet wird. Weiterhin werden keine dynamischen Vorgänge betrachtet und ein einheitliches Material vorausgesetzt.

Das Gleichgewicht eines Körpers wird dann beschrieben durch die Impulsbilanz (siehe z.B. [4])

$$\operatorname{div} \sigma = 0 \quad (3)$$

mit der Randbedingung $\sigma \cdot n|_{\text{Rand}} = P$, wobei σ der Spannungstensor, n der äußere Normalenvektor des Randes und P die auf die Oberfläche des Körpers pro Fläche wirkende Kraft ist. Kennt man noch das Materialgesetz, d.h. den Zusammenhang des Spannungstensors mit der Verschiebung u , so läßt sich u durch Lösen von (3) berechnen. In der klassischen linearen Elastizitätstheorie wird das Hooksche Gesetz $\varepsilon = \varepsilon^e(\sigma)$ mit ¹

$$\varepsilon^e(\sigma) = \frac{1}{E} [(1 + \nu)\sigma - \nu \operatorname{tr}(\sigma) I], \quad (4)$$

dem Youngschen Modul E und der Poissonschen Zahl ν verwendet. Der Dehnungstensor ist durch $\varepsilon = (\nabla^* u + \nabla u) / 2$ gegeben. ∇u ist in kartesischen Koordinaten die Matrix der partiellen Ableitungen des Verschiebungsvektors u und $\nabla^* u$ die entsprechende transponierte Matrix. Damit folgt aus (3) die Grundgleichung der Elastostatik:

$$(1 - 2\nu)\Delta u + \operatorname{grad} \operatorname{div} u = 0. \quad (5)$$

Bei starken Spannungen kann der Körper plastisch verformt werden. Das von Misesche Plastizitätskriterium besagt, daß für $\sigma_0 = K$ mit $\sigma_0^2 = \frac{3}{2} \operatorname{tr}(\hat{\sigma}^2)$ Plastizität eintritt (siehe z.B. [5]). Dabei ist $\hat{\sigma} = \sigma - (1/3) \operatorname{tr}(\sigma) I$ und K eine Funktion der geleisteten plastischen Arbeit.

Bei starken Spannungen kann folglich der Körper plastisch verformt werden.

Im plastisch deformierten Bereich setzt sich die Änderung des Dehnungstensors dann aus einem elastischen und einem plastischen Anteil $\dot{\varepsilon}^e$ und $\dot{\varepsilon}^p$ zusammen: $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}^e + \dot{\varepsilon}^p$, wobei der elastische Anteil durch (4) mit dem Spannungstensor zusammenhängt. Im elastisch deformierten Bereich des Körpers gilt weiterhin das Hooksche Gesetz. Falls der Körper sich derart plastisch deformiert, daß er ein Fließverhalten aufweist, bezeichnet man ihn als viskos-plastisch [6].

Für den viskos-plastischen Anteil $\dot{\varepsilon}^p$ des Verzerrungstensors wird die Gültigkeit des Fließgesetzes

$$\dot{\varepsilon}^p = \frac{3\dot{\varepsilon}_0^p}{2\sigma_0} \hat{\sigma} \quad (6)$$

1. tr steht für die Spur der Matrix, also in kartesischen Koordinaten $\operatorname{tr}(\sigma) = \sum_i \sigma_{ii}$

angenommen. Hierbei ist die effektive Spannung durch $\sigma_0^2 = \frac{3}{2} \text{tr}(\dot{\sigma}^2)$ definiert mit $\dot{\sigma} = \sigma - (1/3) \text{tr}(\sigma) I$ (siehe z.B. [5]). $\dot{\epsilon}_0^P$ ist analog zu σ_0 definiert. Für Steinsalz wird nun häufig das Materialgesetz (auch Norton-Gesetz genannt) nach Odquist [7]

$$\dot{\epsilon}_0^P = A \sigma_0^n, \quad (7)$$

verwendet, wobei A und n Parameter sind und n zwischen 3 und 6 gewählt wird. $\dot{\epsilon}_0^P$ wird auch als Kriechrate bezeichnet. Wird der elastische Anteil von $\dot{\epsilon}$ vernachlässigt, so spricht man von rein viskos-plastischem Verhalten.

Falls die Temperatur ortsabhängig ist, enthält der Verzerrungstensor einen weiteren Anteil. Verhält sich das Material elastisch, so ist der Verzerrungstensor $\epsilon = \epsilon^e + \epsilon^{th}$ mit dem thermischen Anteil $\epsilon^{th} = \alpha(T - T_\infty)$, wobei T_∞ die Temperatur im Unendlichen ist. Befindet man sich im plastisch deformierten Bereich des Materials, so ist $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^e + \dot{\epsilon}^{th} + \dot{\epsilon}^P$ mit

$$\dot{\epsilon}^{th} = \alpha \dot{T}. \quad (8)$$

Für inkompressibles Material ist die im gesamten Körper geltende Kontinuitätsgleichung schließlich durch

$$\text{div } \dot{u} = 0 \quad (9)$$

gegeben.

Die Gleichungen (3) bis (9) beschreiben zusammen mit der Randbedingung vollständig das elasto-plastische Verhalten eines Körpers unter den angegebenen Einschränkungen.

2.3 Mikroskopische Ursachen der Plastizität

Neben der Kenntnis des makroskopischen Fließverhaltens des Salzgesteins ist die Kenntnis des Materialgesetzes (7) zur Bestimmung der Konvergenzrate notwendig.

In sogenannten Deformations-Mechanismen-Karten können - in Abhängigkeit von der Spannung und der Temperatur - Bereiche unterschieden werden, in denen die Plastizität durch verschiedene Mechanismen möglich wird [2]. So kann, bei Spannungen in der Größenordnung der atomaren Bindungskräfte, sich sogar ein idealer Kristall bleibend verformen, und bei hohen Temperaturen und relativ niedrigen Drücken herrscht sogenanntes Diffusionskriechen vor. In Salzstöcken sollten allerdings nur drei Kriechmechanismen vorkommen: das Versetzungs-Gleiten, das Ver-

setzungs-Klettern¹ und, bei niedrigen Temperaturen und niedrigen Drücken, ein Kriechen, das durch einen nicht bekannten Mechanismus ermöglicht wird.

Das Versetzungs-Klettern tritt nach [2] für Spannungen im Bereich von 0,5 MPa bis 10 MPa auf und wird für Salz durch das Materialgesetz

$$\dot{\epsilon}_0^p = A_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \sigma_0^n \quad (10)$$

beschrieben [8], beinhaltet also die gleiche Spannungsabhängigkeit wie Gleichung (7). Für das Versetzungs-Gleiten, das im Bereich von 10 MPa bis 30 MPa dominiert, wird häufig das Materialgesetz

$$\dot{\epsilon}_0^p = A_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \sinh B \sigma_0 \quad (11)$$

verwendet. Die Materialkonstanten A_0 und Q sind in den beiden Gleichungen im allgemeinen verschieden.

Versetzungen können sich vervielfachen, sie können sich vernetzen oder sie können mit anderen Gitterstörungen wechselwirken. Durch diese Mechanismen kann sich das Material verfestigen. Andererseits können sich Versetzungen auch gegenseitig auslöschen, festgehaltene Versetzungen können aktiviert werden oder sie können rekristallisieren. Alle zuletzt genannten Mechanismen führen zu einer Erholung des Materials. Sind die Erholungsmechanismen mit den Verfestigungsmechanismen im Gleichgewicht, so ergibt sich ein stationäres Kriechen, im anderen Fall wird das Kriechverhalten zeitabhängig.

1. Zur Beschreibung von Versetzungen im Rahmen der makroskopischen Elastizitätstheorie siehe z.B. [4].

3 Modelle und Materialgesetze

3.1 Einfache Modelle

Betrachtet man die Kammern und Strecken in einem Salzbergwerk als zylinder- oder kugelförmige Hohlräume mit einem Innendruck p in einem unendlichen Medium ohne Fließgrenze, so lassen sich die im letzten Kapitel angegebenen Gleichungen teilweise lösen. Für rein viskos-plastisches, inkompressibles Salzgestein folgt eine stationäre Verschiebungsgeschwindigkeit und damit aus (2) die stationäre Volumenkonvergenzrate [7]:

$$K = \gamma^{n+1} A \left(\frac{p}{n} \right)^n, \quad (12)$$

wobei der Geometriefaktor γ für die Kugel gleich $3/2$ und für den Zylinder gleich $\sqrt{3}$ ist. Damit konvergiert ein Zylinder um den Faktor $(2/\sqrt{3})^{n+1}$ schneller als eine Kugel.

Berücksichtigt man auch den elastischen Anteil für $\dot{\epsilon}$, so ergibt sich, falls der Exponent n größer als 1 ist, eine zeitabhängige Konvergenzrate [9], die zu Beginn der Konvergenz um den Faktor n^{n-1} größer als die stationäre Konvergenzrate ist und auf der Zeitskala $t_0 = 1/(EA\gamma^{n-1}p^{n-1})$ gegen die stationäre Lösung konvergiert.

Ist der Hohlraum nicht vollständig abgeschlossen und Lauge eingetreten, so kann der Einfluß der Lauge in einem um den Laugendruck reduzierten Gebirgsdruck berücksichtigt werden.

Ist weiterhin der Hohlraum mit Salzgrus gefüllt, so ist kein auf den Gleichungen des letzten Kapitels beruhendes Modell bekannt. Es wird aber angenommen, daß neben der plastischen Verformung der Salzkörner zusätzlich Gleiten entlang der Korngrenzen auftritt [9]. In [10] wurde ein Modell entwickelt, das den Versatz in Form einer Stützwirkung unterhalb einer Referenzporosität berücksichtigt. Die so ermittelte Konvergenzrate zeigt eine gute Übereinstimmung mit numerischen Rechnungen und liefert für kleine Porositäten ϕ das asymptotisch richtige Verhalten $K \sim \phi$. Diese Proportionalität beschreibt die unabhängige Konvergenz der einzelnen Poren Hohlräume, die im Fall sehr kleiner Porosität, also kleiner und hinreichend weit voneinander entfernter Hohlräume, gerade vorliegen sollte (siehe auch Kapitel 5.2). In [11] wird dagegen eine Kompaktionsrate mit der Konvergenzrate verglichen und hieraus die Stützwirkung des Salzgruses ermittelt. Um den so erhaltenen Gegendruck wird dann der Gebirgsdruck reduziert.

3.2 Laborexperimente zu Kriechraten

In einer Vielzahl von Laborexperimenten an Salzproben wurden Kriechraten ermittelt und ihre Abhängigkeit von der Spannung und der Temperatur angegeben. Einen Überblick findet man in [1] und [12].

Grundsätzlich wird zu Beginn des Experiments eine transiente, d.h. mit der Zeit abnehmende Kriechrate beobachtet. Die Zeitabhängigkeit wird, je nach Experiment, über einen Zeitraum von einigen Wochen bis zu einigen Jahren beobachtet und mit einem zeitabhängigen Materialgesetz erklärt. Dieses Kriechen wird auch als primäres Kriechen bezeichnet.

Die Mehrzahl der Experimente beschäftigt sich mit dem sekundären oder stationären Kriechen. Hier ergeben sich Unterschiede zwischen den einzelnen Kriechraten von bis zu zwei Größenordnungen, selbst wenn die Salzprobe aus dem gleichen Salzstock stammt. Sogar nur wenige Meter voneinander entfernt genommene Salzproben zeigen teilweise um einen Faktor 100 verschiedene Kriechraten [1]. Eine Erklärung hierfür könnte die unterschiedliche Verunreinigung der Salzproben liefern.

Neben der Abhängigkeit von Zeit, Spannung und Temperatur wurde auch die Abhängigkeit von der Feuchtigkeit der die Probe umgebenden Luft untersucht [13]. Bei Drücken in der Probe unterhalb etwa 3 MPa erhöhte sich die Kriechrate um bis zu einen Faktor 15, oberhalb von 3 MPa Manteldruck trat keine Erhöhung der Kriechrate ein.

4 In-situ-Experimente

In-situ ausgeführte Experimente liefern einerseits direkter verwertbare Ergebnisse, sind aber andererseits auch durch weniger gut kontrollierbare Versuchsbedingungen gekennzeichnet. Eine Vielzahl von Experimenten findet man z.B. in [14] beschrieben.

Um einen besseren Vergleich der Konvergenzraten zu ermöglichen, werden im folgenden nur Daten aus den im Forschungsbergwerk Asse durchgeführten Experimenten ausgewertet. Dabei handelt es sich um folgende Versuchsfelder: das Brine Migration Testfeld (BMT), die Kaverne, das High Active Waste (HAW)-Testfeld, das Medium Active Waste (MAW)-Testfeld, das Versuchsfeld vom Energieonderzoek Centrum Nederland (ECN) und das Versuchsfeld zur Thermischen Simulation der Streckenlagerung (TSS). Seit 1995 werden diese Messungen im TSS-Nachfolgevorhaben "Experimentelle Untersuchungen des Verhaltens von Versatz in Strecken" (VVS) weitergeführt. Es wurde teilweise die Streckenkonvergenz, teilweise aber auch die Konvergenz der in den Strecken erstellten Bohrlöcher gemessen.

Die Streckenkonvergenz wurde im BMT-, HAW-, MAW und ehemaligen TSS-Versuchsfeld gemessen. Die Konvergenz von Bohrlöchern wurde im ECN- und teilweise im MAW-Versuch ermittelt, in der Kaverne wurde die Konvergenz dieses im wesentlichen ellipsoiden Hohlraums gemessen. In allen Versuchen bis auf den Kavernenversuch wurden die Bohrlöcher teilweise beheizt, im ehemaligen TSS-Versuch wurde die gesamte Strecke beheizt. Die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Konvergenzrate wurde nur im ECN-Versuch untersucht. Ein verfüllter Hohlraum wurde im ehemaligen TSS-Versuch betrachtet, der Einfluß der Feuchte wurde ansatzweise im MAW-Versuch untersucht.

Die Verschiebungen des Salzes wurden entweder durch Messung der relativen Verschiebung von im Salz in unterschiedlicher Entfernung zum Hohlraum verankerten Punkten, also mittels Extensometer, oder durch direkte Ausmessung der Hohlräume erhalten. Aus diesen Verschiebungen des Salzes läßt sich nach Gleichung (2) die Volumenkonvergenzrate ermitteln, deren zeitliche Entwicklung schließlich für die verschiedenen Testfelder dargestellt ist. Für die Strecken wurde die Volumenkonvergenzrate i.a. nur dann dargestellt, wenn sowohl eine horizontale als auch eine vertikale Konvergenzrate gemessen wurden.

4.1 Das BMT-Feld

Das Brine-Migration Testfeld (BMT-Feld) stellt einen etwa quaderförmigen Hohlraum mit 4 Bohrlöchern in 800m Tiefe dar. An den Positionen der 4 Bohrlöcher TS1 bis TS4 wurde die Konvergenz der Strecke in vertikaler und horizontaler Richtung mittels Stahlbändern gemessen [15]. Die Abmessungen der Strecke betragen 60 m x 10 m x 7,5 m (Länge x Breite x Höhe). Die Bohrlöcher haben einen Durchmesser von 0,4 m bis 1 m, sind 5 m tief und wurden so beheizt, daß die maximale Salztemperatur am Bohrloch 210° C betrug und an der Bohrlochwand ein Temperaturgradient von 3 K/cm vorhanden war. Die Bohrlöcher TS1 und TS2 wurden von Beginn an, die Bohrlöcher TS3 und TS4 nach etwa einem halben Jahr beheizt. Nach etwa 2 Jahren wurde die Heizung abgeschaltet. Die Umgebungstemperatur des Salzes betrug 33° C. Die Volumen-

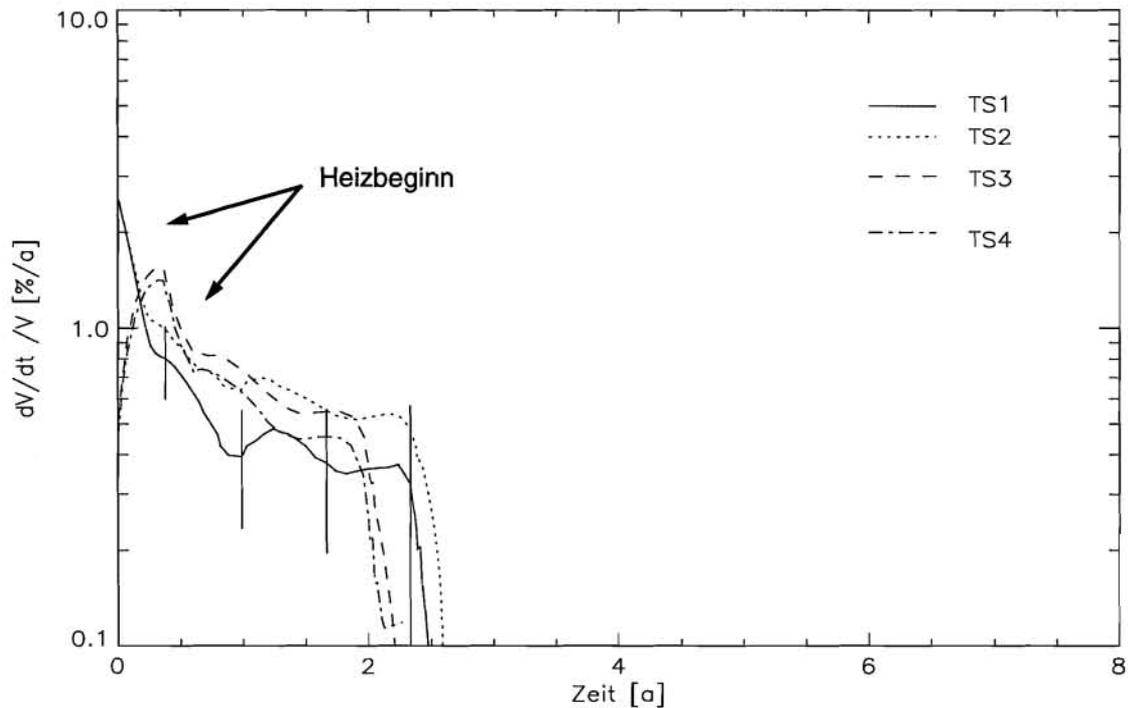


Abbildung 1: Volumenkonvergenzrate der Strecke im BMT-Feld bei den Bohrlöchern TS1 bis TS4.

konvergenzraten der Strecke in Höhe der 4 Bohrlöcher TS1 bis TS4 sind in Abbildung 1 dargestellt. Für die Volumenkonvergenzrate am Bohrloch TS1 wurden die Standardabweichungen eingetragen (zur Berechnung der Ableitung und der Standardabweichung sind im Anhang 8.1 Anmerkungen zu finden).

Deutlich ist in allen vier Kurven die höhere Konvergenzrate während des Heizvorganges zu erkennen. Innerhalb eines Zeitraumes von einem Jahr fällt die Konvergenzrate dann in etwa wieder auf ihren Wert vor der Heizung ab. Eine stationäre Konvergenzrate ist aufgrund der Effekte durch die Heizung nur schwer zu erkennen, könnte aber ab einem Jahr vor Abschalten der Heizung vorliegen. In diesem Zeitraum liegt die Konvergenzrate an den beiden inneren Meßpunkten oberhalb der Konvergenz an den äußeren Meßpunkten. Die stationäre Konvergenzrate liegt zwischen $0,3\%/a$ und $0,6\%/a$. Die maximale Konvergenzrate tritt während der Heizung auf und beträgt etwa $3\%/a$. Die Fehler liegen im Bereich von $0,2\%/a$.

4.2 Die Kaverne

Die Kaverne stellt einen Hohlraum in etwa 980 m Tiefe dar. Ihre Geometrie und Abmessungen sind der Abbildung 2 zu entnehmen. Die Verschiebung des Salzes wurde mittels mehrerer Extensometer über einen Zeitraum von etwa 15 Jahren gemessen [16]. Während des ersten Jahres nach Errichtung der Kaverne (1977) wurde zudem die Kaverne direkt ausgemessen [17]. Zur Ermittlung der Konvergenzrate wurden für den Zeitraum 1982-1989 die Daten von drei 40 m

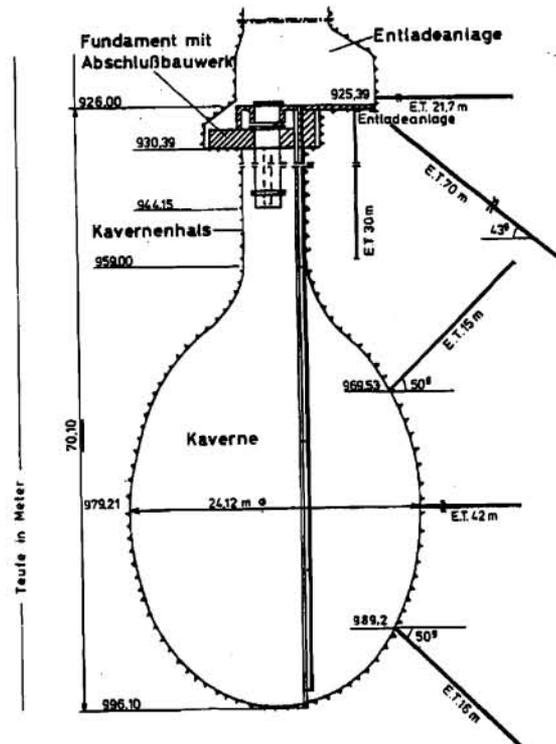


Abbildung 2: Die Kaverne mit den durch E.T. gekennzeichneten Extensometern (entnommen aus [16]).

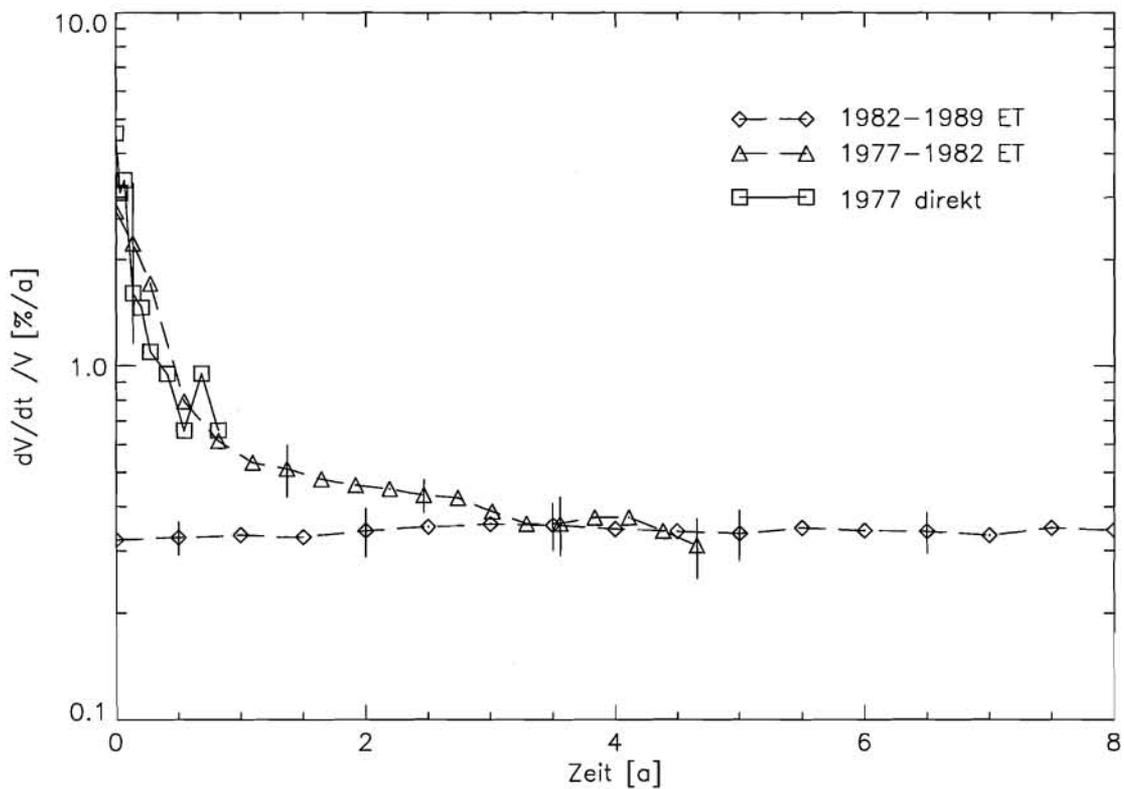


Abbildung 3: Die Volumenkonvergenzrate der Kaverne. Die Jahreszahlen in der Legende geben den Meßzeitraum an, ET steht für eine Messung mit Extensometer und "direkt" für eine direkte Ausmessung des Hohlraumes.

langen, in horizontaler Richtung und 980 m Tiefe angeordneten Extensometern verwendet und die Kaverne als Kugel mit einem Radius von 15 m aufgefaßt. Für den Zeitraum von 1977 bis 1982 lagen nur die Daten eines der drei Extensometer vor. In Abbildung 3 ist für das erste Jahr nach Errichtung der Kaverne zusätzlich zu den Extensometer-Daten die direkt ausgemessene Konvergenzrate eingetragen. Für die Meßwerte der Extensometermessungen wurde angenommen, daß die relative Verschiebung der innersten und äußersten Verankerung des Extensometers die absolute Verschiebung eines Punktes auf der Oberfläche der Kaverne darstellt (siehe hierzu Anhang 8.1).

Man erkennt eine im ersten Jahr stark abfallende Konvergenzrate, deren maximaler Wert bei 4%/a liegt. Die aus den direkten Längenmessungen und den Extensometermessungen ermittelten Konvergenzraten stimmen gut überein. Nach etwa 4 Jahren liegt stationäre Konvergenz vor. Die stationäre Konvergenzrate liegt bei 0,35%/a mit einem Fehler von 0,05%/a.

4.3 Das HAW-Feld

Das HAW-Feld besteht aus zwei in etwa quaderförmigen Hohlräumen (Strecken) mit jeweils 4 Bohrlöchern in 800 m Tiefe in der Asse [18]. Die Maße der Strecken sind jeweils 68 m x 10,5 m x 8 m. Die Bohrlöcher besitzen einen maximalen Radius von etwa 0,7 m, eine Tiefe von 15 m und sind jeweils 15 m voneinander entfernt angeordnet. Es wurde die vertikale und horizontale Konvergenz der Strecken an den Orten der 8 Bohrlöcher A1 bis A4 und B1 bis B4 gemessen.

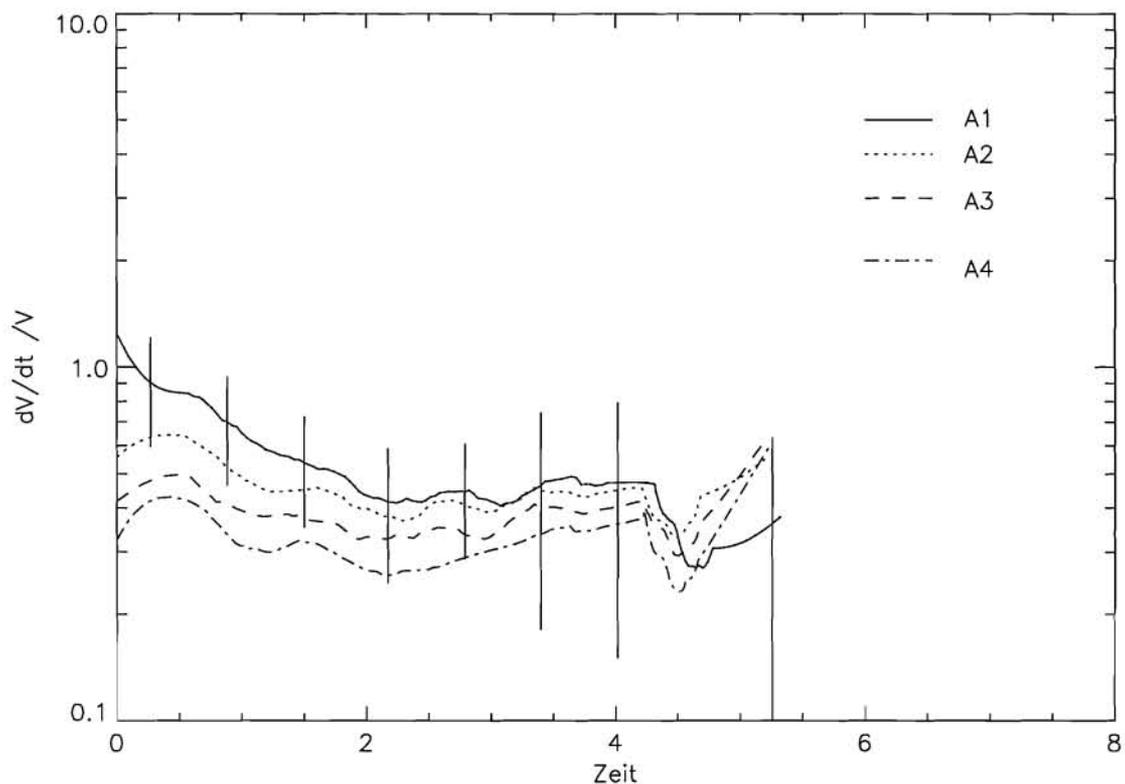


Abbildung 4: Konvergenzraten der Strecke im HAW-Feld bei den Bohrlöchern A1-A4.

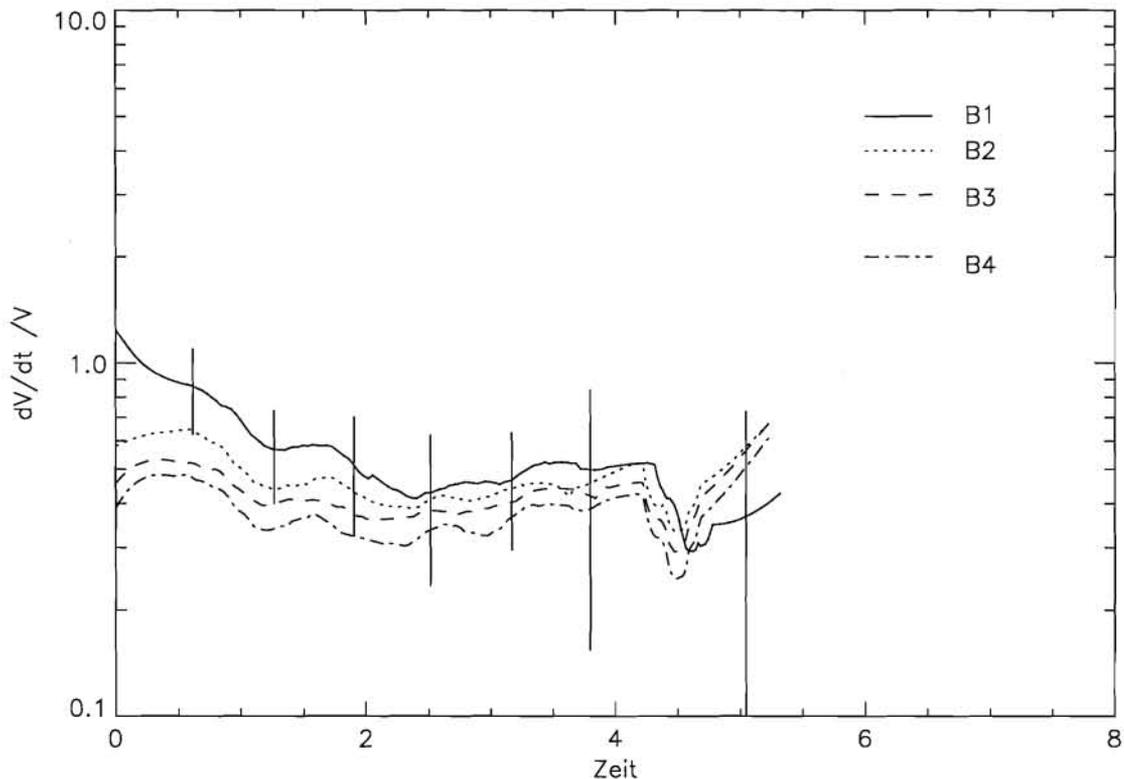


Abbildung 5: Konvergenzraten der Strecke im HAW-Feld bei den Bohrlöchern B1-B4

Die Bohrlöcher A1 und B1 waren so beheizt, daß eine maximale Salzttemperatur von 200° C erreicht wurde. Die Umgebungstemperatur des Salzes betrug 33° C.

Die Konvergenzraten sind in den Abbildungen 4 und 5 dargestellt. Die Konvergenzraten sind um so größer, je näher die Meßpunkte an den beheizten Bohrlöchern A1 und B1 liegen, wobei allerdings die Unterschiede bei Berücksichtigung der Fehler von bis zu 0,4%/a nicht signifikant sind. An allen Meßpunkten steigt die Konvergenzrate während der Heizung an, am deutlichsten zu erkennen bei den beheizten Bohrlöchern A1 und B1. Nach einem Jahr sind die Konvergenzraten konstant und liegen im Bereich von 0,3% bis 0,6% pro Jahr. Die maximale Konvergenzrate liegt bei 1%/a. Nach Abschalten der Heizung bei $t = 4,5$ a fallen die Konvergenzraten ab, um aber innerhalb eines Jahres wieder ihren Wert vor Abschalten der Heizung zu erreichen.

4.4 Das MAW-Feld

Die MAW-Versuchsstrecke ist ein etwa quaderförmiger Hohlraum mit 5 Bohrlöchern EV1 bis EV5 in 800 m Tiefe in der Asse [19]. Die Strecke hat die Abmessungen 80 m x 8 m x 7 m. Die Bohrlöcher sind 10 m lang, haben einen Durchmesser von 1m und sind 10 m voneinander entfernt. Die Bohrlöcher EV1 und EV5 sind auf den unteren 3 m so beheizt, daß die maximale Salzttemperatur 50° C beträgt. Die Konvergenz der Strecke wurde in horizontaler und vertikaler Richtung an den Positionen der 4 Bohrlöcher gemessen. Weiterhin wurde in den Bohrlöchern EV1 und EV5

die Konvergenz der Bohrlöcher gemessen. Die Konvergenz der Strecke ist in Abbildung 6 dargestellt.

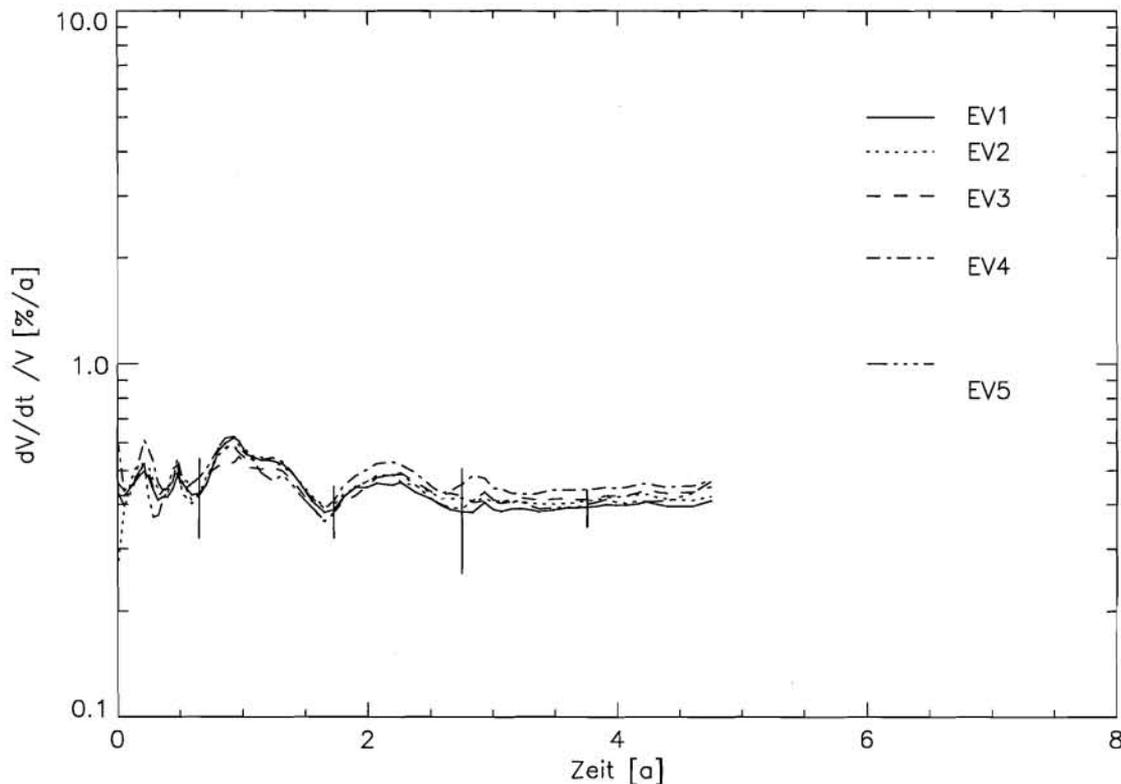


Abbildung 6: Konvergenzraten der Strecke im MAW-Feld an den Positionen der 5 Bohrlöcher.

Deutlich ist zu Beginn der Heizung zum Zeitpunkt $t = 1$ a und $t = 2$ a ein Anstieg der Konvergenzrate zu erkennen. Nach etwa einem halben Jahr hat die Konvergenzrate wieder ihren ursprünglichen Wert erreicht. Zum Zeitpunkt des Heizbeginns sind die bei den Bohrlöchern EV1 und EV5 gemessenen Konvergenzraten etwas größer als die übrigen Konvergenzraten, während des stationären Verhaltens sind sie allerdings eher kleiner als die Konvergenzraten bei EV2, EV3 und EV4. Bei Berücksichtigung der Fehler läßt sich diese Aussage jedoch kaum aufrechterhalten. Nach 3 Jahren verändern sich die Konvergenzraten im Rahmen der Fehler nicht mehr und liegen bei 0,35 bis 0,45 %/a. Die maximale Konvergenzrate liegt bei 0,6 %/a, die Fehler in der Größenordnung von 0,1 %/a.

Für die stationäre Bohrlochkonvergenz ergab sich in 6 m Tiefe für das Bohrloch EV1 0,6 % pro Jahr und für das Bohrloch EV5 0,8 % pro Jahr. In 3 m Tiefe ergab sich im Bohrloch EV5 eine Konvergenzrate von 0,4 % pro Jahr. Im Bohrloch EV5 gab es, im Gegensatz zum trockenen Bohrloch EV1, tropflaugenführende Sulfatlagen.

4.5 Der ECN-Versuch

Im ECN-Versuch wurden in einer Teufe von 750 m zwei Bohrlöcher erstellt und in verschiedenen Tiefen der Bohrlöcher Konvergenzmessungen ausgeführt [20,21,22]. Im ersten Bohrloch mit einem Durchmesser von ca. 0,3 m und einer Tiefe von 290 m wurden in 20 m Abstand Meßinstrumente eingebracht. Im zweiten Bohrloch, Durchmesser ca. 0,6 m, Tiefe 300 m, wurden die Konvergenzen in einer Tiefe von 100 m, 200 m und 300 m unter dem Bohrlochmund registriert [20]. Eine umfangreiche Auswertung ist in [22] angegeben, so daß hier auf eine Auswertung verzichtet werden kann. Es wurde die folgende Druck und Temperaturabhängigkeit gefunden:

$$K \sim p^{5,5} \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right), \quad (13)$$

mit $Q = 68,6 \text{ kJ/mol}$. In [12] wurde zusätzlich, entsprechend der in Kapitel 3.1 angegebenen Weise, die Zeitabhängigkeit modelliert.

4.6 Der TSS-Versuch

Im TSS-Versuch wurden die Konvergenzraten von zwei benachbarten Strecken mit den Abmessungen $70 \text{ m} \times 4,5 \text{ m} \times 3,5 \text{ m}$ in 800 m Tiefe gemessen [23,24]. In den Strecken wurden jeweils drei mit $6,4 \text{ kW}$ Leistung beheizte Zylinder eingelagert, die POLLUX-Behälter simulieren sollen. Die Zylinder sind jeweils $5,5 \text{ m}$ lang und haben einen Durchmesser von $1,5 \text{ m}$. Die Lage der Strecken und Zylinder und weitere Abmessungen sind Abbildung 7 zu entnehmen. Dort sind

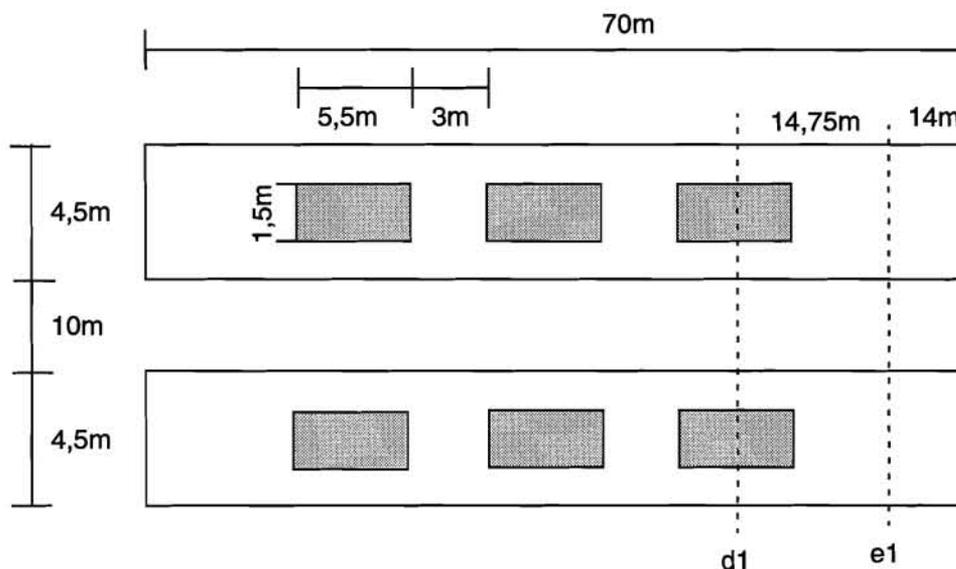


Abbildung 7: Die TSS-Meßstrecke von oben betrachtet. Die Meßebenen sind mit $d1$ und $e1$ bezeichnet und die schraffierten Rechtecke stellen die beheizten Zylinder dar.

auch die beiden für die Auswertung ausgewählten Meßebenen eingetragen. Nach Einbringung der Zylinder wurden die Strecken mit Salzgrus verfüllt. Die Konvergenz wurde durch Ausmessung der Strecken in horizontaler und vertikaler Richtung ermittelt. Weiterhin sind die Temperaturen an verschiedenen Orten und der Versatzdruck des Salzgruses in Abhängigkeit von der Zeit angegeben. Unter Versatzdruck soll im folgenden der Druck verstanden werden, der an dem Übergang von Versatz zum Steinsalz herrscht. Die Versuchsdauer betrug bisher etwa 5 Jahre. Die Umgebungstemperatur beträgt 36° C, die Maximaltemperatur nahe den Behältern etwa 200° C. Die Strecken wurden etwa drei Monate vor Beginn der ersten Messungen fertiggestellt. Innerhalb des ersten Jahres im Meßzeitraum wurden nur wenige Messungen von Hand vorgenommen. Anschließend erfolgten die Messungen automatisch mittels stationärer Konvergenzmeßeinrichtungen.

Vor Beginn der Heizung erkennt man an allen Meßpunkten eine Volumenkonvergenzrate im Bereich zwischen 0,5%/a und 1%/a. Nach Beginn der Heizung, etwa zum Zeitpunkt $t = 1$ a, steigt die Volumenkonvergenzrate in der Meßebene d1 innerhalb weniger Wochen um einen Faktor 5 bis 8. In der weiter von den Heizelementen entfernten Meßebene e1 steigt die Volumenkonvergenzrate innerhalb eines Zeitraumes von etwa einem Jahr um das Doppelte auf ungefähr 1%/a und bleibt dann innerhalb des Meßzeitraums konstant. In der Meßebene d1 fällt die Konvergenzrate dagegen von ihrem Maximalwert von etwa 4% auf 2% nach 4 Jahren ab. Leider fielen die Geber für die Messung der Vertikalkonvergenz in der Meßebene d1 etwa zum Zeitpunkt $t = 4,5$ a aus. Trotzdem wurde diese Meßebene des TSS-Feldes für die Auswertung ausgewählt, da nur diese repräsentativ für die Ermittlung der Volumenkonvergenzrate bei Betrachtung eines einzelnen Behälters ist.

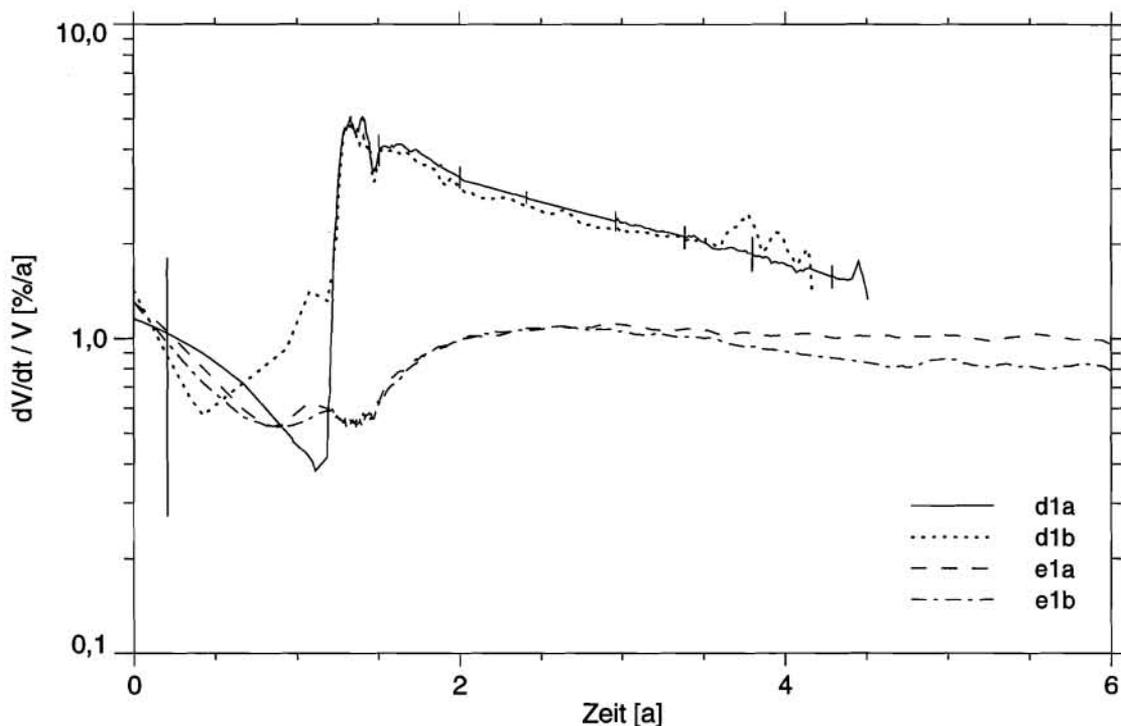


Abbildung 8: Die Volumenkonvergenzrate im TSS-Versuch im relativ heißen Bereich d1 und im relativ kalten Bereich e1 in den Strecken a und b.

5 Einige Überlegungen zu offenen Fragen

In diesem Kapitel sollen einige weitergehende Überlegungen durchgeführt werden, um Aussagen über die Abhängigkeit der Konvergenzrate von Parametern wie Temperatur oder Versatzporosität treffen zu können. Diese Parameter gehen in die bisherigen Modelle nur sehr grob ein, haben aber einen erheblichen Einfluß auf die Konvergenzrate.

5.1 Einfluß der Temperatur auf die Konvergenz

Die Konvergenzrate hängt über den Arrhenius-Faktor stark von der Temperatur ab. Diese Tatsache stellt solange kein Problem dar, wie eine konstante Temperatur im Einflußbereich des Konvergenzprozesses vorliegt. Dies ist jedoch bei der Einlagerung von hochradioaktiven Abfällen üblicherweise nicht der Fall, es treten Temperaturunterschiede von bis zu 200 K auf. In dem bisher verwendeten Konvergenzmodell wird in dem Arrhenius-Term eine repräsentative, räumlich konstante Temperatur eingesetzt. Je nach Wahl dieser repräsentativen Temperatur kann sich die Konvergenzrate um mehrere Größenordnungen unterscheiden.

Eine einfache Modellierung des Einflusses des inhomogenen Temperaturfeldes soll im folgenden vorgenommen werden. Es wird ein rein viskos-plastisches Material angenommen, also der elastische Anteil in den Grundgleichungen (3) bis (9) vernachlässigt. Die Temperatur wird als zeitlich konstant angenommen und es soll nur eine Abhängigkeit der Größen in radialer Richtung vorhanden sein. Damit wirkt sich die Inhomogenität des Temperaturfeldes nur in dem Arrhenius-Faktor aus, der thermische Anteil des Verzerrungstensors verschwindet nach (8).

Unter den oben angegebenen Annahmen soll die Konvergenzrate für eine Kugel und einen Zylinder berechnet werden. Das Vorgehen ist im wesentlichen analog zur Berechnung der Konvergenzrate mit konstanter Temperatur (siehe [7]) und wird hier daher nur grob skizziert.

Die Temperatur folgt aus der stationären Wärmeleitungsgleichung $\Delta T = 0$ und ergibt sich für die Umgebung einer Hohlkugel bei Vorgabe der Temperatur am Rand zu

$$T_K(r) = T_\infty + (T_0 - T_\infty) \frac{r_0}{r}, \quad (14)$$

wobei T_∞ die Temperatur weit entfernt von der Heizquelle ist, T_0 die Temperatur an der Hohlraumwand, r_0 der Radius der Kugel und $r \geq r_0$ der Abstand vom Zentrum der Kugel sind. Für die Umgebung eines Hohlzylinders mit Radius r_0 und Länge L folgt für die Temperatur [25]

$$T_Z(r, z) = T_\infty + q_0 \frac{2L}{\kappa\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{K_0\left(m\pi\frac{r}{L}\right)}{K_1\left(m\pi\frac{r_0}{L}\right)} \sin\frac{m\pi z}{L} \left(\cos\frac{\pi mL_0}{L} - \cos\frac{\pi mL_1}{L} \right) \quad (15)$$

für $r \geq r_0$, wobei K_0 und K_1 die modifizierten Besselfunktionen darstellen und $0 \leq z \leq L$ ist. κ ist die Temperaturleitfähigkeit. Auf dem Zylindermantel wurde der Wärmestrom als q_0 für $L_0 \leq z \leq L_1$ und null sonst vorgegeben, auf dem übrigen Rand wurde die Temperatur gleich der Umgebungstemperatur gesetzt. L_0 und L_1 sind also größer als null und kleiner als L . Für einen unendlich langen Zylinder existiert keine sinnvolle stationäre Lösung. Damit könnte alternativ zu der hier benutzten stationären Lösung für einen endlichen Zylinder nur die zeitabhängige Lösung für einen unendlich langen Zylinder oder eine Linienquelle verwendet werden. In den plastischen Gleichungen soll jedoch wieder von einem unendlich langen Zylinder ausgegangen werden, womit man sich auf den homogenen Bereich des Temperaturfeldes, also den mittleren Teil des Zylinders, beschränken muß.

Die Lösung der plastischen Gleichung folgt nun analog zu den Rechnungen in [7], siehe auch [26]. In [27] sind die in Zylinder- oder Kugelkoordinaten aufgeschriebenen Gleichungen zu finden. Durch die quasieindimensionale Behandlung des Problems reduzieren sich die Rechnungen auf einfache Integrationen, die allerdings teilweise nicht mehr elementar ausgeführt werden können. Es ergibt sich für die Konvergenzrate der Ausdruck:

$$K_T = \gamma^{n+1} A_0 \left(\frac{\rho}{n} \right)^n I^{-n}, \quad (16)$$

mit der bereits in Kapitel 2 und 3.1 angegebenen Bedeutung der Symbole und

$$I = \frac{\delta}{n} \int_1^\infty x^{-1-\delta/n} \exp\left(\frac{Q}{nRT(xr_0)}\right) dx, \quad (17)$$

wobei $\delta = 2$ für den Zylinder und $\delta = 3$ für die Kugel ist. Für die Temperatur T ist die jeweilige Temperaturverteilung einzusetzen. Das Integral ist elementar nicht auszurechnen. Es kann aber angegeben werden, von welchen Parametern die Integrale jeweils abhängen: Im Fall der Kugel

$$\text{ist } I = I\left(\frac{Q}{nRT_\infty}, \frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty}\right), \text{ und im Fall des Zylinders ist } I = I\left(\frac{Lq_0}{\kappa T_\infty}, \frac{Q}{nRT_\infty}, \frac{r_0}{L}, \frac{z}{L}, \frac{L_0}{L}, \frac{L_1}{L}\right).$$

Bei einem kugelförmigen Hohlraum ist die Konvergenzrate somit unabhängig von der Größe des Hohlraums, wohingegen bei einem zylinderförmigen Hohlraum das Verhältnis von Radius zu Länge eine Rolle spielt.

Im folgenden wird ein Vergleich mit dem bisherigen Konvergenzansatz durchgeführt. Als repräsentative Temperatur im bisherigen Ansatz kann ein Wert in einem bestimmten Abstand von der Wärmequelle genommen werden. Hierdurch wird der repräsentativen Temperatur ein repräsentativer Temperaturort zugeordnet. In den bisherigen Sicherheitsanalysen wurde meistens die Oberfläche des Hohlraums als repräsentativer Ort verwendet. Durch Vergleich der Konvergenz-

rate nach dem bisherigen Ansatz und der nach (16) berechneten läßt sich jedoch der repräsentative Ort als Abstand von der Wärmequelle ermitteln.

Der Temperaturort r_k ergibt sich also aus der Forderung, daß $K_T = K(T(r_k))$ ist. Wie zu erwarten, liegt der so berechnete Temperaturort immer außerhalb des Hohlraums, d.h. es gilt $r_0 \leq r_k \leq \infty$. Während das Verhältnis der Konvergenzraten für kleine Temperaturdifferenzen zwischen Hohlraumrand und Gebirgstemperatur gegen 1 geht, gilt für den Temperaturort der Kugel

$$\lim_{T_0 \rightarrow T_\infty} r_k = \frac{n+3}{3} r_0, \quad (18)$$

für den des Zylinders ergibt sich ein komplizierterer Ausdruck. Für beide Geometrien wächst r_k monoton mit steigender Temperatur T_0 .

Die repräsentativen Temperaturorte und das Verhältnis der Konvergenzraten K/K_T sind in den Abbildungen 9 bis 11 für verschiedene Geometrien über der Temperatur T_0 am Rand des Hohlraumes dargestellt. Für die nach dem bisherigen Ansatz berechneten Konvergenzraten K sind dabei in Abbildung 10 die repräsentativen Temperaturen einmal am Hohlraumrand T_0 und zum anderen in Abbildung 11 die Temperaturen weit entfernt von dem Hohlraum und die Temperatur bei $r_k(T_0 \rightarrow T_\infty)$ benutzt worden. Es wurden zwei verschiedene Aktivierungsenergien Q verwendet. Die Temperatur im Unendlichen wurde zu $T_\infty = 34^\circ \text{C}$ gesetzt. Für den Exponenten n wurde der Wert 5,5 benutzt. Ferner wurde angenommen, daß die Zylinder auf der gesamten Länge beheizt sind. Die Temperaturorte und Konvergenzraten des zylinderförmigen Hohlraumes wurden für $L/r_0 = 20$ und $L/r_0 = 200$ berechnet.

Es zeigen sich erhebliche Unterschiede in den Konvergenzraten, je nachdem, ob sie unter Berücksichtigung des Temperaturfeldes nach (16) berechnet oder für den repräsentative Temperaturort z. B. die Hohlraumwand gewählt wurde. Die beiden so berechneten Konvergenzraten unterscheiden sich bei einem kugelförmigen Hohlraum mit einer Wandtemperatur von nur 100°C um ein bis zwei Größenordnungen. In dem stärker inhomogenen Temperaturfeld für den Zylinder 1 ($L/r_0 = 20$) unterscheiden sich die Konvergenzraten, wie zu erwarten, stärker als in dem homogenen Feld des Zylinders 2 ($L/r_0 = 200$).

Die Orte der repräsentativen Temperatur, die durch Vergleich der Konvergenzraten ermittelt wurden, sind in Abbildung 9 dargestellt. Sie liegen um so näher am Hohlraumrand, je schneller die Temperatur abfällt. Bei dem relativ langsamen Temperaturabfall eines langen und dünnen zylinderförmigen Hohlraums mit $L/r_0 = 200$ liegt der Temperaturort etwa 10 Radien von der Hohlraumwand entfernt. Bei dem kürzeren, dickeren Zylinder liegt der Temperaturort dagegen etwa 5 Radien von der Hohlraumwand entfernt.

Die Berechnung der Konvergenzrate unter Berücksichtigung des elastischen Verhaltens des Salzes und dessen thermischer Dehnung wurde in [28] behandelt. Dort wurde auch gezeigt, daß das oben angegebene Modell für den hier betrachteten Fall eine gute Näherung für die Berücksichtigung eines inhomogenen Temperaturfeldes darstellt.

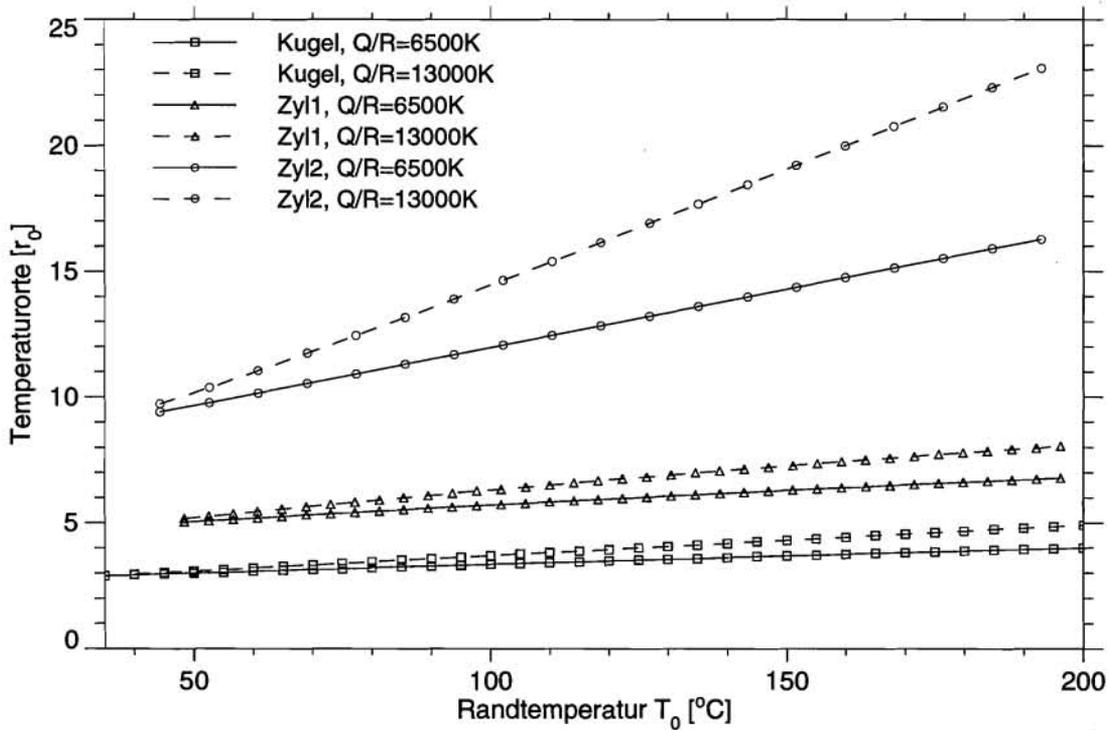


Abbildung 9: Die Temperaturorte r_k für eine beliebige Kugel, einen Zylinder mit $L/r_0 = 200$ (Zyl2) und einen Zylinder mit $L/r_0 = 20$ (Zyl1) für verschiedene Aktivierungsenergien Q . R ist die Gaskonstante.

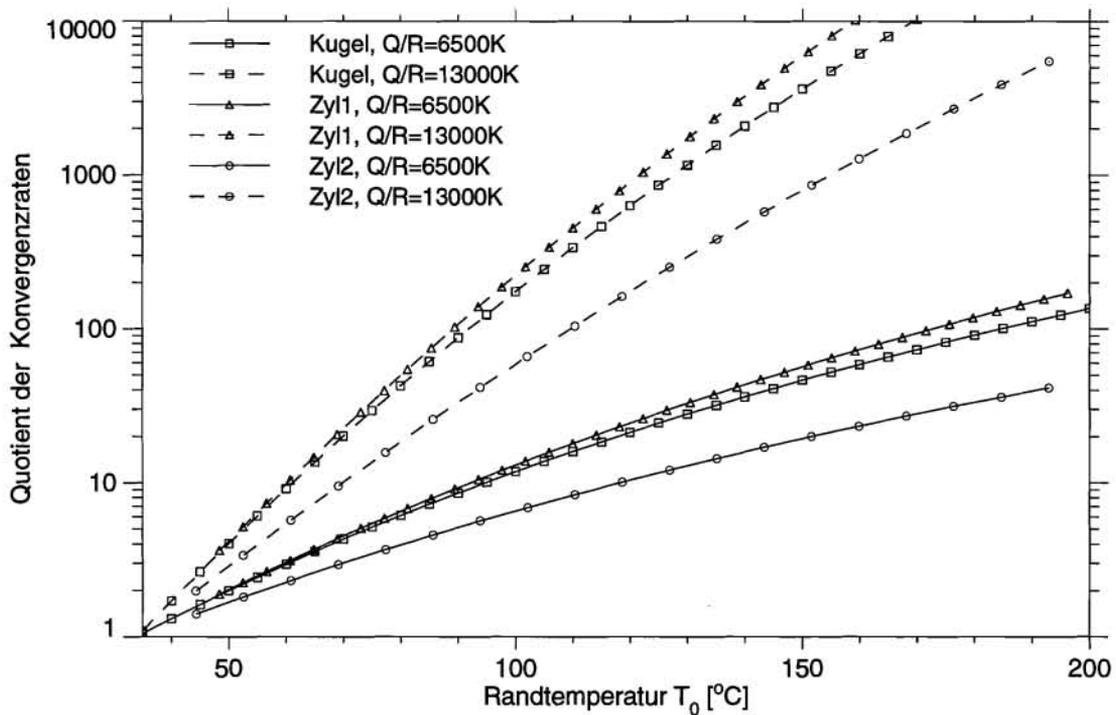


Abbildung 10: Das Verhältnis der Konvergenzraten $K(T_0)/K_T$ mit variabler und konstanter Temperatur für eine Kugel, einen Zylinder mit $L/r_0 = 200$ (Zyl2) und einen Zylinder mit $L/r_0 = 20$ (Zyl1) für verschiedene Aktivierungsenergien Q .

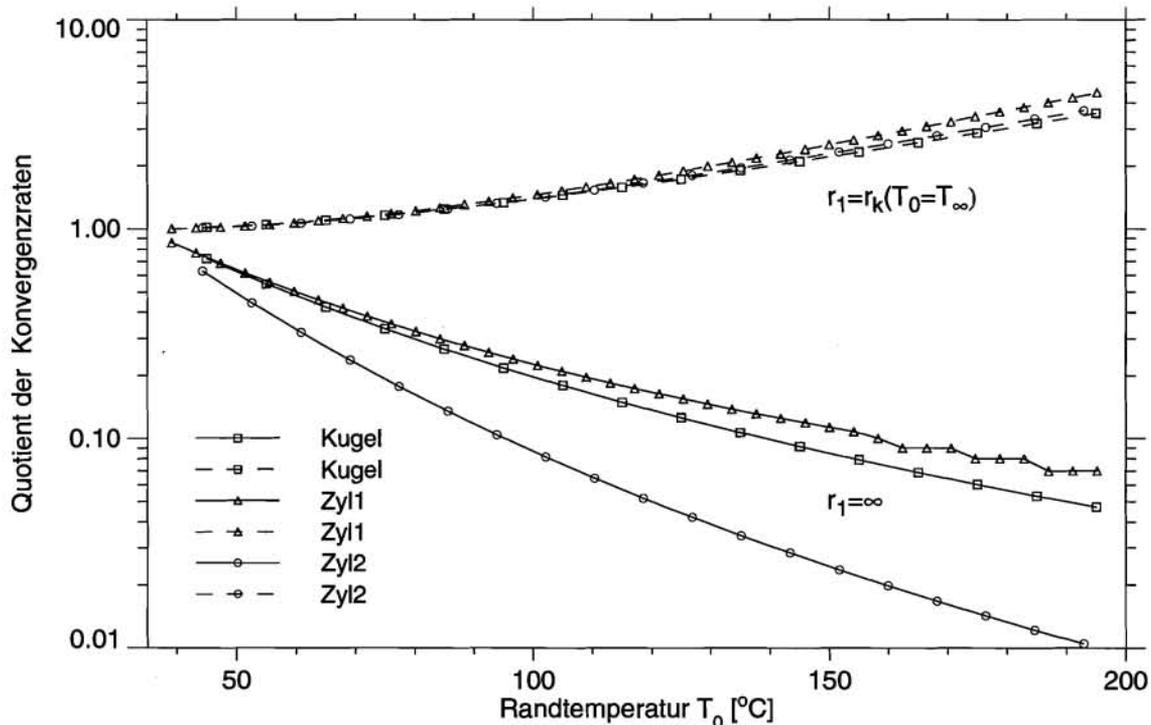


Abbildung 11: Das Verhältnis der Konvergenzraten $K(r_1)/K_T$ für $r_1 = \infty$ und $r_1 = r_k(T_0 \rightarrow T_\infty)$ für eine Kugel, einen Zylinder mit $L/r_0 = 200$ (Zyl2) und einen Zylinder mit $L/r_0 = 20$ (Zyl1) und $Q/R = 8500$ K.

5.2 Einfluß des Versatzes auf die Konvergenz

Teilweise werden die Hohlräume, nachdem der radioaktive Abfall eingebracht wurde, mit Salzgrus verfüllt. Die Verfüllung behindert den Zutritt von Lauge in den Hohlraum und damit mögliche Kontaminationen der Umwelt. Weiterhin bewirkt sie eine Abstützung des den Hohlraum umgebenden Steinsalzes und damit eine Stabilisierung des Salzstockes.

Sicherlich wird die Verfüllung jedoch auch die Konvergenzrate beeinflussen. Eine Ableitung der Konvergenzrate auf Grundlage der in Kapitel 2.2 angegebenen Gleichungen scheint jedoch nicht möglich zu sein. Vielmehr müssen die Gleichungen um Materialgesetze für poröse Materialien ergänzt werden und dann die Gleichungen für das Gesamtsystem poröser Salzgrus und umgebendes Steinsalz gelöst werden.

Einige im folgenden angegebene Überlegungen können jedoch bereits recht weitgehende Aussagen treffen, falls man nur an dem Einfluß der Porosität des Salzgruses auf die Konvergenzrate interessiert ist. Unter Porosität wird hier das Verhältnis des Porenvolumens zu dem gesamten das poröse Material beherbergenden Volumen verstanden. Es wird eine für kleine Porositäten korrekte Konvergenzrate abgeleitet und abgeschätzt, ab wann sie eine gute Näherung darstellt.

Der restliche Porositätsbereich wird durch eine rationale Funktion interpoliert und die so erhaltene Konvergenzrate mit anderen theoretisch abgeleiteten Konvergenzraten verglichen.

5.2.1 Konvergenzrate für kleine Porositäten

Im folgenden soll das Porenvolumen mit V_p , das gesamte das poröse Material beherbergende Volumen mit V und die Porosität mit $\phi = V_p/V$ bezeichnet werden. Es soll nur der stationäre Fall betrachtet, also elastische Effekte vernachlässigt werden.

Ist die Porosität dann hinreichend klein, d.h. so klein, daß die einzelnen Poren sich nicht mehr gegenseitig beeinflussen, so konvergiert jede einzelne Pore unabhängig von der Anwesenheit der übrigen Poren. Es seien gerade N Poren mit Konvergenzraten $K_i = -\dot{V}_i/V_i$ und dem Volumen der i -ten Pore V_i vorhanden. Die Konvergenzrate K des gesamten Volumens ist durch $K = -\dot{V}/V = -\dot{V}_p/V$ gegeben, da nur die Poren konvergieren können. Nimmt man nun weiter an, daß alle Poren mit der gleichen Konvergenzrate K_p konvergieren (also alle etwa die gleiche Geometrie besitzen), dann folgt

$$K = -\dot{V}/V = -\sum \frac{\dot{V}_i}{V} = -\phi \frac{\sum \dot{V}_i}{\sum V_i} = \phi K_p \quad (19)$$

wie man durch Ausnutzen der Definitionen von K_p und ϕ erkennt. K_p ist aber gerade die bereits bekannte Konvergenzrate für offene Hohlräume, da abgesehen von der Größe sich eine Pore nicht von anderen Hohlräumen unterscheidet.

Es bleibt die Frage zu klären, wie klein die Porosität sein muß, damit die eben abgeleitete Formel eine gute Näherung darstellt. Dies soll für kugelförmige Poren abgeschätzt werden, da in diesem Fall das Spannungsfeld durch einen einfachen Ausdruck gegeben ist: Für elastisches Material ist die radiale Komponente des Spannungstensors $\sigma_{rr} \sim 1 - r_0^3/r^3$ [4]. Somit ist bereits in 2 bis 3 Porenradien r_0 Abstand von der Pore kaum noch etwas von ihrem Spannungsfeld zu bemerken. Der mittlere Abstand d zweier Poren ist andererseits näherungsweise durch $d^3 = V/N$ gegeben. Damit die Poren nichts voneinander merken, muß nun $d > 3r_0$ sein. Hieraus folgt mit der Definition von d und $V_p \approx N\pi r_0^3$, daß $\phi < 5\%$ sein muß. Für rein viskos-plastisches Material ist dagegen $\sigma_{rr} \sim 1 - r_0^{3/n}/r^{3/n}$ und damit ist erst in etwa 10 Radien Abstand nur noch wenig von der nächsten Pore zu bemerken. Die analoge Überlegung wie oben liefert dann $\phi < 0,1\%$.

Zusammenfassend läßt sich somit festhalten, daß für Porositäten, die, je nach Zeitpunkt der Betrachtung, kleiner als wenige Promille bis einige Prozent sind, die Konvergenzrate einfach proportional zur Porosität sein sollte.

5.2.2 Konvergenzrate für mittlere Porositäten

Oberhalb einer Porosität ϕ_c , die etwa in der Größenordnung von 40% liegt, sollte das Versatzmaterial keinen Einfluß mehr auf die Konvergenz haben, da in diesem Fall der Salzgrus ohne größeren Widerstand zusammengeschoben werden kann. Faßt man die in der Konvergenzrate von der Porosität abhängigen Terme in einem Faktor $f(\phi)$ zusammen, also $K = K_p f(\phi)$, so ist das Verhalten der Funktion f für $\phi > \phi_c$ (dort ist sie gerade 1) und für $\phi \rightarrow 0$ bekannt. Da man für die Funktion f einen glatten Verlauf vermuten kann, soll im folgenden der verbleibende ϕ -Bereich durch eine rationale Funktion approximiert werden, die den richtigen asymptotischen Verlauf liefert und bei ϕ_c zumindest stetig verläuft.

Z.B. liefert die Funktion $R_m(x) = x / \left(1 + \sum_{i=1}^m a_i x^i \right)$ gerade das richtige asymptotische Verhalten. Fordert man weiter, daß $R_m(\phi_c) = 1$ ist, so erhält man mit

$$f(\phi) = R_m(\phi) \Theta(\phi_c - \phi) + \Theta(\phi - \phi_c) \quad (20)$$

eine für $0 \leq \phi \leq 1$ stetige Funktion f . Hierbei ist Θ die Sprungfunktion, die bei 0 von 0 auf 1 springt. Die noch unbestimmten Parameter in $R_m(\phi)$ können nun dazu benutzt werden, die Funktion f an Meßwerte anzupassen. Es können aber auch weitergehende physikalische Forderungen erfüllt werden: Man sollte z.B. erwarten, daß auch die Beschleunigung der Hohlraumwand und damit die Ableitung der Funktion f stetig bei ϕ_c verläuft. Im allgemeinen kann man zur Bestimmung der m Parameter in $R_m(\phi)$ alle Ableitungen bis zur $(m-1)$ -ten der Funktion f vorgeben. Man erhält dann ein lineares Gleichungssystem, das sich für $\phi_c > 0$ stets lösen läßt. Einige Beispiele der Funktion f für verschiedene Parameter n und a_i werden im folgenden Abschnitt angegeben.

5.2.3 Vergleich mit anderen theoretischen Arbeiten

Das Konvergenzverhalten für einen verfüllten Hohlraum wurde auch in [9] und [10] untersucht. In [10] wurde eine Ableitung der Funktion f angegeben, die ein grobes physikalisches Modell zugrundelegt und nicht auf grundlegenden physikalischen Gleichungen beruht. Infolgedessen ist die Güte der Näherung dieses Modells nur schwer abzuschätzen. In [9] andererseits wird eine empirisch erhaltene Kompaktionsrate mit der Konvergenzrate verglichen und hieraus der sogenannte Versatzdruck, also der Druck, der an der Hohlraumwand herrscht, ermittelt. Um diesen Druck wird dann der Gebirgsdruck in der Konvergenzrate reduziert.

Aus dem Versatzdruck läßt sich leicht eine Funktion f konstruieren, und umgekehrt läßt sich aus der Funktion f leicht der Versatzdruck ermitteln: Berücksichtigt man einen Versatzdruck, so ist die Konvergenzrate durch $K = A [(p - p_{bf}(\phi)) / p_0]^n$, bei Hinzunahme einer Funktion f ist sie durch $K = A (p / p_0)^n f(\phi)$ gegeben. Gleichsetzen beider Ausdrücke liefert dann jeweils $p_{bf}(\phi)$ oder $f(\phi)$.

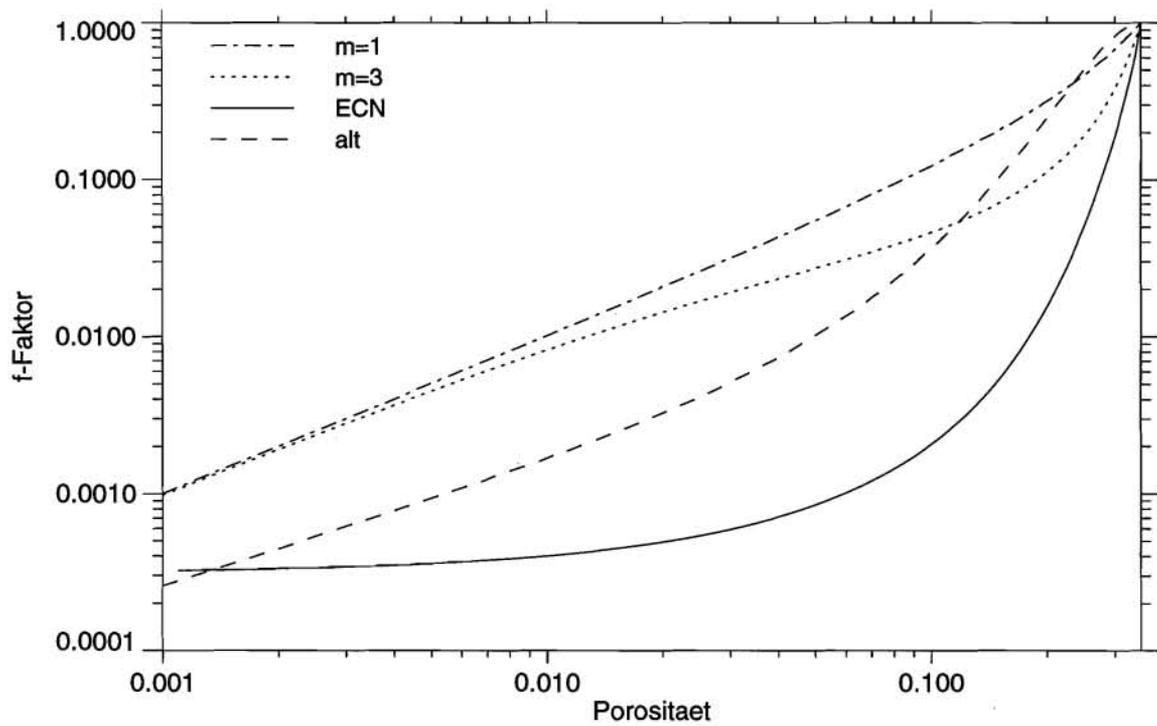


Abbildung 12: Die Funktionen $f(\phi)$ aus verschiedenen theoretischen Modellen in Abhängigkeit von der Porosität ϕ .

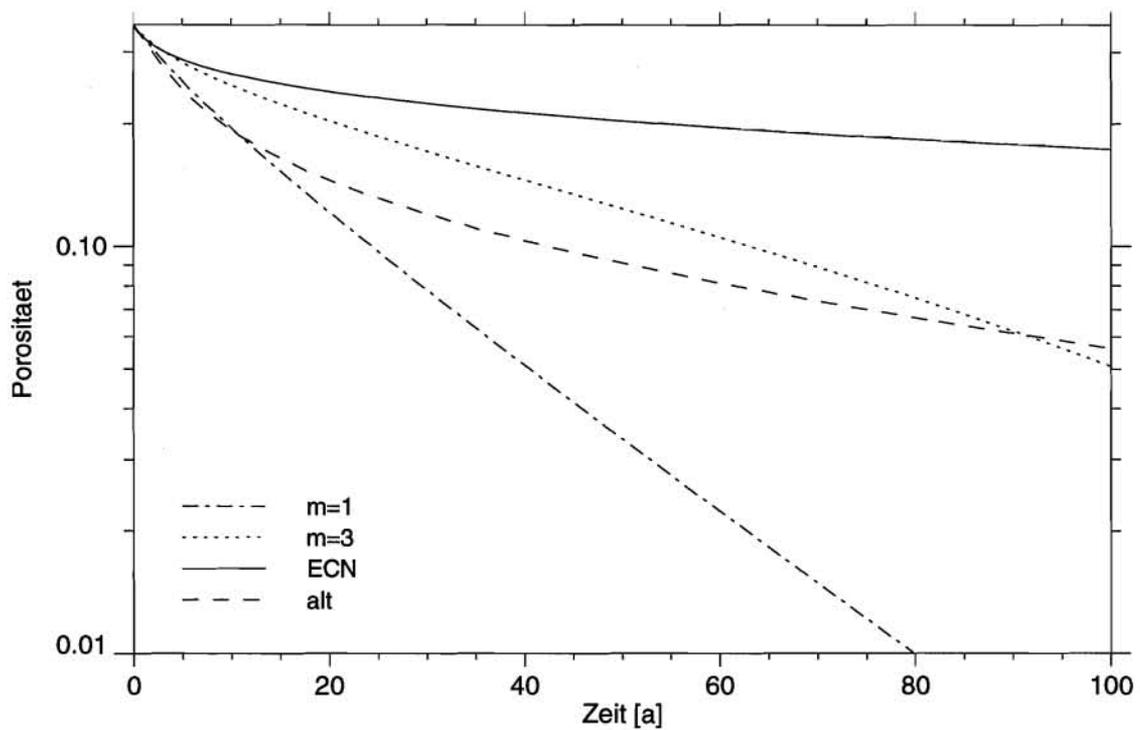


Abbildung 13: Die Zeitentwicklung der Porosität für die verschiedenen Modelle. Die anfängliche Konvergenzrate beträgt $4\%/a$, die Anfangsporosität ist $0,35$.

In der Abbildung 12 sind nun einige f-Faktoren angegeben. 'Alt' bezeichnet die Funktion f aus [10], 'ECN' die aus dem Versatzdruck für trockenes Salz¹ berechnete Funktion f aus [9]. Hierbei wurde die zeitunabhängige Konvergenzrate (12) benutzt, da in den Experimenten nach wenigen Monaten ebenfalls keine Zeitabhängigkeit mehr zu erkennen ist. Zudem wurde ein Gebirgsdruck von 12 MPa und eine Temperatur von 340 K angenommen. 'm = 1' bezeichnet die oben abgeleitete Funktion f mit m = 1, d.h. es wurde nur Stetigkeit der Funktion f verlangt. In diesem Fall ist $a_1 = (\phi_c - 1) / \phi_c$. 'm = 3' bezeichnet entsprechend die Funktion f mit m = 3, wobei die beiden unbestimmten Parameter durch einen Fit an die experimentellen Werte aus dem TSS-Versuch ermittelt wurden, siehe auch Kapitel 6.5. Es ergibt sich $a_1 = 22,4$, $a_2 = -123$ und $a_3 = 154$. In allen Fällen wurde $\phi_c = 0,35$ gesetzt, was dem im TSS-Versuch gemessenen Wert entspricht.

Man erkennt das asymptotisch richtige Verhalten der Funktionen 'm = 1' und 'm = 3'. Die Funktion 'alt' liefert ebenfalls ein asymptotisch richtiges Verhalten, allerdings erst für in der Abbildung nicht mehr eingetragene Porositäten. Der von ECN verwendete Ansatz für die Kompaktion von trockenem Versatz ist für kleine Porositäten nicht anwendbar. Folglich gibt die hiermit berechnete Konvergenzrate das Verhalten für kleine Porositäten nicht richtig wieder. Sie verläuft für kleine Porositäten gegen einen konstanten Wert.

Die Zeitabhängigkeit der Porosität für die verschiedenen Funktionen f ist in Abbildung 13 dargestellt. Sie ergibt sich als Lösung der Gleichung $K = -\dot{V}/V = -\dot{\phi}/(1 - \phi) = K_p f(\phi)$ unter der Annahme eines konstanten Gebirgsdrucks und einer konstanten Temperatur (und damit eines konstanten K_p). Für die Referenzkonvergenzrate K_p wurde 4%/a angenommen, also gerade die im TSS-Versuch gemessene maximale Konvergenzrate. Es ergeben sich erhebliche Unterschiede in der Zeitentwicklung. Während die 'm = 1'-Kurve bereits nach etwa 100 Jahren unterhalb einer Porosität von 0,5% ist, liegt die 'ECN'-Kurve noch um einen Faktor 40 höher. Einen bis zu diesem Zeitpunkt noch recht ähnlichen Verlauf zeigen die 'm = 3' und 'alt'-Kurven. Allerdings wird sich dies im weiteren Verlauf aufgrund des unterschiedlichen Verlaufs der beiden Kurven für kleine Porositäten ändern.

5.3 Zeitabhängigkeit der Konvergenzrate

Wie bereits erwähnt wurde, wird die Konvergenzrate zeitabhängig, falls man neben dem plastischen Anteil des Verzerrungstensors auch den elastischen Anteil berücksichtigt oder ein zeitabhängiges Materialgesetz benutzt. In [9] wurde die Zeitabhängigkeit der Konvergenzrate berechnet. Dieses Modell soll kurz vorgestellt und die Erweiterung eines zeitabhängigen Materialgesetzes angegeben werden, die in [9] nicht berücksichtigt wurde.

Es wird im folgenden angenommen, daß der Verzerrungstensor durch $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^e + \dot{\epsilon}^p$ gegeben ist, wobei $\dot{\epsilon}^e$ den elastischen und $\dot{\epsilon}^p$ den plastischen Anteil darstellen. Das Materialgesetz soll durch $\dot{\epsilon}^p_0 = \beta(t) A \sigma_0^n$ gegeben sein. Man beachte den Zeitfaktor $\beta(t)$, der in (7) nicht explizit aufgeschrieben wurde und das Stoffgesetz verallgemeinert. Alle weiteren Gleichungen sind wie-

1. In [9] wird auch eine Formel für den Versatzdruck für feuchtes Salz angegeben. Diese liefert allerdings eine schlechtere Übereinstimmung mit den hier angegebenen experimentellen Werten, so daß sie im folgenden nicht weiter betrachtet wird.

der Kapitel 2.2 zu entnehmen. Analog zu dem Vorgehen in [9] ergibt sich dann für die Konvergenzrate einer Kugel oder eines langen Zylinders $K(t) = K\delta n \int_1^\infty s^n(\tau, \rho) \frac{d\rho}{\rho}$, wobei die Funktion s durch die Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial \tau} s(\tau, \rho) = \beta(\tau) \left[\delta \rho^{-\delta} \int_1^\infty s^n(\tau, x) \frac{dx}{x} - s^n(\tau, \rho) \right] \quad (21)$$

beschrieben wird. K ist die stationäre Konvergenzrate, $\delta = 2$ für einen Zylinder und $\delta = 3$ für eine Kugel, n ist der Exponent aus dem Materialgesetz, τ ist die durch $\tau = EA(p\gamma)^{n-1}t$ normierte Zeit, und ρ ist die auf den Radius normierte radiale Koordinate. Durch Einführung einer neuen Zeitkoordinate $d\theta = \beta(\tau) d\tau$ reduziert sich die Gleichung (21) auf den Fall $\beta(t) \equiv 1$, wie er in [26] behandelt wurde. Somit läßt sich durch eine einfache Skalierung aus der Lösung für $\beta(t) \equiv 1$ die Lösung für eine beliebige Funktion β ermitteln. Man findet in der Literatur (siehe z.B. [29]) als Ansatz für β die Funktionen $\beta(\tau) \equiv (\tau/\tau_c)^m$ oder $\beta(\tau) = 1 - \exp(-\tau/\tau_c)$ mit einer konstanten Zeit τ_c . Die Anfangsbedingung für die Funktion s ist durch $s(0, \rho) = \rho^{-\delta}$ gegeben, ihr Verhalten für große Zeiten ist dann $s(\tau \rightarrow \infty, \rho) \sim \rho^{-\delta/n}$. Dies entspricht zum Zeitpunkt $t = 0$ elastischem Verhalten und für große Zeiten rein plastischem Verhalten.

In Abbildung 14 ist die Zeitabhängigkeit der Konvergenzrate dargestellt. Man erkennt die auf die stationäre Konvergenzrate normierte Konvergenzrate in Abhängigkeit von der dimensionslosen Zeit τ . Auf der oberen x-Achse ist zudem die in Jahren angegebene Zeit t , wie sie sich für die Kaverne in der Asse (siehe Abschnitt 4.2) ergibt, dargestellt.

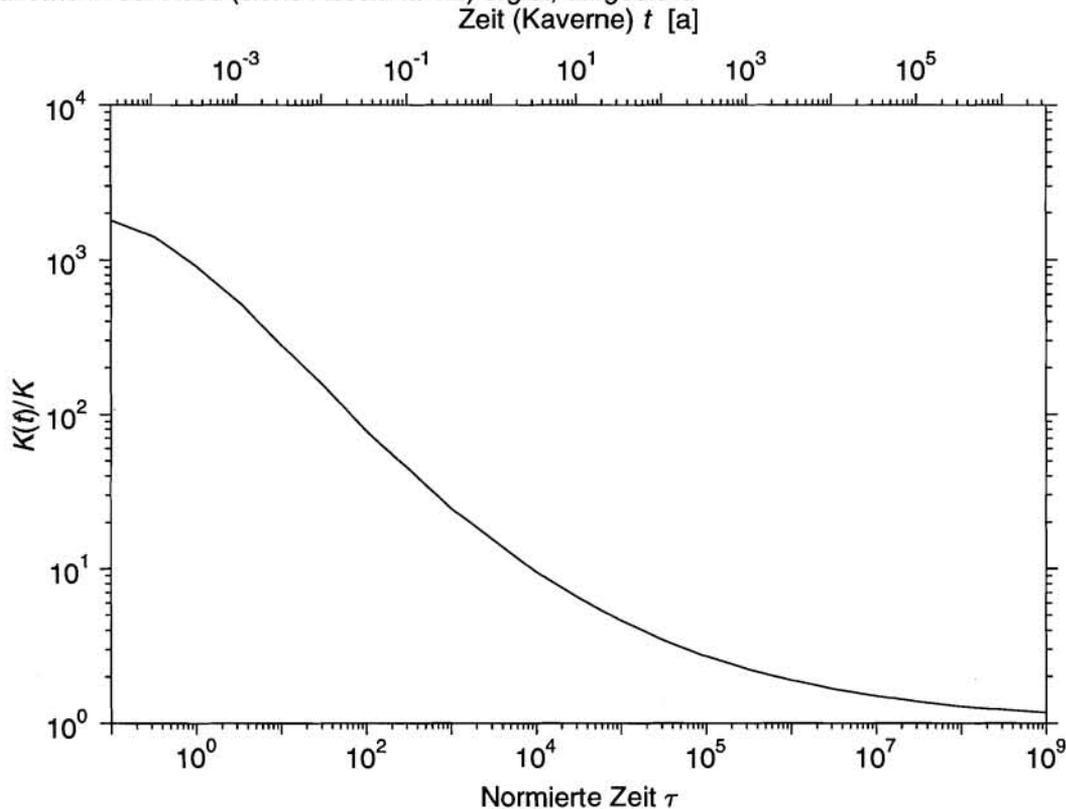


Abbildung 14: Die Zeitabhängigkeit der Konvergenzrate für einen kugelförmigen Hohlraum.

6 Auswertung der Meßergebnisse

Aus den in den letzten Kapiteln dargestellten Meßergebnissen und Modellen soll versucht werden, eine Referenzkonvergenzrate festzulegen und die Abhängigkeit der Konvergenzrate von Druck, Temperatur, Feuchte und Porosität des Salzgruses zu ermitteln. Eine Abschätzung, welche Stelle des umgebenden Steinsalzes am besten geeignet ist, die Temperatur für den in [3] verwendeten Konvergenzansatz zu repräsentieren, wird in [30] gegeben.

6.1 Referenzkonvergenzrate und Geometriefaktor

Im Gegensatz zu den Laborexperimenten ergeben sich bei den In-situ-Messungen in der Asse Konvergenzraten, die in der Größenordnung gut mit den theoretischen Werten übereinstimmen. In 800 m Tiefe liegen alle Werte für einen zylinderförmigen Hohlraum, unter Einschluß der Strecken, zwischen 0,3% und 0,6% pro Jahr. Somit kann die Referenzkonvergenzrate in 800 m Tiefe, bei Beachtung der am häufigsten auftretenden Konvergenzrate, auf $K_R = 0.5\%/a$ für einen Zylinder gesetzt werden. Ein eher kugelförmiger Hohlraum sollte eine um den Geometriefaktor $(2/\sqrt{3})^{n+1}$ geringere Konvergenzrate besitzen. Dies legt auch die Konvergenzrate der Kaverne nahe, die trotz größerer Tiefe langsamer konvergiert, unter Beachtung des Geometriefaktors sowie der Temperatur- und Druckabhängigkeit (siehe unten) aber ebenfalls die Referenzkonvergenzrate liefert.

6.2 Druckabhängigkeit

Die Druckabhängigkeit kann aus der Auswertung des ECN-Versuches übernommen werden, eine weitere Überprüfung ist nicht möglich. Dort ergab sich $K \sim p^{5,5}$.

6.3 Temperaturabhängigkeit

In allen Versuchen bis auf den Kavernenversuch wurden die Bohrlöcher teilweise beheizt. Problematisch für die Auswertung ist die Tatsache, daß jeweils sehr inhomogene Temperaturfelder vorliegen. Systematisch wurde die Temperaturabhängigkeit im ECN-Versuch untersucht. Der Fit an ein Arrhenius-Gesetz der Form (10) ergab für die Aktivierungsenergie den Wert

$$Q = 68,6 \text{ kJ/mol.} \quad (22)$$

Auf die Temperatureffekte, die sich bei den übrigen Versuchen ergaben, soll im folgenden eingegangen werden.

Im HAW- und MAW-Versuch erkennt man jeweils bei Heizbeginn einen Anstieg der Konvergenzrate. Während eines Zeitraumes von einigen Monaten fällt die Konvergenzrate dann jedoch fast wieder auf ihren Wert vor Beginn der Heizung ab. Dieses Verhalten deutet darauf hin, daß es sich hierbei nur um die elastische Reaktion des Salzgesteins handelt: Bei Einschalten der Heizung dehnt sich das Salz aus und erzeugt eine erhöhte Konvergenzrate und zwar höchstens so lange, bis die Temperaturverteilung stationär ist. Dieses thermoelastische Problem wird durch das Gleichungssystem (siehe z.B. [6] oder [1])

$$3\frac{1-\nu}{1+\nu}\text{grad div } u - \frac{3(1-2\nu)}{2(1+\nu)}\text{rot rot } u = \alpha\text{grad } T \quad \text{und} \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa\Delta T, \quad (23)$$

also die zeitabhängige Wärmeleitungsgleichung und die um den Temperaturgradienten ergänzte elastische Grundgleichung (5), beschrieben. κ ist hier die Temperaturleitfähigkeit und α der thermische Ausdehnungskoeffizient. Die Zeitabhängigkeit der elastischen Gleichungen kann vernachlässigt werden, da die Dynamik des Materials auf einer erheblich kürzeren Zeitskala als die Wärmeleitung stattfindet. Durch die Einführung dimensionsloser Größen findet man die charakteristische Zeit t_c der Wärmeleitungsgleichung $t_c = L_c^2/\kappa$ und die charakteristische Ausdehnung u_c aufgrund elastischer Verformung $u_c = \alpha T_c L_c$. Mit einer charakteristischen Länge von $L_c = 2$ m findet man $t_c = 1$ Monat, und mit einer charakteristischen Temperatur von $T_c = 100$ K ergibt sich für die Erhöhung der Konvergenzrate $u_c/t_c/L_c = 1\%/a$, also in etwa die in den Experimenten gefundenen Zeiten und Konvergenzraten.

Weitere Daten zur Temperaturabhängigkeit der Konvergenz können nur aus dem TSS-Versuch entnommen werden, da nur dort eine mehr oder weniger symmetrische Geometrie erzeugt wurde. In der 'heißen' Meßebeine steigt die Konvergenzrate nach Heizbeginn um einen Faktor 5 bis 8, in der kalten Meßebeine steigt sie um etwa einen Faktor 2. Wendet man das in Kapitel 5.1 angegebene Modell auf diese Situation an, so ergibt sich dort entsprechend ein Faktor 4 und 1,6. In dem Modell wurde die Strecke durch einen Zylinder approximiert und die Heizung an der Innenseite dieses Zylinders angenommen, d.h. die 18 kW Leistung wurden auf das in der Mitte des 70m langen Zylinders liegende 23 m lange Zylinderstück homogen verteilt. Man erhält somit eine recht gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell, insbesondere wenn man bedenkt, daß die thermische Dehnung in dem Modell vernachlässigt wurde, diese aber die Konvergenzrate in dem Experiment kurzfristig nicht unerheblich erhöht haben kann (siehe oben).

6.4 Einfluß der Feuchte

Im MAW-Versuch ergibt sich kein signifikanter Unterschied in der Konvergenz des feuchten und des trockenen Bohrlochs. Die im Labor gefundene starke Abhängigkeit der Kriechrate sogar von der Luftfeuchtigkeit kann somit nicht bestätigt werden. Diese starke Abhängigkeit wurde allerdings auch nur für Manteldrücke unterhalb von 3 MPa gefunden (siehe Kapitel 3.2). So geringe Drücke sind jedoch im Salzstock in den hier betrachteten Tiefen nur sehr nahe an den Hohlräu-

men zu finden, so daß die geringe Abhängigkeit der Konvergenzrate von der Feuchte nicht überrascht.

6.5 Einfluß des Versatzes

Im ehemaligen TSS-Versuch wurde in der 'heißen' Meßebeine eine Abnahme der Konvergenzrate durch den Einfluß des Versatzes beobachtet. Diese Meßwerte können mit den in Kapitel 5.2 aufgeführten Modellen verglichen werden. Weiterhin wurde dort der Versatzdruck ermittelt, der ebenfalls zur Validierung der Modelle herangezogen werden kann.

Zum Vergleich dieser experimentellen Ergebnisse mit berechneten Konvergenzraten sind in Abbildung 15 die gemessenen Konvergenzraten aus Abbildung 8 (Kurven d1a und d1b) für Zeiten größer 1,6 Jahre dargestellt. Um den Vergleich einfacher zu gestalten, wurde die Zeitskala verschoben, so daß der Zeitpunkt 1,6 Jahre dem Zeitpunkt $t=0$ in Abbildung 15 entspricht. Außerdem wurden die Konvergenzraten bei $t=0$ auf 1 normiert.

Neben den experimentellen Ergebnissen sind die in Kapitel 5.2.2 aufgeführten Funktionen $f(\phi(t))$ eingetragen, die die Stützwirkung des Versatzes beschreiben. Hierbei wurde $f(\phi(t))$ aus den Abbildungen 12 ($f(\phi)$) und 13 ($\phi(t)$) ermittelt.

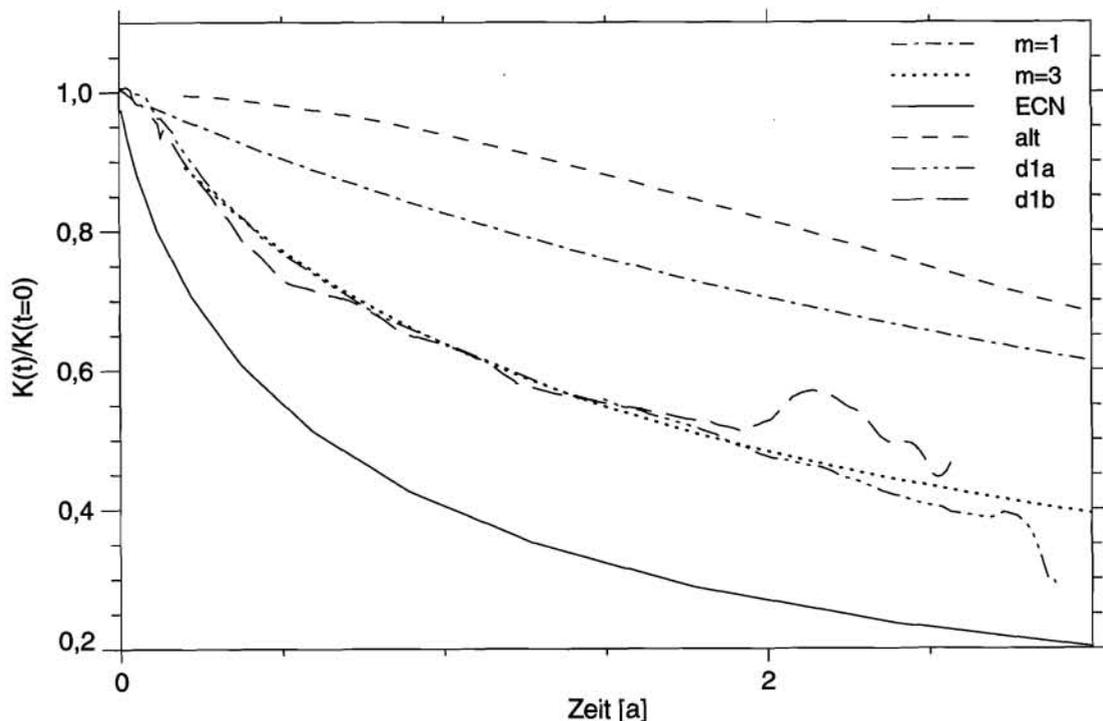


Abbildung 15: Vergleich der zeitlichen Entwicklung der experimentell ermittelten Konvergenzraten mit den theoretisch abgeleiteten Konvergenzraten $K(t)$. Die Konvergenzraten sind alle auf die Konvergenzrate zum Zeitpunkt $t = 0$ a, $K(t=0)$, normiert, wobei $K(t=0) = 4\%$ ist.

Man erkennt, daß alle Modelle die Zeitentwicklung der Konvergenzrate recht gut wiedergeben, die Unterschiede sind nicht größer als ein Faktor 2. Dies war auch nicht anders zu erwarten, da die Unterschiede in den Modellen erst bei kleinen Porositäten zum Tragen kommen. Wie zu erwarten gibt die 'm = 3'-Kurve die gemessenen Werte sehr gut wieder, da in diesem Fall zwei Fitparameter zu Verfügung standen. Allerdings sollten die experimentellen Werte, bereinigt um die thermische Dehnung und die explizite Zeitabhängigkeit der Konvergenzrate, kleiner als die gemessenen Werte sein.

Ein ähnliches Resultat ergibt sich, falls man aus den Funktionen f den Versatzdruck (siehe Kapitel 5.2.3) berechnet und ihn mit den gemessenen Werten aus [24] vergleicht. Abbildung 16 zeigt die Zeitentwicklung des Versatzdrucks normiert auf den Gebirgsdruck in der 'heißen' Meße-bene. Der Gebirgsdruck wurde in [31] auf 12 MPa geschätzt.

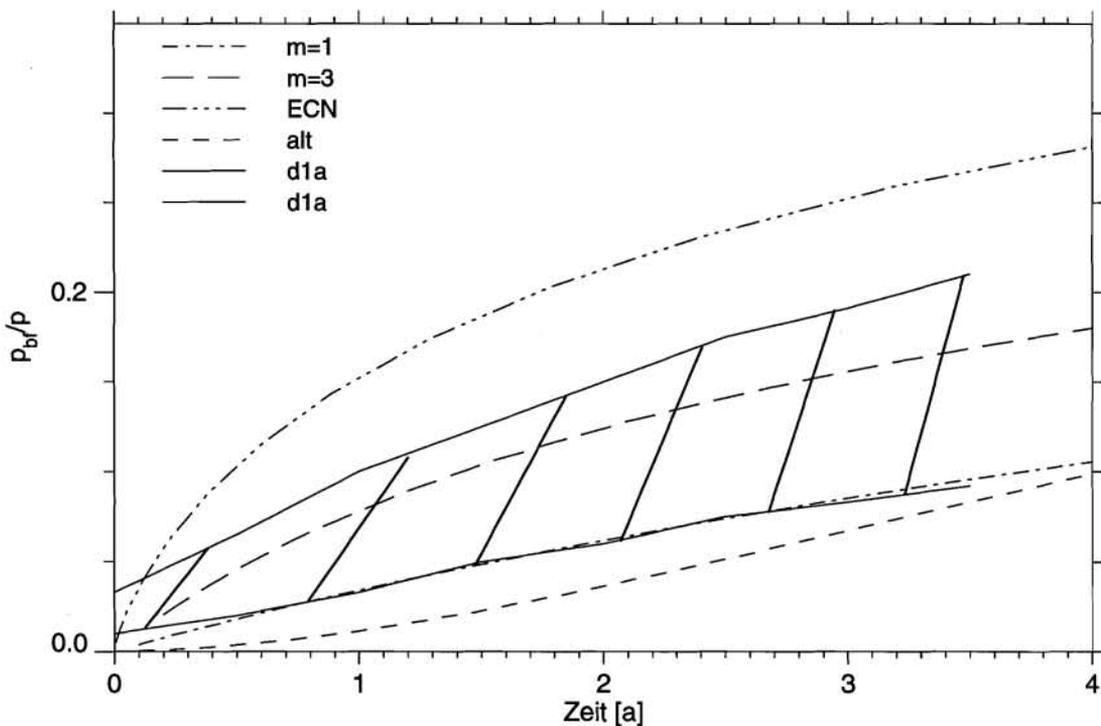


Abbildung 16: Die Zeitentwicklung des Versatzdrucks normiert auf den Gebirgsdruck. Die schraffierte Fläche stellt den gemessenen Bereich des Versatzdrucks dar.

6.6 Anmerkungen zur Zeitabhängigkeit

Für kurze Zeiträume wurde die in Abbildung 14 dargestellte Zeitabhängigkeit der Konvergenzrate in [22] experimentell bestätigt. Schwieriger ist die Überprüfung des Konvergenzverhaltens für große Zeiträume. Zumindest im Kavernenversuch ist dies jedoch ansatzweise möglich. Aus Abbildung 3 entnimmt man, daß die Konvergenzrate der Kaverne im Zeitraum von 5 bis 13 Jahren nach ihrer Errichtung konstant bleibt, wobei die Fehler allerdings auch einen Anstieg oder Abfall um etwa 20% zulassen. Nimmt man einen Druck von 18 MPa in 1000m Tiefe an, so folgt für den Zusammenhang der normierten Zeit mit der in Jahren gemessenen Zeit: $d\tau = (3000/a) dt$.

Aus dem Modell folgt damit ein Abfall der Konvergenzrate um etwa 50% in dem betrachteten Zeitraum. Damit ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell recht gut.

6.7 Herleitung eines modifizierten Konvergenzansatzes

Zusammenfassend kann man nun einen Vorschlag für eine stationäre Konvergenzrate angeben:

$$K = \gamma^{n+1} K_R \left(\frac{p - p_L}{p_R} \right)^n \exp \left[\frac{Q}{RT_R} \right] I^{-n} f(\phi) , \quad (24)$$

mit $I = \frac{\delta}{n} \int_1^\infty x^{-1-\delta/n} \exp \left(\frac{Q}{nRT(xr_0)} \right) dx$ und $f(\phi) = \frac{\phi}{1 + 22,4\phi - 123\phi^2 + 154\phi^3}$ für $\phi < \phi_c$

und $f(\phi) = 1$ sonst.

Hierbei ist $n = 5,5$, die Referenzkonvergenzrate $K_R = 0,3\%/a$, der Geometriefaktor γ gleich $3/2$ für eine Kugel und $\sqrt{3}$ für einen Zylinder, p der Gebirgsdruck, p_L der Laugendruck, p_R und T_R der Referenzdruck und die Referenztemperatur in 800 m Tiefe und $Q = 68,6$ kJ/mol die Aktivierungsenergie. Für die Temperatur $T(r)$ ist das jeweilige Temperaturfeld einzusetzen.

Für ein homogenes Temperaturfeld oder falls das obige Integral nicht vernünftig berechenbar ist, kann die Konvergenzrate

$$K = \gamma^{n+1} K_R \left(\frac{p - p_L}{p_R} \right)^n \exp \left[-\frac{Q}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_R} \right) \right] f(\phi) \quad (25)$$

benutzt werden. Hierbei ist darauf zu achten, daß die Temperatur T nicht zu nahe an einer Wärmequelle gemessen wird.

Weiterhin sollte die Zeitabhängigkeit berücksichtigt werden. Eine Modifikation des in [9] angegebenen Modells wäre durch ein zeitabhängiges Materialgesetz möglich. Da ein zeitabhängiges Materialgesetz sehr ungewöhnlich ist, sollte die zeitabhängige Konvergenzrate aus [9]

$$K [EC (p\gamma)^{n-1} t] = K \delta n^n \int_1^\infty s^n (\tau, \rho) \frac{dp}{\rho} \quad (26)$$

mit der stationären Konvergenzrate K und der für einen kugelförmigen Hohlraum in Abbildung 14 dargestellten Funktion $\delta n^n \int_1^\infty s^n dp / \rho$ benutzt werden. Die Konstante C ist nach [9] durch $C = 8360 \text{MPa}^{-5,5} \text{a}^{-1}$ gegeben, die Zeit t wird in Jahren gemessen. Die Referenzkonvergenzrate in K muß in diesem Fall um einen Faktor 8 kleiner gewählt werden, also $K_R = 0,037\%/a$.

7 Zusammenfassung

Im vorliegenden Bericht wurden theoretische Ansätze zum Konvergenzverhalten von Salzgestein erarbeitet und mit dem in Langzeitsicherheitsanalysen bisher verwendeten Konvergenzansatz sowie mit den Ergebnissen von In-situ-Experimenten verglichen.

Von den Experimenten im Forschungsbergwerk Asse wurden die Versuche im Brine-Migration-Testfeld (BMT), im High-Active-Waste-Testfeld (HAW), im Medium-Active-Waste-Testfeld (MAW), im Versuchsfeld vom Energieonderzoek Centrum Nederland (ECN), in der Kaverne und im Versuchsfeld zur Thermischen Simulation der Streckenlagerung (TSS) ausgewertet. Seit 1995 werden diese im TSS-Versuch durchgeführten Messungen in einem Nachfolgevorhaben "Experimentelle Untersuchungen des Verhaltens von Versatz in Strecken" (VVS) weitergeführt. Im allgemeinen wurden hierbei die Konvergenzen von Strecken und Bohrlöchern gemessen. Im ehemaligen TSS-Versuch wurde eine mit Versatz gefüllte Strecke untersucht. Im ECN-Versuch wurde systematisch die Abhängigkeit der Konvergenz von Druck und Temperatur analysiert. Im MAW-Versuch wurde die Konvergenz von feuchten und trockenen Bohrlöchern gemessen.

Aus den Versuchen wurde eine Konvergenzrate von $0,5\%/a$ für einen offenen zylinderförmigen Hohlraum ermittelt. Die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Konvergenzrate wurde aus der Auswertung des ECN-Versuches übernommen. Die aus theoretischen Berechnungen mit den elasto-plastischen Gleichungen folgende Zeitabhängigkeit konnte für die betrachteten Zeiträume bestätigt werden.

Bisher gibt es nur wenige Modelle, die den Einfluß des Versatzes auf die Konvergenzrate berücksichtigen und ausreichend theoretisch begründet sind. Daher wurde ein Modell entwickelt, das die Stützwirkung des Versatzes in Abhängigkeit von der Porosität auf sehr einfache Weise berücksichtigt. Die einzigen physikalischen Voraussetzungen, die in das Modell eingehen, sind die unabhängige Konvergenz der einzelnen Porenhohlräume bei einer hinreichend kleinen Porosität und der Effekt, daß Versatz mit einer Porosität über der sogenannten Referenzporosität keine Stützwirkung besitzt. Dies liefert die Konvergenzrate für kleine und große Porositäten, der restliche Porositätsbereich wird durch eine rationale Funktion approximiert und die enthaltenen Parameter an experimentelle Ergebnisse angepaßt. Das hier entwickelte einfache Modell wurde mit den bisher vorliegenden Modellen verglichen.

Aufgrund der kurzen Zeitdauer des ehemaligen TSS-Versuches konnte mit diesem Experiment keine Entscheidung getroffen werden, welches der vorliegenden Modelle die Stützwirkung des Versatzes besser beschreibt. Ein Modell, das den Einfluß der Feuchte des Versatzes berücksichtigt, konnte nicht abgeleitet werden, da sich im MAW-Versuch kein signifikanter Unterschied in der Konvergenzrate bei Verwendung von feuchtem und trockenem Versatz ergab.

In den Konvergenzansatz geht die Temperatur des umgebenden Salzgesteins ein. Im Bereich wärmeproduzierender Abfälle stellt sich eine inhomogene, mit dem Abstand von der Wärmequelle schnell abnehmende Temperaturverteilung ein. Der Einfluß dieser Temperaturerhöhung über die Gebirgstemperatur - im Experiment durch Erhitzung simuliert - wurde diskutiert. Die durch eine Erhitzung der Bohrlöcher erzeugte kurzfristig höhere Konvergenzrate in den Strecken konnte durch die thermische Ausdehnung des Gesteins erklärt werden. Im ehemaligen TSS-Versuch

wurde der Einfluß inhomogener Temperaturfelder beobachtet. Für einfache Geometrien läßt sich die Konvergenzrate auch für inhomogene stationäre Temperaturfelder berechnen und im Konvergenzansatz berücksichtigen. Die experimentellen Ergebnisse des ehemaligen TSS-Versuchs zeigen eine gute Übereinstimmung mit diesem Konvergenzansatz.

In dem bisher verwendeten Konvergenzmodell geht nur eine für das umgebende Salzgestein repräsentative Temperatur ein. Bei einer inhomogenen Temperaturverteilung war es daher erforderlich, die Temperatur im Salzgestein in einem bestimmten Abstand von der Wärmequelle als repräsentativen Wert auszuwählen. Je nach Wahl dieses Ortes der repräsentativen Temperatur können sich die erhaltenen Konvergenzraten um mehrere Größenordnungen unterscheiden. Im allgemeinen hängt der Ort der repräsentativen Temperatur von der Beschaffenheit des Temperaturfeldes ab und müßte somit in jedem einzelnen Fall berechnet werden. Eine bessere Übereinstimmung der Konvergenzrate mit experimentellen Ergebnissen erhält man aber bereits, wenn der Ort der repräsentativen Temperatur einige Radien vom zylindrischen Hohlraum entfernt gewählt wird.

Andererseits ist auch die Berücksichtigung des inhomogenen Temperaturfeldes möglich, sofern es sich um ein stationäres Temperaturfeld handelt. Hierfür muß nur eine numerische Integration ausgeführt werden. Im allgemeinen ist das Temperaturfeld in einem HAW-Endlager instationär, jedoch läßt sich das Ergebnis der numerischen Integration für die Abschätzung des Ortes der repräsentativen Temperatur verwenden.

Zusammenfassend läßt sich folgendes feststellen:

- Es wurden erste Schritte zur Validierung des Konvergenzansatzes gemacht. Die vorliegenden experimentellen Daten sind zur Überprüfung des Modells der Konvergenz bezüglich des Langzeitverhaltens und der Stützwirkung von Versatz bei sehr niedriger Porosität jedoch nicht ausreichend.
- Die unterschiedliche Stützwirkung von nassem, feuchtem oder trockenem Versatz stellt weiterhin ein offenes Problem dar. Während Laborversuche an Salzproben einen deutlichen Einfluß der Feuchte zeigen, konnte dies im In-situ-Versuch noch nicht bestätigt werden.
- Die Temperaturabhängigkeit der Konvergenzrate wurde theoretisch untersucht und ein Formalismus zur Abschätzung des geeigneten, repräsentativen Temperaturwertes zur Verwendung im bisherigen Konvergenzansatz vorgeschlagen.
- Die explizite Zeitabhängigkeit der Konvergenzrate durch die Zusammenwirkung der elastischen und der plastischen Verformung des Salzgesteins kann in einem neuen Ansatz berücksichtigt werden.
- Die Stützwirkung des Versatzes kann mit einem einfacheren, auf wenigen Annahmen beruhenden Ansatz berücksichtigt werden, allerdings können hiermit keine speziellen Eigenschaften des Versatzes wie Körnigkeit oder Feuchte verarbeitet werden.

8 Anhang

8.1 Zur Auswertung der Meßdaten

Der Zusammenhang der Längenänderung des Extensometers mit der absoluten Änderung einer typischen Länge soll am Beispiel der Kugel aufgezeigt werden (nur im Fall der Kaverne wurden Extensometer verwendet). Nimmt man das Salz als inkompressibel an und vergleicht die Volumina der das Extensometer enthaltenden Kugelschalen vor und nach einer gewissen Längenänderung e des Extensometers, so folgt

$$e \equiv (r(t) - r_0) \left(1 - \frac{1}{n^3} \right), \quad (27)$$

falls die Längenänderung e hinreichend klein ist. Der äußere Ankerpunkt des Extensometers soll dabei r_0 von dem Mittelpunkt der Kugel entfernt sein, $r(t)$ ist der Radius des Hohlraums und r_0 der Radius zum Zeitpunkt $t=0$. In der Kaverne sind die drei zur Auswertung benutzten Extensometer 42 m lang, woraus $n=4$ folgt. Der Fehler, den man durch das Gleichsetzen von e und $r(t)-r_0$ macht, ist also kleiner als 2%.

Die Berechnung der Volumenkonvergenzrate erfordert die numerische Differentiation der Meßdaten der Längenänderung des Extensometers oder des Stahlbandes. Aufgrund von Meßfehlern und Meßungenauigkeiten erhält man bei einfacher Vorwärts- oder Rückwärtsdifferentiation sehr unübersichtliche Ergebnisse. Eine Möglichkeit, hinreichend glatte Kurven zu erhalten ist die Benutzung eines sogenannten Savitzky-Golay Filters [32]. Hierbei werden n benachbarte Punkte durch ein Polynom p -ten Grades mit der Methode der kleinsten Quadrate angefitet und die Ableitung des Polynoms als Ableitung der angefiteten Kurve aufgefaßt. Sind die Fehler der Meßwerte bekannt, läßt sich sowohl die Güte des Fittes als auch der Fehler in der Ableitung berechnen. Sind die Fehler der Meßwerte nicht bekannt, läßt sich unter der Annahme eines guten Fittes ebenfalls der Fehler in der Ableitung berechnen. Letzteres wurde hier aufgrund fehlender Daten für die Standardabweichungen angenommen. In diesem Sinne sind also die in den Graphiken eingezeichneten Fehlerbalken zu verstehen. Es wurden für n die Werte 9 bis 15 und für p die Werte 4 bis 6 verwendet.

8.2 Materialkonstanten

Alle Daten sind für Steinsalz bei Zimmertemperatur und Normaldruck. Die Werte sind aus [15] entnommen:

Youngsches Modul: $E = 25 \times 10^9 \text{ Pa}$

Poissonsche Zahl:	$\nu = 0,27$
Thermischer Expansionskoeffizient:	$\alpha = 4 \times 10^{-5} \text{ 1/K}$
Temperaturleitfähigkeit:	$\kappa = 2,5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
Wärmeleitfähigkeit:	$\lambda = 5,0 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
Dichte:	2160 kg/m^3

9 Literatur

- [1] U. Hunsche, O. Schulze, Das Kriechverhalten von Steinsalz, Kali und Steinsalz, 11(8/9):238-255, Dezember 1994.
- [2] D.E. Munson und P.R. Dawson, Salt constitutive modelling using mechanism maps, In: Proceedings of the first Conference of the mechanical behavior of salt, Pennsylvania, Herausgeber H.R. Hardy, Jr. and Michael Langer, Trans Tech Publications, Clausthal, 1984.
- [3] R. Storck, D. Buhmann, R.-P. Hirsekorn, T. Kühle, L. Lührmann: Das Programmpaket EMOS zur Analyse der Langzeitsicherheit eines Endlagers für radioaktive Abfälle. Version 5. Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, GRS-122, Braunschweig 1996.
- [4] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, Elastizitätstheorie, Akademie Verlag, Berlin, 7. Auflage, 1991.
- [5] R. Hill, The mathematical theory of plasticity, Clarendon Press, Oxford, 1950.
- [6] J. Lemaitre und J.L. Chaboche, Mechanics of solid materials, Cambridge University Press, Cambridge, 1990.
- [7] F.K.G. Odquist, Mathematical theory of creep and creep rupture, Clarendon press, Oxford, 1966.
- [8] H. J. Frost und M. F. Ashby, Deformation-Mechanism Maps: The Plasticity and Creep of metals and Ceramics, Pergamon Press, Oxford, 1982.
- [9] J. Prij, On the design of a radioactive waste repository, Doktorarbeit, Universität Twente, Enschede, 1991.
- [10] Projekt Sicherheitsstudien Entsorgung (PSE), Abschlußbericht, Fachband 15. Berlin, Januar 1985.
- [11] J. Prij, J.J. Heijdra und B.A. van den Horn: Convergence and Compaction of Backfilled Openings in Rocksalt, Proceedings of the 3rd Conference on the Mechanical Behavior of Salt, 323 - 336, Paris, 1993.
- [12] D.E. Munson und W. Wawersik, Constitutive modelling of salt behavior - state of the technology, In: Proc. 7th Int. Congr. on Rock Mech., Workshop on Rock Salt Mech., Aachen 1991, Herausgeber W. Wittke, S. 1797-1810, Rotterdam, 1993.
- [13] U. Hunsche, O. Schulze, Effect of humidity and confining pressure on creep of rock salt, In: M. Ghoreychi, Herausgeber, Preliminary Proceedings of the third Conference of the mechanical behavior of salt, 223, Palaiseau, 1993.
- [14] C.A. Baar, Applied salt-rock mechanics 1, The in-situ behavior of salt rocks, Elsevier, Amsterdam, 1977.

- [15] T. Rothfuchs, K. Wieczorek, H.K. Feddersen, G. Staupendahl, A.J. Coyle, H. Kalia, J. Ekert: Brine Migration Test, Final Report, GSF, München, 1988.
- [16] G. Staupendahl: Zum Konvergenz- und Verformungsverhalten der Kaverne Asse nach In situ-Beobachtungen, GSF-Bericht, GSF, Braunschweig, Mai 1984.
- [17] G. Staupendahl und M.W. Schmidt, Field investigation of the long-term deformational behavior of a 10.000 m³ cavity at the Asse salt mine, In: Proceedings of the First Conference The mechanical behavior of salt, Pennsylvania, Herausgeber H.R. Hardy, Jr. and Michael Langer, Trans Tech Publikations, Clausthal, 1984.
- [18] T. Rothfuchs, L. Vons, M. Raynal, J.C. Major: The HAW-Project: Test Disposal of Highly Radioactive Radiation Sources in the Asse Salt Mine, Summary Report May 1990 - December 1991, GSF, München, 1992.
- [19] K. Wieczorek: MAW- und HTR-BE-Versuchseinlagerung in Bohrlöchern, Teilprojekt Rückholbarer Einlagerversuch (REV), GSF, München, 1993.
- [20] I. Doeven, P.P. Soullie, L.H. Vons: Convergence Measurement in the dry drilled 300 m Bore Hole in the Asse II-Saltmine, Final report, ECN, Petten, 1983.
- [21] L. F. M. Hamilton, J. Prij, N. Jockwer, Nuclear science and technology, Drilling surveillance and geomechanical experiments in deep boreholes in salt, Final report, Commission of the European Communities, Luxembourg, 1993.
- [22] J. Prij, D. Jansen, W. Klerks, G. B. Luyten, A. de Ruiter und L. H. Vons. Nuclear science and technology, Measurement in the 300-meter deep dry-drilled borehole and feasibility study on the dry-drilling of a 600 meter deep borehole in the Asse II salt-mine, Final report, Commission of the European Communities, Luxembourg, 1986.
- [23] J. Schneefuß, J. Droste, G. Gommlich, G. Ohme, N. Jockwer, J. Mönig, J. Kunze. Arbeiten zur direkten Endlagerung von Brennelementen, Teil 1: Thermische Simulation der Streckenlagerung. GSF-Bericht 26/93, GSF, 1993.
- [24] J. Schneefuß, H.-K. Feddersen, N. Jockwer, J. Droste: The TSS project: Research on compaction of and gas release in saliferous backfill used in drift emplacement of spent fuel. European Commission EUR 16730, Nuclear Science and Technology Series, 47 pp., Luxembourg 1996.
- [25] H. S. Carslaw und J. C. Jaeger, Conduction of heat in solids, Clarendon Press, Oxford, 2. Auflage, 1959.
- [26] W. Slagter: Convergence Analysis of Thick-Walled Spherical Shells of Rock Salt, ECN, Petten, 1991.
- [27] W. Nowacki, Thermoelasticity, Pergamon Press, Oxford, 2. Auflage, 1986.

- [28] C. Tix, On the behavior of cavities in a viscoplastic medium with application to underground repositories of radioactive waste in salt domes. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29,(4): 1100-1105, 1996.
- [29] A. Sluzalec, *Introduction to Nonlinear Thermomechanics*, Springer, 1992.
- [30] B. Boese, D. Buhmann, R.-P. Hirsekorn, R. Storck, C. Tix: Weiterentwickelte Modellansätze chemischer und physikalischer Effekte im Grubengebäude eines Endlagers im Salinar. Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, GRS-123, Braunschweig 1996.
- [31] F. Rummel, Fracture and flow of rock and minerals, in: *Landolt-Börnstein, New Series, Group V, Vol. 1: Physical Properties of Rocks, Subvol. b*, Herausgeber: G. Angenheister, Springer, 1982.
- [32] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling und B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran*, Cambridge University Press, Cambridge, 2. Auflage, 1992.

**Gesellschaft für Anlagen-
und Reaktorsicherheit
(GRS) mbH**

Schwertnergasse 1
50667 Köln
Telefon +49 221 2068-0
Telefax +49 221 2068-888

Forschungsinstitute
85748 Garching b. München
Telefon +49 89 32004-0
Telefax +49 89 32004-300

Kurfürstendamm 200
10719 Berlin
Telefon +49 30 88589-0
Telefax +49 30 88589-111

Theodor-Heuss-Straße 4
38122 Braunschweig
Telefon +49 531 8012-0
Telefax +49 531 8012-200

www.grs.de