



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

Zweiphasenfluss- bedingungen in einer homogenen granitischen Gesteinsmatrix

Abschlussbericht



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

**Zweiphasenfluss-
bedingungen in
einer homogenen
granitischen
Gesteinsmatrix**

Abschlussbericht

Herbert Kull
Dieter Flach
Volkmar Graefe

Juli 2001

Anmerkung:

Die diesem Bericht zugrundeliegenden Arbeiten wurden mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie (BMWi) unter dem Förderkennzeichen 02 E 8785 0 gefördert.

Die Arbeiten wurden von der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH durchgeführt.

Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt allein bei den Autoren.

**GRS - 172
ISBN 3-931995-39-9**

Deskriptoren:

Endlager, Gas, Gestein, Fluiddynamik, Petrophysik

Vorwort

Im schweizerischen Felslabor Grimsel (FLG) der Nagra werden seit 1984 Eigenschaften granitischer Formationen im Hinblick auf die Endlagerung radioaktiver Abfälle untersucht. Mit Blick auf alternative Endlagerformationen zum Salzgestein sind im Auftrag des Bundes (BMFT¹/BMBF²/BMWi³) die GSF⁴ und die GRS⁵ sowie die BGR⁶ mit eigenen Forschungs- und Entwicklungsprojekten an den Untersuchungen im Felslabor Grimsel beteiligt.

Im Rahmen dieser Forschungsarbeiten wurden von 1994 bis 1999 gemeinsam von der Nagra⁷, der GSF/GRS und der BGR in Einzeluntersuchungen der komplexe Themenkreis der hydraulischen Fließverhältnisse im Stollennahfeld unter Einbeziehung des ‚Zweiphasenflusses‘ bearbeitet.

Der vorliegende Bericht umfasst die speziellen Untersuchungsergebnisse auf dem Gebiet des Zweiphasenflusses in der granitischen Gebirgsmatrix, die von der GSF im Zeitraum von 5/94 bis 12/95 unter dem BMFT Förderkennzeichen 02 E 8151 A8 und nach dem Wechsel des GSF-Institutes für Tief Lagerung zur GRS zum 1. Juli 1995 im Zeitraum von 1/96 bis 3/99 unter dem BMBF bzw. BMWi Förderkennzeichen 02 E 08785 0 durchgeführt worden sind. Eine übergreifende Darlegung des aktuellen Kenntnisstand hinsichtlich der Nahfeldhydraulik mit der zusammenschauenden Bewertung der erzielten Ergebnisse wurde innerhalb des CTN-Projektes (Conclusions of the Tunnel Nearfield Programme) durchgeführt und im März 1999 berichtsmäßig abgeschlossen [3] .

¹ BMFT / Bundesministerium für Forschung und Technologie / Bonn

² BMBF / Bundesministerium für Bildung, Forschung und Technologie / Bonn

³ BMWi / Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie / Bonn

⁴ GSF / Forschungszentrum für Umwelt und Gesundheit GmbH / Neuherberg

⁵ GRS / Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit mbH / Köln

⁶ BGR / Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe / Hannover

⁷ Nagra / Nationale Genossenschaft für die Lagerung radioaktiver Abfälle / Wettingen / Schweiz

Zusammenfassung

Im Rahmen des Vorhabens „Untersuchung physikalischer Prozesse und Parameter zum Fluid- und Gastransport im Nahbereich von Endlagern in granitischen Formationen des Felslabors Grimsel“ wurden Experimente und Modellierungen zur Charakterisierung des Stollennahfeldes unter Einbeziehung des Problems der Zweiphasenströmung in der Matrix durchgeführt.

Zielsetzungen des Vorhabens waren die Erweiterung der Datenbasis hinsichtlich sättigungsabhängiger Gesteinsparameter der dichten granitischen Gesteinsmatrix und die Ermittlung der möglichen Auswirkungen der Stollenbelüftung auf die zeitliche und räumliche Entwicklung der ungesättigten Zone sowie welchen Einfluss diese auf die hydraulischen Fließverhältnisse ausübt. Beide Ziele berühren den Themenkreis des Zweiphasenflusses, der bei einer sicherheitsanalytischen Betrachtung der Gasausbreitung aus einer Endlagerstrecke in die Geosphäre von Bedeutung ist.

Aufgrund des Kenntnisstandes zu Beginn des Vorhabens war davon auszugehen, dass in einem normalerweise wassergesättigten granitischen Gebirge die großräumigen Fließverhältnisse kaum, stollennah aber erheblich durch die Stollenbelüftung beeinflusst werden können. Über die Ausdehnung und den Grad der Beeinflussung lagen keine quantitativen Daten und experimentell bzw. numerisch abgesicherte Erfahrungswerte vor.

In dem vorliegenden Projektabschlussbericht werden neben den Ergebnissen der In-situ Untersuchungen die Ergebnisse von Laboruntersuchungen vorgelegt, die für das grundlegende Verständnis und die quantitative Beschreibung von Zweiphasenflussbedingungen in einer granitischen Matrix erforderlich sind. Dargestellt werden die funktionalen Zusammenhänge und Beziehungen (Brooks-Corey) zwischen der Porensättigung und der relativen Permeabilität und dem Kapillardruck sowie ein zugehöriger weiterentwickelter empirischer Lösungsansatz zur Berechnung dieser sättigungsabhängigen Parameter (Pusch-Reitenbach). Für die Ermittlung des kapillaren Gaseintrittsdruckes wird eine neue Möglichkeit einer zeitsparenden Versuchsdurchführung aufgezeigt.

Die im Labor ermittelten hohen Eintrittsdrücke für Gas weisen darauf hin, dass Gas nur in einzelne Kapillare mit großen Öffnungsweiten eindringen und das Wasser verdrängen kann. In den überwiegenden kleinen Kapillaren sind die Kapillarkräfte aber zu hoch, so dass das Formationswasser hydraulisch (advektiv) nicht verdrängt werden kann. Die relative Wasserpermeabilität verringert sich bei einer etwa 30 %-igen Entsättigung um mehr als drei Größenordnungen auf unter 10^{-21}m^2 . Die in situ ermittelten Gaseintrittsdrücke in den wassergesättigten Stollennahereichen liegen über 3 MPa und im teilentsättigten Bereich bei ca. 2 MPa. Damit ist die Mobilität der freien Gasphase in der teilgesättigten Matrix praktisch gleich Null und ein gleichzeitiger advektiver Fluss von Wasser und Gas in einer teilgesättigten Matrix findet nicht statt.

Die Ergebnisse der In-situ-Untersuchungen unterstreichen, dass durch die Stollenbelüftung die Fließ- und Sättigungsbedingungen im Stollennahfeld im begrenzten Maße beeinflusst werden. Die zeitliche Entwicklung der Porenwasserdrücke mit der Ausbildung einer Unterdruckzone weist auf die räumliche Entwicklung einer ungesättigten Zone direkt an der Stollenoberfläche hin. Zeitgleiche hydraulische Tests ergaben eine um ca. ein- bis anderthalbfache Verringerung der effektiven Wasserpermeabilität. Die beobachtete Anisotropie der Wasserpermeabilität kann nicht durch eine Teilentsättigung infolge von Verdunstungseffekten erklärt werden. Möglicherweise führt aber die Verringerung des Porenwasserdruckes und eine damit verbundene Freisetzung von gelöstem Gas zu einer geringen aber unterschiedlichen Teilentsättigung, die die Anisotropie erklären würde.

Die erzielten Ergebnisse legen den Schluss nahe, dass die Ausdehnung der ungesättigten Zone maximal 0,5 bis 1,5 m beträgt. Über die Verdunstung wird dem Gebirge an der Stollenoberfläche bzw. am Ende der kommunizierenden Kapillaren laufend Wasser als Wasserdampf entzogen. Dieser Verdunstungseffekt führt zu der Teilentsättigung der größeren Poren im direkten Oberflächenbereich. Die Veränderung der Fließverhältnisse ist reversibel und auf den hydraulischen Wasserfluss aus der Gebirgsmatrix beschränkt. Aufgrund der bereits geringen Ausgangspermeabilität und der Absenkung der hydraulischen Drücke ist davon auszugehen, dass der advektive Fluss während der Stollenbelüftung in der Gebirgsmatrix zum Stillstand kommt.

Im Fall, dass Gas im Wasser als gelöste Komponente vorhanden ist, führt die Stollenbelüftung ebenfalls zu einer Teilentsättigung, wenn sich das gelöste Gas aus dem

Formationswasser aufgrund der Verringerung der Formationswasserdruckes entlöst. In den sehr kleinen Kapillaren ist dieses Gasvolumen praktisch unbeweglich. Diese Sättigungsveränderung trägt zusätzlich zur Verringerung der effektiven Wasserpermeabilität bei.

Aufgrund der geoelektrischen Widerstandsmessungen (Gleichstromverfahren) sind nur im direkten Oberflächenbereich des Stollens Anzeichen für eine Entsättigung gegeben. Hinweise auf eine fortschreitende Entsättigung der Gebirgsmatrix durch die intensive Stollenbelüftung, die auf das Vordringen einer Austrocknungsfront hingedeutet hätten, liegen nicht vor. Im Vergleich mit den Kalibrationsexperimenten im Labor legen die In-situ-Messungen den Schluss nahe, dass die Teilentsättigung maximal 10 bis 20 % beträgt und sich auf einen ca. 50-cm-breiten stollennahen Saum beschränkt. Mit dem ausschließlich im Labor eingesetzten Wechselstromverfahren zur direkten Ermittlung der Gesteinssättigung konnten bisher keine zufriedenstellenden Ergebnisse erzielt werden.

Auf der Basis der vorliegenden konstitutiven Sättigungsbeziehungen wurden numerische Rechnungen für ein vereinfachtes geometrisches Modell durchgeführt. Die mit dem Rechenprogramm MUFTE-THERMO durchgeführten Sensitivitätsrechnungen zum Zweiphasenfluss in der Gebirgsmatrix zeigen am Beispiel einer 1D-Modellierung die mögliche zeitliche Entwicklung der Fließverhältnisse unter Berücksichtigung von Hystereseeffekten. Obwohl das Modell aufgrund abweichender Randbedingungen nicht direkt auf die In-situ-Verhältnisse zu übertragen ist, zeigen die Modellierungsergebnisse eine gute Übereinstimmung mit den In-situ-Ergebnissen. Auch im Modell bildet sich im unmittelbaren Nahbereich eine Unterdruckzone aus. Wie im Experiment ermittelt, geht auch im Modell die Wassersättigung innerhalb des Porenraumes nur leicht zurück und der Massenstrom von Gas findet nur im unmittelbaren Stollenbereich statt. Damit sind die Ergebnisse der Modellierungen mit denen der hydraulischen Versuche und der geoelektrischen Messungen hinsichtlich des Entsättigungsverhaltens der Matrix konsistent.

Mit Blick auf die Projektziele ist festzustellen, dass die Datenbasis für eine quantitative Abschätzung der Auswirkungen einer ungesättigten Zone auf die hydraulischen Fließverhältnisse im Nahbereich erweitert werden konnte. Entsprechende Modellierungen belegen den Einfluss, den Sättigungsänderungen in der Matrix auf die Wasser- und Gasmobilität ausüben. Die Ergebnisse der Untersuchungen in der granitischen

Gesteinsmatrix unterstreichen, dass praktisch allein die Kapillarkräfte die Zweiphasenfluss-Eigenschaften einer kompakten granitischen Formation bestimmen. Der nachgewiesene Einfluss der Stollenbelüftung auf den advektiven Wassertransport zeigt aber auch, dass bisherige Interpretationen und Vorstellungen von Austrocknungsvorgängen in anderen dichten Formationen zu überprüfen sind. Die Empfindlichkeit der Fließeigenschaften von Gas und / oder Wasser auf Sättigungsänderungen zeigen eindeutig, dass in hydraulisch gering durchlässigen Gesteinen sinnvolle Vorausberechnungen nur unter Einbeziehung der spezifischen konstitutiven Sättigungsbeziehungen möglich sind.

Die erzielten Ergebnisse legen auch den Schluss nahe, dass das Verschlusskonzepte mit gasdichten Bauwerken in dichten geologischen Formationen zu überdenken sind, da unter Umständen die dann auftretenden hohen Gasdrücke die Integrität der technischen Barrieren nachteilig beeinflussen könnten.

Inhaltsverzeichnis

	Vorwort	I
	Zusammenfassung	III
	Inhaltsverzeichnis	VII
1	Einleitung	1
2	Untersuchung der Zweiphasenfluss-Eigenschaften einer granitisch- granodioritischen Gebirgsmatrix	5
2.1	Theoretische Grundlagen.....	5
2.1.1	Das Porennetzwerk einer Granitmatrix	7
2.1.2	Kapillardruck und kapillarer Gaseintrittsdruck.....	9
2.1.3	Absolute und relative Permeabilitäten.....	12
2.1.4	Porosität, Dichte und innere Oberfläche	14
2.2	Laboruntersuchungen	16
2.2.1	Beschreibung des Probenmaterials	16
2.2.2	Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung	17
2.2.3	Ergebnisse der Laboruntersuchungen	20
2.2.3.1	Absolute Gesteinspermeabilität	20
2.2.3.2	Gaseintrittsdruck und Poreneintrittsradius	21
2.2.3.3	Sättigungsbeziehung für relative Permeabilitäten und Kapillardruck.....	24
2.2.3.4	Zusammenstellung gesteinspezifischer petrophysikalischer Parameter.....	29
2.2.4	Zusammenfassung der Laborergebnisse.....	29
2.3	In-situ-Versuche im stollennahen Gebirgsbereich	31
2.3.1	Versuchsort und -einrichtungen	32
2.3.1.1	Bohrlochinstrumentierung mit Minipackersysteme.....	33
2.3.2	Versuchsablauf und Versuchsbedingungen.....	36
2.3.3	Einfluss der Stollenbelüftung auf die Druckentwicklung und –hysterese im Stollennahbereich	36
2.3.4	Einfluss der Stollenbelüftung auf die effektive Wasserpermeabilität in der Gebirgsmatrix.....	38
2.3.4.1	Injektionsversuche	38
2.3.4.2	Ergebnisse der Kommunikationsversuche.....	41

2.3.4.3	Gaseintrittsmessungen	44
2.3.5	Zusammenfassung der Ergebnisse der hydraulischen In-situ-Versuche.....	45
2.4	Bedeutung der Gebirgsentsättigung für die Gasmobilität im Stollennahfeld.....	46
3	Bestimmung der Sättigungsverteilung mittels geoelektrischer Messungen	47
3.1	Theoretische Grundlagen geoelektrischer Messverfahren	48
3.2	Laboruntersuchungen zur Bestimmung der Widerstandsabhängigkeit von der Sättigung	53
3.2.1	Untersuchungen an Bohrkernen	53
3.2.1.1	Messungen mit Gleichstrom.....	53
3.2.2	Formationsfaktor und Grenzschichtleitfähigkeit	55
3.2.3	Sättigungsindex.....	57
3.2.3.1	Messungen mit Wechselstrom	59
3.2.3.2	Geoelektrische Untersuchungen an einem Gesteinsblock	60
3.2.4	Ergebnis der Kalibriermessungen im Labor	63
3.3	In-situ-Untersuchungen zur Bestimmung der Sättigungsverteilung.....	67
3.3.1	Instrumentierung der Versuche	67
3.4	Durchführung der Versuche	71
3.4.1	Auslegungsrechnungen	71
3.4.2	Versuchsplanung	74
3.4.3	Versuchsablauf	78
3.4.4	Ergebnisse der In-situ-Untersuchungen.....	79
3.4.4.1	Zeitliche Änderung der Resistivität.....	79
3.4.4.2	Räumliche Verteilung der Resistivität	82
3.5	Zusammenfassung der geoelektrischen Messungen.....	88
4	Modellierung der Zweiphasen-Strömung in der Matrix.....	91
4.1	Beschreibung des Modells	91
4.1.1	Prinzipmodell.....	91
4.1.2	Geometrie	92
4.1.3	Grundlegende Gleichungen	92
4.1.3.1	Kontinuumsdarstellung.....	92
4.1.3.2	Kapillardruck - Sättigungsbeziehung.....	93
4.1.3.3	Mittlere Fließgeschwindigkeit in den Poren, Filtergeschwindigkeit	95

4.1.3.4	Fließgesetz.....	96
4.1.3.5	Relative Permeabilität	97
4.1.3.6	Kontinuitätsgleichung	98
4.1.3.7	Zustandsgleichungen	99
4.1.3.8	Kompressibilität des Korngerüstes.....	99
4.1.3.9	Druckdifferentialgleichungssystem.....	100
4.1.4	Druck-Sättigungs-Differentialgleichung.....	101
4.1.4.1	Nichtisothermes Zweiphasensystem mit Phasenübergängen	102
4.1.5	Stoffgesetze	102
4.1.6	Anfangsbedingungen	105
4.1.7	Randbedingungen.....	107
4.2	Das Rechenprogramm	108
4.2.1	Möglichkeiten des Programms und Herkunft	108
4.2.2	Lösungsmethode.....	108
4.2.3	Diskretisierung	109
4.2.4	Benutzte Programmversion.....	111
4.3	Ergebnisse	111
4.3.1	Räumliche und zeitliche Diskretisierung	111
4.3.2	Druckverhältnisse.....	112
4.3.3	Sättigungsverhältnisse	116
4.3.4	Massenfluss	119
4.3.4.1	Massenübergang von der Wasserphase zur Luftphase.....	119
4.3.4.2	Massenfluss der Wasserphase	122
4.3.4.3	Massenfluss der Luftphase	126
4.3.4.4	Summe der Massenflüsse.....	128
4.3.4.5	Zustrom in den Stollen	131
4.4	Zusammenfassung der Modellierungsergebnisse	135
5	Literaturverzeichnis	143
	Abbildungsverzeichnis.....	147
	Tabellenübersicht	151
	Anhang.....	153

1 Einleitung

Für die Entwicklung von Konzepten zur Endlagerung radioaktiver Abfälle in geologischen Formationen ist die Kenntnis der Eigenschaften der verschiedenen in Frage kommenden Wirtsgesteine und der angrenzenden Gesteinsschichten von grundlegender Bedeutung. Endlagerrelevante Untersuchungen in alternativen granitischen Formationen werden im Auftrag des BMFT/BMWi von der GRS u. a. im schweizerischen Felslabor Grimsel (FLG) durchgeführt, das die Genossenschaft für die Lagerung radioaktiver Abfälle (Nagra) seit Mai 1984 betreibt [1].

Die generelle Zielsetzung der Arbeiten im Felslabor Grimsel ist der Aufbau eines umfassenden Kenntnisstandes auf verschiedenen Fachgebieten, der für die Planung, die Errichtung und den Betrieb eines Endlagers erforderlich ist. Darüber hinaus sind Untersuchungsverfahren zu entwickeln und zu erproben, mit denen eine nach dem Stand der Technik optimale Erkundung durchgeführt werden kann [2].

Ein Schwerpunktthema der GSF-Arbeiten zwischen 1984 und 1994 war die Erfassung und Beschreibung von Strömungsvorgängen im Gebirge, die grundsätzlich auch für andere Formationen von Bedeutung sind. So wurden z. B. die großräumigen hydraulischen Fließverhältnisse des granitischen Gebirges und seine Makropermeabilität im Rahmen verschiedener In-situ-Versuche ermittelt [5], [6], [7]. Im sogenannten "Ventilationstest" wurde das Klima von zukünftigen Untertage-Endlagern in 1000 m Teufe in einem Abschnitt des Grimselstollens simuliert, indem dort die Lufttemperatur bis auf 40 °C erhöht und die Luftfeuchtigkeit in mehreren Stufen abgesenkt wurde. Die Versuche zeigten, dass sich z. B. schon durch die normale Belüftung eines sonst wassergesättigten Gebirges eine teilentsättigte Saumzone ausbildet und die Fließverhältnisse im Stollenumfeld zumindest vorübergehend verändert werden. Erste Laboruntersuchungen an Bohrkernen der granitischen Matrix wiesen auf eine große Abhängigkeit der relativen Permeabilitäten von Wasser und Luft sowie der Kapillardrücke von der Wassersättigung des Porenraumes hin, was durch Modellierungsstudien noch unterstrichen wurde. In all diesen Untersuchungen zeigte sich, dass die Strömungsverhältnisse im porösen Matrixgestein hinreichend genau nur mit experimentell abgesicherten Parameterwerten bzw. der Kenntnis der entsprechenden konstitutiven Sättigungsbeziehungen zu quantifizieren sind.

Im Rahmen der Arbeiten (1994-1997) waren daher im Labor und in situ als relevant eingestufte Zweiphasenfluss-Parameter und der Einfluss von Sättigungsänderungen auf die effektiven Fließeigenschaften eines stollennahen Matrixbereiches quantitativ zu ermitteln. Auch sollte die Anwendungsmöglichkeit von geoelektrischen und thermischen Messverfahren für die räumliche Erfassung der Wassersättigung von wenig geklüfteten Matrixgesteinen überprüft werden. Auf der Grundlage eines konzeptionellen hydraulischen Modells für den Zweiphasenfluss sollte die zeitliche Entwicklung einer Gebirgsentsättigung analysiert und ihre Bedeutung hinsichtlich der langfristigen Strömungsverhältnisse aufgezeigt werden.

Die folgenden Einzelaufgaben waren durchzuführen:

- Laborversuche zur Ermittlung von Zweiphasenfluss-Parametern an Bohrkernen
- In-situ-Versuche zur Ermittlung der Auswirkung der Stollenbelüftung auf die stollennahen Fließverhältnisse
- Entwicklung eines hydraulischen Modells für die Modellierung einer Zweiphasenströmung im stollennahen Matrixbereich
- Anwendung geoelektrischer Verfahren zur Bestimmung der Sättigungsverteilung
- Anwendungsmöglichkeiten des Thermographieverfahrens zur Kartierung von strukturgeologischen Elementen untertage (die Messungen im Felslabor Grimsel wurden vorzeitig eingestellt, um die hierfür benötigten Mittel für die Fortführungsarbeiten [3] und gleichartige Messungen im Hartgesteinslabor Äspö / Schweden einsetzen zu können [4]).

Im Rahmen der In-situ- und Modellierungsarbeiten wurden von der GRS die Auswirkungen der Stollenbelüftung auf die stollennahen Sättigungsbedingungen bzw. die zeitliche Entwicklung einer Austrocknungszone untersucht. Petrophysikalische und geophysikalische Laboruntersuchungen erfolgten im Auftrag der GRS durch das Institut für Tiefbohrtechnik Erdöl- und Erdgasgewinnung sowie dem Institut für Geophysik der TU-Clausthal und A. Irouschek (Mineralogie). Weiterhin eingebunden in die hydraulischen In-situ-Untersuchungen war die Firma SOLEXPERS/Schweiz.

Die Endlagerrelevanz der vorgesehenen Untersuchungen ergibt sich aus den Anforderungen und Fragen der Sicherheitsanalyse nach der räumlichen Ausdehnung und den hydraulischen Eigenschaften einer Saumzone im Kristallin und darüber hinausgehend in gering durchlässigen Festgesteinen. Aktuell ist die Frage nach dem zeitlichen Entweichen der Gasphase, die direkt im Abfallinventar oder durch Wechselwirkung der Einlagerungskomponenten mit dem Formationswasser erzeugt wird. Weiterhin stellt sich die Frage nach den in Endlagerkammern entstehenden Gasdrücken, wenn die Gasphase nicht entweichen kann sowie nach den Fließverhältnissen unter Zweiphasenfluss-Bedingungen im Stollennahbereich (vgl. Abb1.-1).

Die GRS-Arbeiten konzentrieren sich dabei auf den für eine Endlagerung zu bevorzugenden wenig gestörten granitischen Matrixbereich und welche funktionalen Zusammenhänge bei der Analyse der langfristigen Fließverhältnisse in dieser Zone zu berücksichtigen sind. Die Untersuchungen berühren damit auch die Frage nach der Bedeutung des Stollennahfeldes als Teil der geologischen Barriere eines Endlagers.

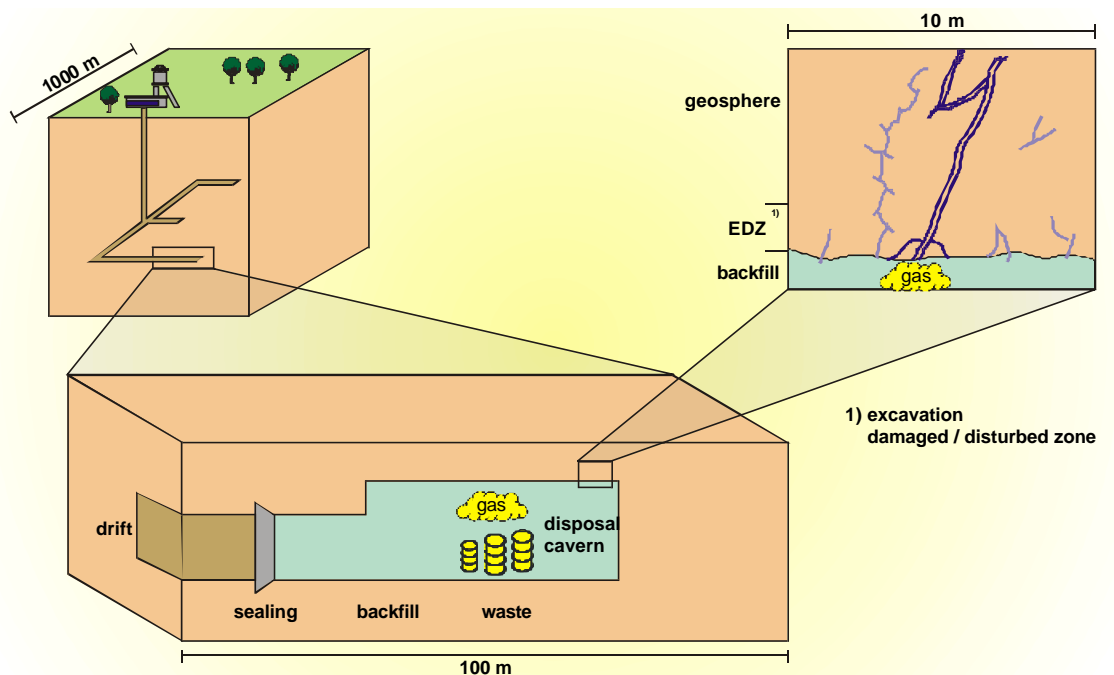


Abb. 1.-1 Ursache und Auswirkung der Gasfreisetzung aus einer Endlagerstrecke.

Der vorliegende Bericht enthält eine ausführliche Darstellung der im Zeitraum 1994 bis 97 durchgeführten Labor-, In-situ-, und Modellierungsarbeiten mit den erzielten

Ergebnisse sowie einer Ableitung von Schlussfolgerungen hinsichtlich der Bedeutung des Zweiphasenflusses in der Matrix eines Endlagers im Granit.

Die übergreifende Bewertung der hydraulischen Fließverhältnisse im Stollennahfeld unter Berücksichtigung komplexer Strukturen wie z. B. einzelner Scherzonen und auf-fahrungsbedingter Kluftsysteme wurde gemeinsam mit der Nagra und der BGR im Rahmen der Fortführungsarbeiten zwischen 1998 und 99 durchgeführt. Die Doku-mentation erfolgte als Nagra Technischer Bericht 99-07 [3] .

Das GSF/GRS-Vorhaben „Untersuchung physikalischer Prozesse und Parameter...“ war Teil des deutsch-schweizerischen Nahfeldprogrammes der Felslabor Grimsel Phase IV und V (1994-1997 und 1997-2002). Das vom BMFT zunächst unter dem Förderkennzeichen FKZ 02E8785 0 finanzierte, dann unter dem Förderkennzeichen 02 E 08785 0 des BMBF bzw. BMWi fortgeführte Vorhaben und von PTE-FZK Karlsruhe koordinierte Vorhaben wurde im Mai 1994 als eigenständiges Projekt gestartet und im März 1999, mit dem Abschluss der gemeinsam von GRS, Nagra und BGR und internationaler Beteiligung durchgeführten zusammenfassenden Synthesestudie, beendet.

2 Untersuchung der Zweiphasenfluss-Eigenschaften einer granitisch-granodioritischen Gebirgsmatrix

In Labor- und Feldexperimenten wurden die Auswirkungen einer möglichen Veränderung der Porenraumsättigung in einer ungestörten granitischen bis granodioritischen Gesteinsmatrix auf die Durchströmungseigenschaften hin untersucht.

Zielsetzung der am Institut für Tiefbohrtechnik, Erdöl- und Erdgasgewinnung [8] sowie am Institut für Geophysik der TU-Clausthal [34] und [35] durchgeführten Laboruntersuchungen war die Erweiterung der Datenbasis von relevanten Zweiphasenfluss-Parametern für kristalline Gesteine und die Weiterentwicklung der Messmethodik.

In einem Feldversuch wurde die Austrocknung des Stollennahfeldes unter praxisnahen Bedingungen nachgestellt. Ziel war die Ermittlung der geometrischen Ausdehnung sowie die Änderungen der hydraulischen Eigenschaften in dem Stollennahfeld. Zusätzlich wurden mögliche Hystereseeffekte hinsichtlich der Vollsättigung des Gebirges untersucht. Für die direkte Ermittlung von Sättigungsänderungen wurden geoelektrische Widerstandsmessungen durchgeführt (vgl. Kap.3.5).

2.1 Theoretische Grundlagen

In granitischen Gesteinen wird entsprechend der vorherrschenden Porenraumgeometrie zwischen dem intergranularen Gesteinstyp mit sphärischen oder zylindrischen Porenformen und dem intragranularen Gesteinstyp mit spaltenförmig ausgebildeten Poren unterschieden.

Im Hinblick auf die Bewegung von Fluiden im Porenraum wird die Gültigkeit des Darcy'schen Gesetzes vorausgesetzt. Die Berechnung der Filtergeschwindigkeit \mathbf{u} für ein repräsentatives Elementvolumen REV setzt dabei die Kenntnis der Fluideigenschaften, der hydrostatischen Druckbedingungen $\text{grad}(h)$ und einer gemittelten Gesteinspermeabilität k voraus.

$$\mathbf{u} = -k \cdot \text{grad}(h) \quad (2.1-1)$$

Bei Zweiphasen-Strömungsberechnungen ist insbesondere die Kenntnis der sättigungsabhängigen Permeabilitätsfunktion $k(S)$ erforderlich.

$$\mathbf{u} = -k(S) \cdot \text{grad}(h) \quad (2.1-2)$$

Zusammen mit den Eigenschaften der nichtbenetzenden Phasen, der Grenzflächen-
spannung σ und dem Reibungswiderstand $\cos \alpha$ bestimmt der wirksame Kapillar-
durchmesser d bzw. die Porenradienverteilung weitgehend den Kapillardruck p_c im
Porenraum.

$$p_c = \frac{4 \cdot \sigma \cdot \cos \alpha}{d} \quad (2.1-3)$$

Die Porenradienverteilung ist auch mitentscheidend, ob die Phasen gleichzeitig oder
getrennt voneinander strömen [8] .

Voraussetzung für die gleichzeitige Strömung zweier Phasen ist, dass der äußere
Druckgradient $\text{grad}(h)$ größer ist als der Reibungswiderstand $\cos \alpha$ zwischen dem
benetzenden Fluid und der Gesteinsoberfläche bzw. zwischen den beiden Phasen
selbst.

Beim getrennten Fluss fließt die benetzende Phase vorzugsweise in den Poren mit
kleineren Durchmessern und die nichtbenetzende Phase in den Poren mit größeren
Durchmessern.

Ist Wasser die benetzende Phase, kann sich eine weitere Einschränkung für einen
gleichzeitigen Zweiphasenfluss aus dem Einfluss der Schichtdicke des immobilen Was-
serfilms, die bei etwa 20 nm liegt, ergeben.

2.1.1 Das Porennetzwerk einer Granitmatrix

Die gesteinspezifische Porengeometrie und Porenradienverteilung wird durch Untersuchungsverfahren wie Dünnschliffuntersuchungen, Rasterelektronenmikroskopie (REM Aufnahmen) und indirekt durch Quecksilberporosimetrie ermittelt.

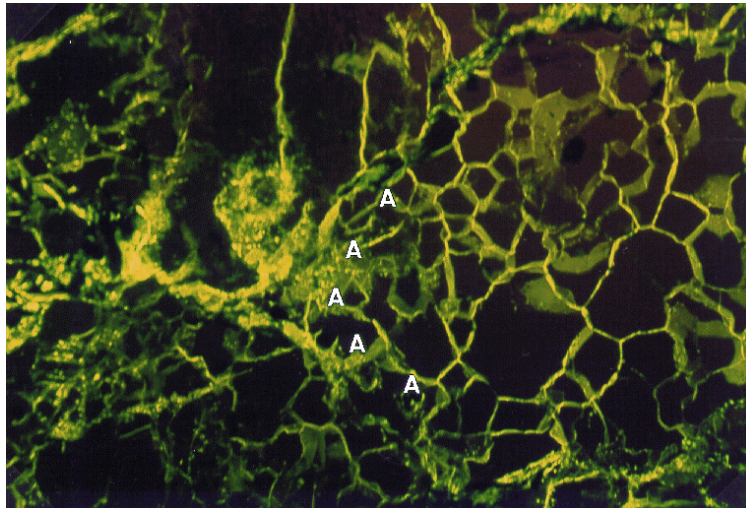


Abb. 2.1-1 Dünnschliffaufnahme einer granitischen Gesteinsmatrix (A) unter dem UV-Mikroskop (Bildausschnitt 2,7 x 1,9 mm). Das intergranulare Porenraumsystem (hell) wurde mit einem fluoreszierenden Kunstharz imprägniert.

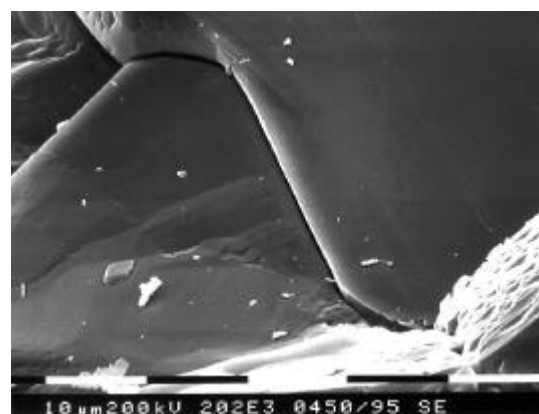
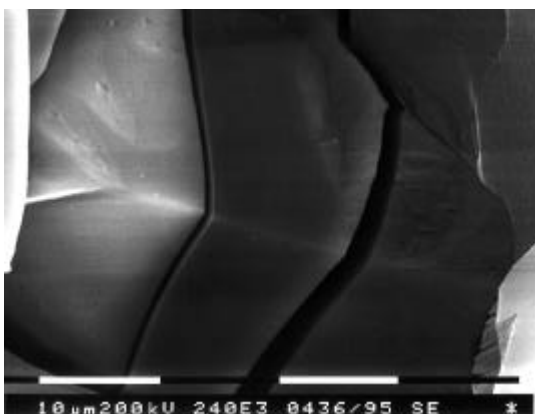


Abb. 2.1-2 REM-Aufnahme von Porenräumen in einer Quarzmatrix mit intragranularen Frakturen (links) und intergranularen Korngrenzflächen (rechts).

Die Analyse von Rasterelektronen- und Dünnschliffmikroskopieaufnahmen von der kristallinen Matrix aus dem Untersuchungsbereich belegt, dass das Porennetzwerk vom Granodiorit aus intergranularen und transgranularen Poren aufgebaut wird. Der Anteil von Lösungsporen und der 'Glimmerporosität' am kommunizierenden Porennetzwerk sind dagegen als verhältnismäßig klein einzustufen.

Die dominierende Geometrie der Matrixporen ist spaltenförmig mit trichterförmigen Zwischenräumen an den Tripelpunkten von Mineralecken. Beide Porenarten bilden mit Blick auf ein Fließmodell für eine Matrix ein kommunizierendes Kapillarsystem.

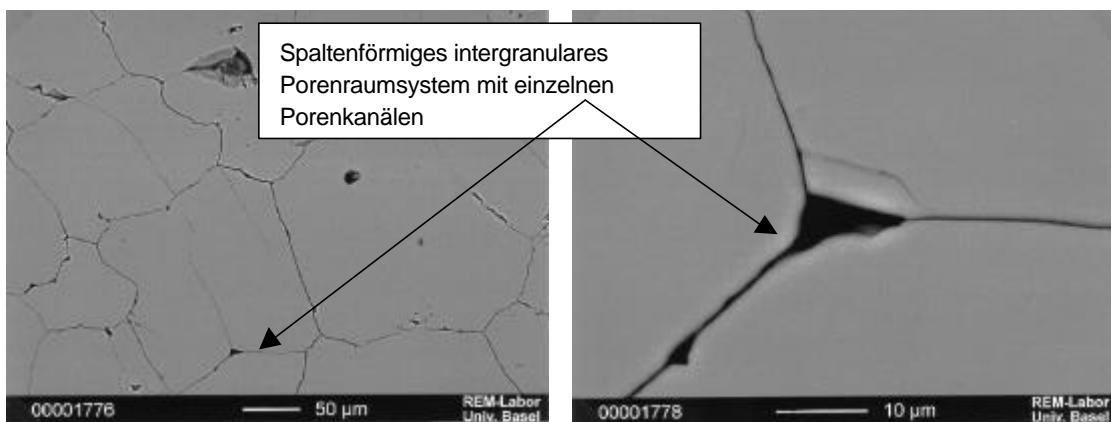


Abb. 2.1-3 REM-Aufnahme der spaltenförmigen Porenräume in einer Quarzmatrix (links). Einzelne größere Porenkanäle zwischen den Mineralecken (rechts).

Die Schwankungen in der Porenradienverteilung von 0,02 bis 2 µm ist durch die mineralogische Zusammensetzung der Matrix, die Morphologie der Minerale und dem Deformationsgrad (Textur, Foliation) des großräumigen Gebirges gegeben. Der repräsentative Charakter des Untersuchungsbereiches für einen wenig strukturierten Matrixbereich – Matrix REV – wird nach vorliegenden Erkenntnissen dadurch nicht beeinflusst.

2.1.2 Kapillardruck und kapillarer Gaseintrittsdruck

Die spezifischen hydraulischen Eigenschaften der nichtgeklüfteten kristallinen Matrix werden zusätzlich durch die Geometrie der verbundenen Porenräume bestimmt, da aufgrund des kleinen Porenvolumens von $\phi \approx 1\%$ auch der Durchmesser der Kapillaren sehr gering ausfällt.

Bei advektiven Strömungsvorgängen hängt die Verdrängung (Drainage) der benetzenden Wasserphase durch die nichtbenetzende Gasphase von der Anzahl und Größe der Poren (Kapillare) oder Spalten und vom kapillaren Eintrittsdruck P_e ab. Die geringste Porenweite b , die durch das Gas entsättigt werden kann, wird nach folgender Beziehung bestimmt:

$$b \geq \frac{4\sigma \cdot \cos \alpha}{P_e} \quad (2.1-4)$$

σ	Grenzflächenspannung,	N/m
α	Benetzungswinkel,	°
P_e	Eintrittsdruck,	Pa

In den größeren Poren fließen sowohl die nichtbenetzende verdrängende Phase als auch die benetzende Phase, während in den Poren mit kleineren Durchmessern nur noch ein kontinuierlicher Fluss der benetzenden Phase möglich wäre.

Für den Fall, dass Wasser in einen gasgesättigten Porenraum mit einer wasserbenetzenden Matrixoberfläche eindringt (Imbibition), erschweren die Grenzflächenkräfte den Eintritt von Wasser in das Gestein nicht; das Wasser wird im Gegenteil spontan imbibiert.

Dieser grundlegende Zusammenhang von kapillarem Eintrittsdruck und den effektiven Permeabilitäten wurde von Fatt&Dykstra [9] und Burdine [10] abgeleitet. Die Theorie wurde schließlich für eine explizite Sättigung von Corey [11] und Brooks [12] gelöst.

In Abb. 2.1-4 sind die entsprechenden Druckverluste in einem Spaltennetzwerk unter typischen Laborbedingungen (bei einer Filtergeschwindigkeit $u=0,86$ m/d und einer Probenlänge $L= 0,1$ m) graphisch dargestellt [8] .

Für jede Druckstufe, der eine poröse Probe ausgesetzt wird, dringt die verdrängende Phase in das 2D-Spaltennetzwerk aus verschiedenen Spaltenweiten bis zu einem bestimmten Grad ein, wie in Abb. 2.1-5 dargestellt. Die Eindringtiefe x ist abhängig vom Viskositätsverhältnis V der benetzenden (wetting, w ; Index, i) zur nichtbenetzenden (non-wetting, nw ; Index, j) Phase.

$$\frac{x_j}{L} = \frac{1}{(V-1)} \left[\left(1 + (V^2 - 1) \frac{b_j^2}{b_i^2} \right)^{0.5} - 1 \right] \quad (2.1-5)$$

Um die Versuchszeit bei Laborexperimenten kontrollieren zu können, müssen sehr kleine Verdrängungsfließraten eingestellt werden können; für eine vorgegebene Rate muss eine minimale Porenweite existieren, bei der der Druckverlust Δp_f durch Reibung höher ist als der kapillare Eintrittsdruck [14] .

$$\Delta p_f = \frac{12 \cdot q \cdot \mu \cdot L}{b^2} = \frac{4\sigma \cdot \cos\alpha}{b} \quad (2.1-6)$$

q	Fließrate pro Querschnittsfläche,	ms^{-1}
μ	dynamische Viskosität,	$Pa \cdot s$
L	Probenlänge,	m
b	Porenweite,	m

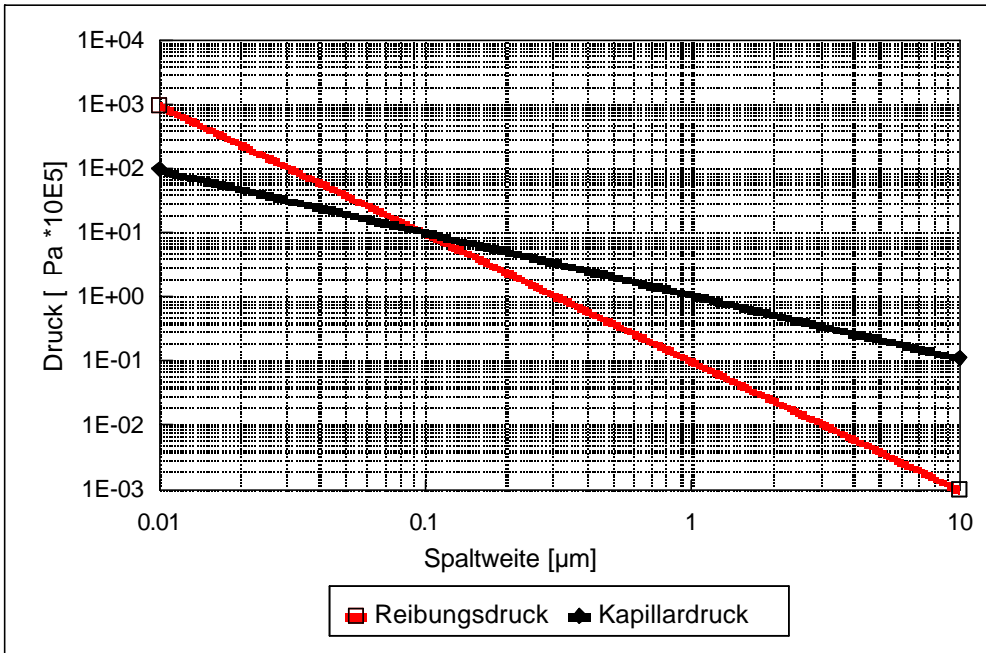


Abb. 2.1-4 Druckverluste in einem Spaltennetzwerk bei getrennter Phasenströmung.

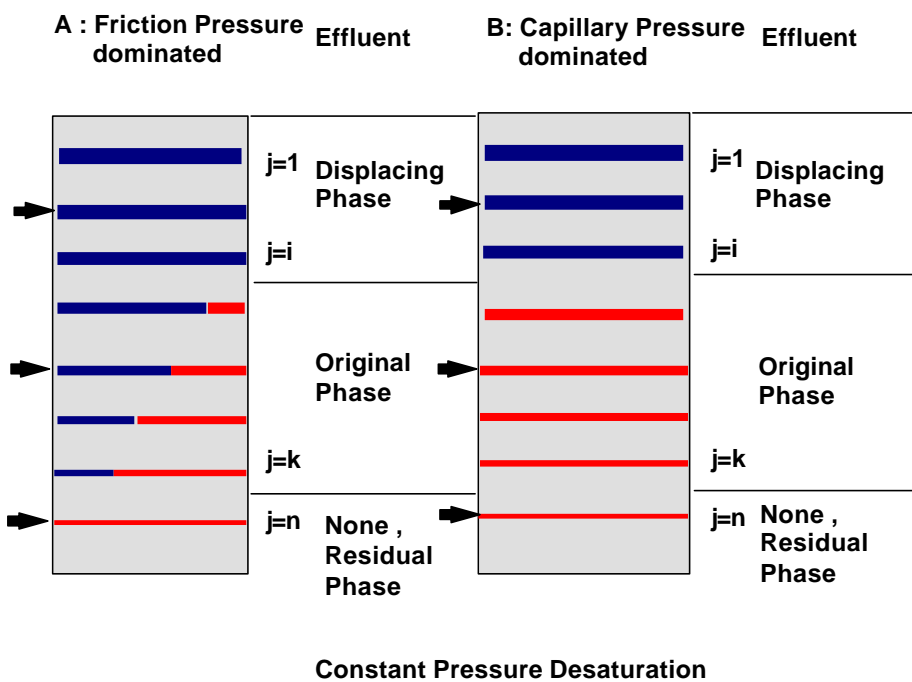


Abb. 2.1-5 Verdrängungsmodell für getrennte Phasenströmung bei Entsättigung unter konstantem Druck [8] .

2.1.3 Absolute und relative Permeabilitäten

Die Ermittlung der absoluten Gesteinspermeabilität erfolgt durch Auswertung von Laborversuchen nach der verallgemeinerten Darcy'schen Gleichung für kompressible Medien:

$$k_g = \frac{2 \cdot q \cdot \mu \cdot l}{A} \cdot \frac{p_{atm}}{(p_1^2 - p_{atm}^2)} \quad (2.1-7)$$

wobei

k_g	Gaspermeabilität,	m^2
q	Fließrate,	$m^3 s^{-1}$
μ	dynamische Viskosität,	Pa s
l	Probenlänge,	m
A	Probenquerschnittsfläche,	m^2
p_1	Injektionsdruck,	Pa
p_{atm}	Atmosphärendruck	Pa

Auftretende Gleitströmungseffekte in der Gasphase, die zu Abweichungen vom reinen Darcy-Fluss führen (scheinbare Permeabilität k_s), werden durch die Klinkenberg-Korrektur berücksichtigt.

$$k_s = k_g \left(1 + \frac{\alpha}{p_m}\right) \quad (2.1-8)$$

$$p_m = (p_1 + p_2) / 2 \quad (2.1-9)$$

p_1, p_2	Porendrücke (Probeneingang, -ausgang)	Pa
α	Klinkenberg-Konstante	-
k_s	Klinkenberg korrigierte Permeabilität	m^2

Im Idealfall, d. h. wenn keine Wechselwirkung zwischen dem Fluid und dem Korngerüst auftritt, ist die ermittelte absolute Gaspermeabilität k_g gleich der absoluten

Wasserpermeabilität k_w . Bei den vorliegenden Messungen verringern residuale Gas-sättigungen jedoch die Werte der absoluten Wasserpermeabilität.

$$k_w = \frac{\sigma^2 (\cos \alpha)^2 \phi}{3} \sum_1^i \frac{\Delta S_{wj}}{p_{cj}^2} \quad (2.1-10)$$

und

$$k_w = \frac{\sigma^2 (\cos \alpha)^2 \phi}{3} \sum_{i+1}^k \frac{\Delta S_{wj}}{p_{cj}^2} \left[\frac{x_j}{L} \left(1 + \frac{x_j}{L} (V-1) \right) \right]^{-1} \quad (2.1-11)$$

Die niedrige absolute Wasserpermeabilität von kristallinen Gesteinen erschwert die Laboruntersuchungen zur Messung der relativen sättigungsabhängigen Permeabilitäten unter stationären Bedingungen bei konstanter Fließrate. Über theoretische Modellansätze besteht die Möglichkeit, die relativen Permeabilitäten allein aus den Kapillardruckmessungen rechnerisch zu ermitteln [8], [14].

Abweichend von der klassischen Theorie nach Purcell [14] ist ein instationäres Fließmodell Grundlage der Gleichung für die relative Permeabilität k_w der verdrängten Phase (hierbei ist Wasser für den Drainagefall und Gas für den Imbibitionsfall die verdrängte Phase).

$$k_{r_w} = \frac{\int_1^I (S_{wD})^{2m} \cdot dS_w}{\int_{S_{wc}}^1 (S_{wD})^{2m} \cdot dS_w} \quad (2.1-12)$$

$$k_{r_{nw}} = \frac{\int_{S_{wc}}^{S_{wi}} \frac{(v-1) \cdot (S_{wD})^{2m} dS_w}{\left[1 + (v^2 - 1) \left(\frac{S_w - S_{wc}}{S_{wi} - S_{wc}} \right)^{2m} \right] - \left[1 + (v^2 - 1) \left(\frac{S_w - S_{wc}}{S_{wi} - S_{wc}} \right)^{2m} \right]^{0.5}}}{\int_{S_{wc}}^1 (S_{wD})^{2m} \cdot dS_w} \quad (2.1-13)$$

mit

$$S_{wD} = \frac{S_w - S_{wc}}{1 - S_{wc}} \quad (2.1-14)$$

mit:

S_{wD}	Sättigung der dranierenden benetzenden Phase	-
S_w	Sättigung der benetzenden Phase	-
S_{wc}	Kritische Sättigung der benetzenden Phase	-
S_{wi}	Sättigung der benetzenden Phase entsprechend dem Kapillardruck	- .

Für den Fall, dass die Teilsättigung in den unvollständig drainierten Spalten vernachlässigt werden kann, wurde folgende vereinfachte Formel abgeleitet:

$$k_{rw} = \frac{\int_{S_{wc}}^{S_{wi}} (S_{wD})^{2m} \left[1 + (V^2 - 1) \left(\frac{S_w - S_{wc}}{S_{wi} - S_{wc}} \right)^{2m} \right]^{-0.5} dS_w}{\int_{S_{wc}}^1 (S_{wD})^{2m} dS_w} \quad (2.1-15)$$

Tortuositätseffekte werden dabei in der gleichen Weise wie bei Burdine [10] berücksichtigt:

$$k'_{rw} = k_w \cdot S_{wD} \quad (2.1-16)$$

$$k'_{mw} = k_{mw} \cdot S_{wD} \quad (2.1-17)$$

k' = Relative Permeabilität unter Berücksichtigung der Tortuositätseffekte.

2.1.4 Porosität, Dichte und innere Oberfläche

Die Porositäten und Dichten werden archimedisch durch Wägung der Probenmassen [getrockneten (m_{mtx}), vollständig gesättigt ($m_{naß}$)] sowie der Auftriebsmasse der voll gesättigten Probe m_{tauch} in derselben Flüssigkeit, die für die Porensättigung benutzt wurde, bestimmt.

$$\phi = \frac{m_{\text{naß}} - m_{\text{mtx}}}{m_{\text{naß}} - m_{\text{tauch}}} \quad (2.1-18)$$

Die Matrixdichte ρ_{mtx} wird bestimmt gemäß:

$$\rho_{\text{mtx}} = \rho_{\text{fl}} \frac{m_{\text{mtx}}}{m_{\text{mtx}} - m_{\text{tauch}}} \quad (2.1-19)$$

mit:

m_{tauch}	Masse der getauchten Probe	g
ρ_{fl}	Dichte der Tauchflüssigkeit.	g/cm ³

Unter Laborbedingungen beträgt die Dichte der verwendeten Flüssigkeit (destilliertes Wasser) $\rho_{\text{fl}} = 0.9979 \text{ g/cm}^3$.

Das Bindeglied zwischen Porosität, Formationsfaktor (vgl. Kap.3.2.1.1) und Permeabilität stellt die innere Oberfläche dar. Sie wird normalerweise mit einem Areameter nach der BET-Einpunktmethode aus der Absorption des Stickstoffs bei $T = 77 \text{ K}$ bestimmt. Das Auflösungsvermögen des Areameters beträgt etwa $S_g = 0.1 \text{ m}^2/\text{g}$.

Die Ermittlung der Größe der inneren Oberfläche wurde nach der Kozeny-Carman-Beziehung vorgenommen, die eine Beziehung der inneren Oberfläche zum Formationsfaktor F und der Permeabilität k herstellt [16]. Die auf den Porenraum bezogene innere Oberfläche S_{por} ist:

$$S_{\text{por}} = \left(\frac{1}{2} \frac{1}{Fk} \right)^{1/2} \quad (2.1-20)$$

Bei bekannter Dichte ρ und Porosität ϕ lässt sich die auf die Masse bezogene innere Oberfläche berechnen:

$$S_g = \frac{S_{\text{por}} \phi}{\rho (1 - \phi)} \quad (2.1-21)$$

2.2 Laboruntersuchungen

2.2.1 Beschreibung des Probenmaterials

Die petrophysikalischen Laboruntersuchungen wurden an Bohrkernproben aus dem Bereich des Versuchsstollens (Stollenmeter VE494 bis 521) durchgeführt.

Entsprechend den Hauptmineralbestandteilen (vgl. Abb. 2.2-1) sind die Kerne einem granodioritischen bis granitischen Gesteinstyp zuzuordnen. Die Gesteine sind durch bis zu 10 mm mächtige Glimmerbahnen gering texturiert. Neben einzelnen Porphyroblasten von bis zu 20-mm-großen Kalifeldspäten wird die Matrix von millimetergroßen Quarzkristallen und teilweise zersetzten Plagioklasen aufgebaut. Clusterartig auftretende Quarzneubildungen treten in Korngrößen bis zu 1 mm auf.

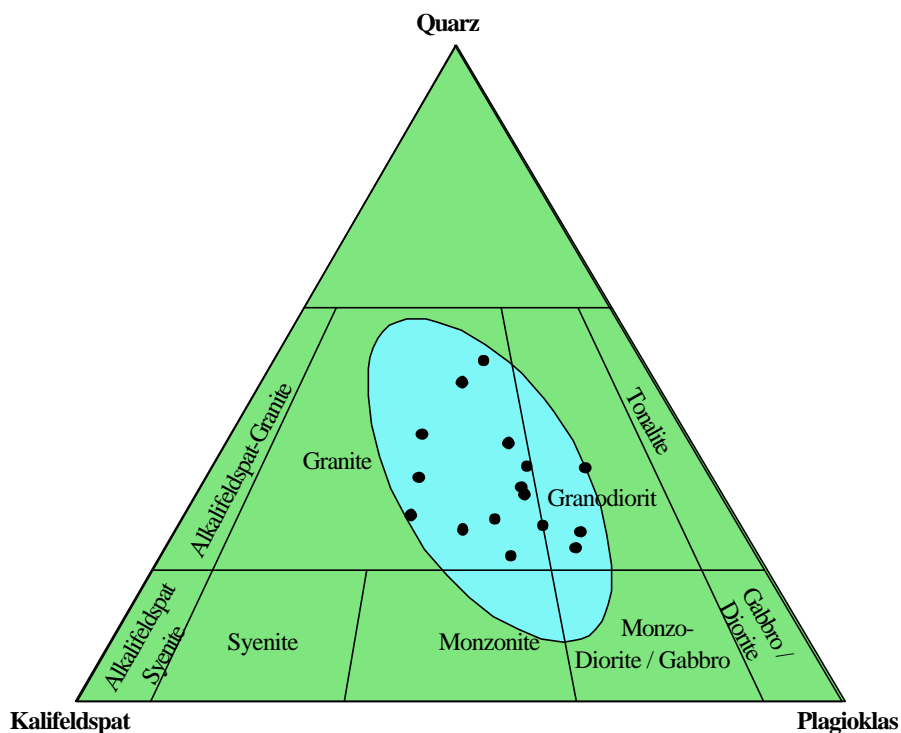


Abb. 2.2-1 Mineralogische Zusammensetzung repräsentativer Gesteinstypen aus dem Untersuchungsbereich

2.2.2 Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

Die Bestimmung der relativen Permeabilitäten für Wasser und Stickstoff erfolgte bei konstanter Fließrate in einer modifizierten Hassler-Zelle [15].

Dazu wurde vom Institut für Tiefbohrtechnik der TU-Clausthal eine Anlage entwickelt, die es erlaubt, sowohl mit konstanten Injektionsraten zu arbeiten, als auch Entsättigungsexperimente unter konstantem Druck entsprechend der in Kap. 2.1.2 geschilderten kapillaren Entsättigungsprozedur durchzuführen. Die Anlage ist in Abb. 2.2-2 dargestellt.

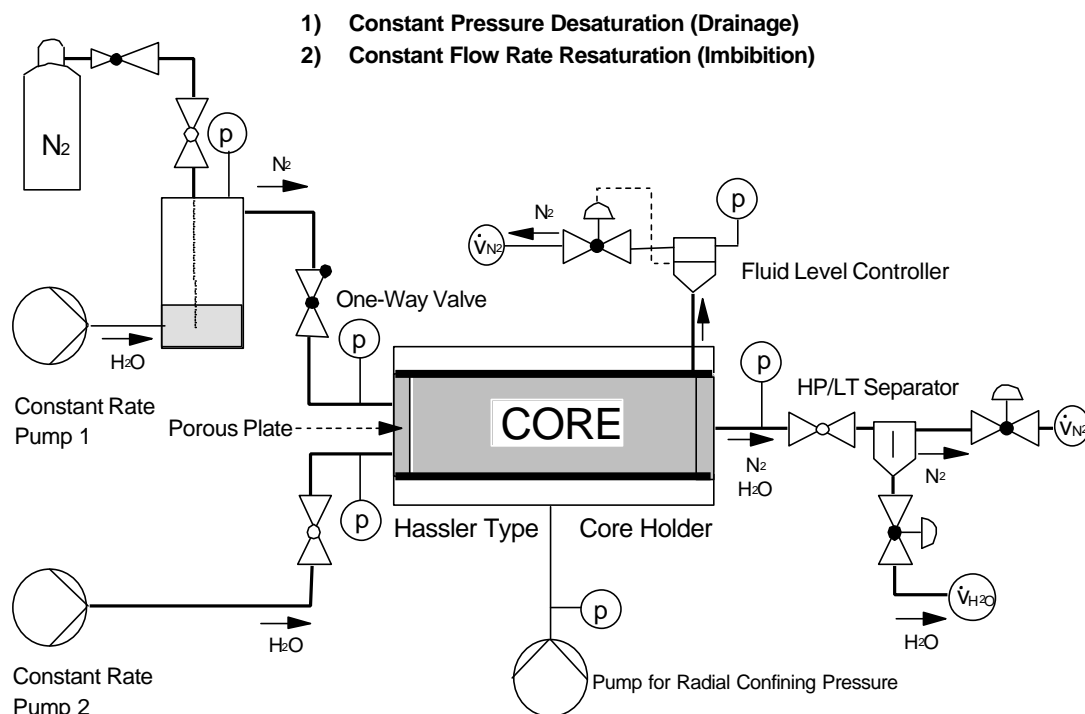


Abb. 2.2-2 Schema der Anlage für die Verdrängungsmethode mit einer stagnierenden Phase [8].

Spezielle pulsationsfreie Verdrängerpumpen für niedrige Pumpraten wurden eingesetzt, um einen Zweiphasenfluss mit geringen Volumenströmen zu erreichen. Die Messung der Druckdifferenzen erfolgte direkt an den Stirnflächen der Probe. Zur Vermeidung von Sättigungsgradienten an den Kernendflächen, sogenannte Endeffekte, wurden grobporige Sinterplatten verwendet. Die Bestimmung der Sättigung sowie die Sät-

tigungsänderungen wurden gravimetrisch durch Ausbau und Wägung der Kerne bestimmt.

Für diese Experimente wurden Kernstücke mit einer Länge von 3 cm und einem Durchmesser von 5 cm eingesetzt. Die Proben wurden nach Einbau in die Hassler-Zelle zunächst mit Kohlendioxid geflutet, um die im Kern vorhandene Luft auszutauschen. Anschließend wurde der Kern mit destilliertem Wasser bei Drücken bis 2 MPa geflutet, um das im Kern eingeschlossene Kohlendioxid einzulösen und auszutragen. Aus der Gewichtszunahme des Kerns wurde die effektive Porosität bestimmt. Der Radialdruck der Hassler-Zelle wird 1 MPa über dem Injektionsdruck gehalten. Die kapillare Entsättigung beginnt mit dem Fluten des gesättigten Kernes mit feuchtem Stickstoff bei konstantem Injektionsdruck, bis die Verdrängung des Wassers aufhört und sich kernausgangsseitig die Gasrate stabilisiert. Die Gasrate und die Druckdifferenz über dem Kern wurden aufgezeichnet und damit die effektive Gaspermeabilität bestimmt. Der Zeitbedarf für jede Druckstufe betrug durchschnittlich etwa 48 Stunden. Die Kernproben wurden zur Sättigungsbestimmung am Ende jeder Druckstufe ausgebaut und gewogen. Der Zeitbedarf für eine Messreihe beträgt mindestens 3 Wochen. Bei der letzten Druckstufe von 10 MPa wurde die effektive Gaspermeabilität bei irreduzierbarer Wassersättigung bestimmt.

Bei dieser sogenannten Verdrängungsmethode mit einer stagnierenden Phase verhält sich das poröse Kernmaterial wie ein semipermeables Diaphragma, das den Fluss der nichtbenetzenden Phase durch den Teil des Kapillarsystems erlaubt, aus dem die benetzende Phase verdrängt wurde, wenn der Eintrittsdruck der Kapillare durch den aufgebrachten Druck erreicht wurde. Aus kleineren Poren kann die benetzende Phase nicht verdrängt werden und verbleibt dort als stagnierende Phase. Die Anlage zur Messung des kapillaren Poreneintrittsdruckes/Durchbruchdruckes und der Kapillardruckfunktion unter triaxialen Bedingungen wird in Abb. 2.2-3 dargestellt.

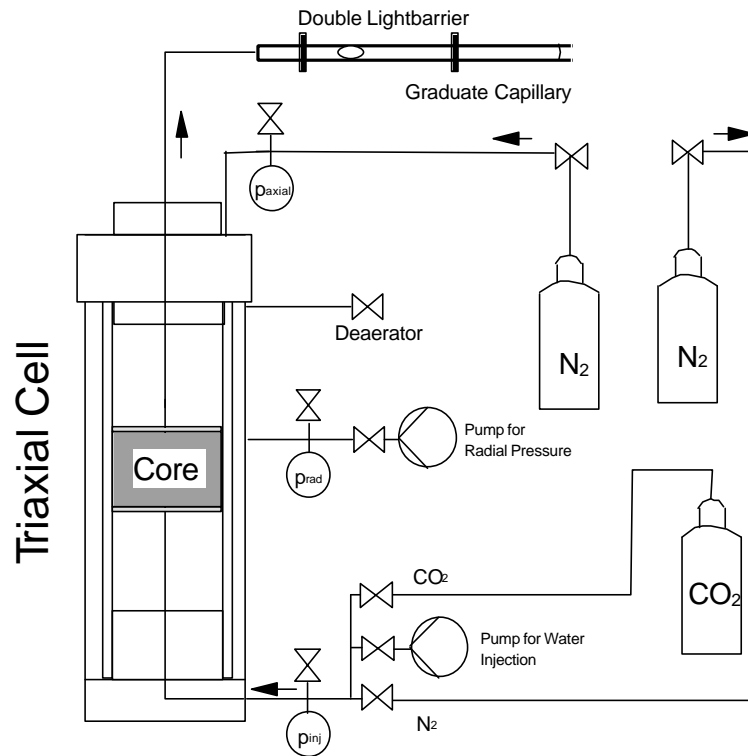


Abb. 2.2-3 Schema der Anlage zur Bestimmung des Durchbruchdruckes unter triaxialen Bedingungen [8] .

Die Versuchsdurchführung verbindet den kapillaren Ent sättigungsprozess zur Bestimmung der Kapillardruckfunktion mit der Bestimmung der effektiven Permeabilität der nichtbenetzenden Phase, unter stationären Bedingungen bei verschiedenen steigenden Drücken und Sättigungen.

Da sich der kapillare Eintrittsdruck und der Durchbruchdruck nur entsprechend der zu überwindenden Reibungskräfte unterscheiden, kann der Gasdurchbruch durch die größte Pore des Netzwerkes nur beobachtet werden, wenn der Eintrittsdruck der verschiedenen Kapillaren in sehr kleinen Stufen angehoben wird, was zu einem hohen Zeitaufwand führt. Der Indikator für das Erreichen des Eintrittsdruckes ist die Bewegung der Wassersäule, die mit der Füllung der Kapillaren in Kontakt steht; die Bewegung kann durch eine Luftblase visualisiert werden. Der Durchbruch der Gasphase durch die größte Kapillare ist durch das kontinuierliche Austreten von Gasblasen auf der Austrittsseite zu beobachten. Beide Indikatoren werden apparativ durch eine doppelte Lichtschranke erfasst.

Zur Bestimmung des Durchbruchsdruckes wurden zwei verschiedene Methoden angewandt, die im folgenden verglichen werden:

Nach der ersten Methode ("Forward Incremental Pressure Approximation Method") mit kleinen steigenden Injektionsdruckstufen können sowohl die Wasserbewegung als auch der Gasdurchbruch und damit der Eintritts- und der Durchbruchsdruck ermittelt werden.

Die Messung des Durchbruchsdruckes nach der "Forward Incremental Pressure Approximation"-Methode beinhaltet eine Steigerung des Injektionsdruckes in kleinsten Stufen. Dabei wird die Wasserphase der Kernprobe mobilisiert. Der Druck, bei dem der Gasdurchbruch beobachtet wird, wird um die Hälfte der letzten Druckstufenänderung vermindert als Durchbruchsdruck bestimmt. Diese Methode ist relativ zeitaufwendig.

Bei der zweiten Methode ("Backward Break-Through Time Extrapolation Method") wird der Gasdurchbruch durch die höheren Differenzdrücke schneller erreicht. Durch das Auftragen des Kehrwertes der Durchbruchzeit gegen den Druck ergibt sich die Durchbruchfunktion ("Break-Through"-Funktion). Aus dieser Funktion kann durch Extrapolation gegen unendliche Zeit der Durchbruchsdruck ermittelt werden.

Bei dieser Methode werden die Gesteinsscheiben nach jeder Differenzdruckstufe wieder aufgesättigt und der Differenzdruck auf die nächst höhere Druckstufe angehoben. Mindestens drei Druckstufen werden für die Bestimmung der Durchbruchsdruckfunktion benötigt, um auf eine unendliche Durchbruchzeit und damit auf den Durchbruchsdruck extrapolieren zu können.

2.2.3 Ergebnisse der Laboruntersuchungen

2.2.3.1 Absolute Gesteinspermeabilität

Die gemittelte absolute Permeabilität (Gas) der granodioritisch bis granitischen Gesteine liegt bei $2 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$. In früheren Untersuchungen wurden für Wasser an petrographisch vergleichbaren Proben absolute Permeabilitäten zwischen 10^{-19} und 10^{-18} m^2 ermittelt [3]. Die Differenz zwischen der Wasser- und der Gaspermeabilität kann

u. a. mit einem Anteil einer residualen Gassättigung erklärt werden. Eine gute Übereinstimmung zeigten auch die gemessenen und die aus den kapillaren Entsättigungskurven nach Purcell [12] errechneten Wasserpermeabilitäten (vgl.Tab. 2.2-1). Eindeutige Hinweise auf eine Abhängigkeit der Permeabilitäten von der Petrographie bzw. der Porosität liegen nicht vor.

Tab. 2.2-1 Absolute Gaspermeabilitäten und Klinkenberg-Konstanten sowie gemessene und errechnete Permeabilität für Wasser (bei 100 % Wassersättigung).

Proben Zg 151 - 158	Gas-Permeabilität	Klinkenberg-Konstante
	10^{-18} m^2	MPa
Variationsbereich	1,89 – 3,27	0,72 – 0,23
Mittelwert	2,32	0,36
Fehler	$\pm 0,46$	$\pm 0,18$
Proben L512 und L519	Wasser-Permeabilität	
gemessen	4,31 – 4,65	
berechnet	4,23 – 2,95	

2.2.3.2 Gaseintrittsdruck und Poreneintrittradius

In Tab. 2.2-2 werden die gemessenen und extrapolierten Gaseintrittsdrücke miteinander verglichen und die dazugehörigen effektiven Permeabilitäten für Wasser und Gas dargestellt, die bei minimaler kontinuierlicher Gassättigung im Kern ermittelt wurden.

Von besonderem Interesse sind die beiden Fälle, in denen die entsättigte größte Kapillare nach gezielter Druckabsenkung spontan mit Wasser reimbibiert und ein Schließdruck gemessen wurde, der deutlich unter dem Durchbruchdruck lag, so dass eine bemerkenswerte Hysterese beobachtet werden konnte. Die Größe der Kernscheiben, die für diese Untersuchung verwendet wurden, besaßen, um die Versuchszeit so gering wie möglich zu gestalten, eine Länge von etwa 1,5 cm.

Tab. 2.2-2 Gemessene und extrapolierte Gaseintrittsdrücke P_e

		Druck rad./axial	k_{effektiv} Wasser	P_e (gemittelt)	P_e (extrapol.)	k_{effektiv} Gas	Porenradius	Schließ- druck
		MPa	10^{-18} m^2	MPa	MPa	10^{-18} m^2	μm	MPa
K-G 1	L51895-139		0,44	0,19	0,18	0,0056	0,75	
K-G 3	L51895-120		0,5	0,31	-	0,0032	0,46	0,13
K-G 4	L51895-176		1,0	0,37	0,45	0,0018	0,38	
		5 / 10	0,65	0,65	-	0,0005	0,22	
K-G 6	L52000-131		0,65	0,43	0,45	0,0025	0,33	
K-G 7	L52000-140		1,2	0,37		0,0017	0,38	0,1
K-G 8	L52000-148		1,26	0,27		0,0018	0,53	

Die unter $1 \mu\text{m}$ großen Poreneintrittsradien wurden aus den Durchbruchdruckwerten errechnet.

Für einige der Kernproben wurde der Gaseintrittsdruck nach "Forward Incremental Pressure Approximation Method" gemessen und nach der "Backward Break-Through Time Extrapolation Method" extrapoliert (vgl. Kap.2.2.2).

In Abb. 2.2-4 sind die Versuchsergebnisse beider Methoden am Beispiel von Kern L 52000-131 gegenübergestellt. Das linke Diagramm ("Forward Incremental Pressure Approximation Method") zeigt die im Verlauf von 900 Stunden eingestellten Druckstufen. Der Gasdurchbruch, gleichbedeutend mit dem Überwinden des Gaseintrittsdruckes, erfolgt bei einer Druckstufe von ca. 0,5 MPa.

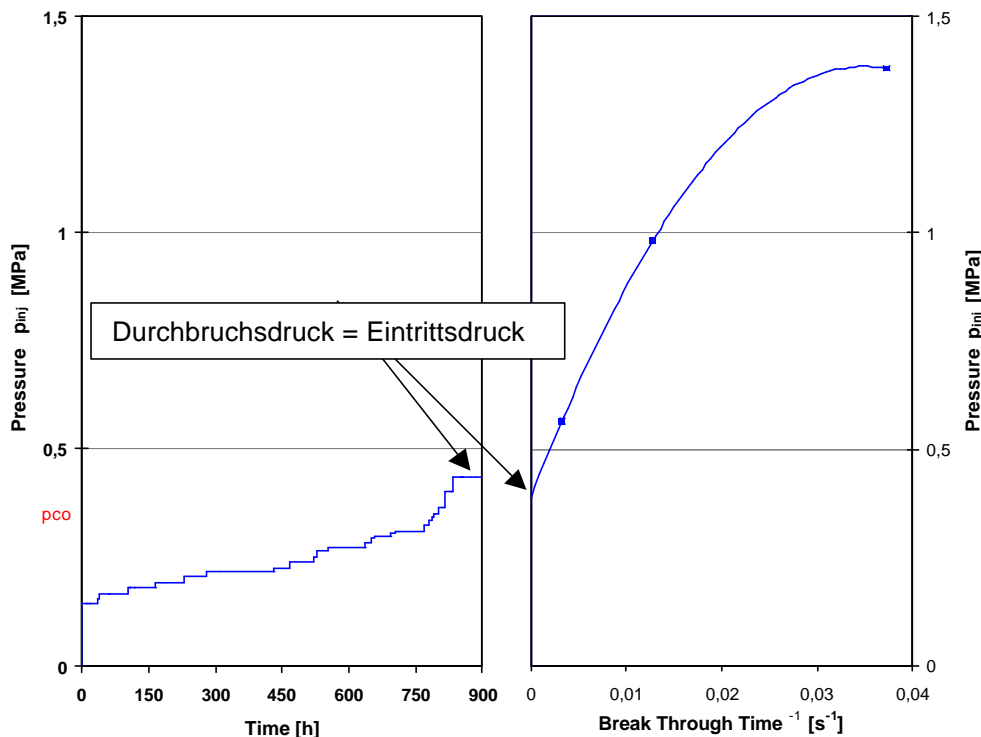


Abb. 2.2-4 "Forward Incremental Pressure Approximation Method" und "Backward Break-Through Time Extrapolation Method" am Beispiel von Kern L 52000-131 dargestellt.

Im rechten Diagramm (der "Backward Break-Through Time Extrapolation Method") ergibt sich der Gaseintrittsdruck von ca. 0,5 MPa als Schnittpunkt der Extrapolationskurve mit der Ordinate. Praktischer Vorteil dieser Methode: die drei erforderlichen Messpunkte können innerhalb weniger Stunden ermittelt werden.

Der beobachtete Gaseintrittsdruck p_{co} variiert zwischen 0.19 und 0.65 MPa und kann mit der Permeabilität der Proben in Verbindung gebracht werden – je höher die Permeabilität, desto niedriger ist im allgemeinen der Gaseintrittsdruck (vgl. Abb. 2.2-5). Kernprobe L 51895-139 (K-G 1) hatte mit 0.19 MPa einen deutlich niedrigeren Gaseintrittsdruck als alle anderen untersuchten Kernproben, die für Messungen unter spannungsfreien Bedingungen im Bereich zwischen 0.3 und 0.4 MPa lagen. Dies könnte auf eine Struktur im Probenmaterial, wie z. B. einem durchgehenden Mikroriss, zurückzuführen sein. Der Gasaustritt aus dem Kernmaterial konnte durch die Plexiglaszelle hindurch beobachtet werden. Für Kern L 51895-139 befand sich der Bereich,

durch den das Gas austrat, nahe der Probenmitte, so dass Randläufigkeiten ausgeschlossen werden konnten.

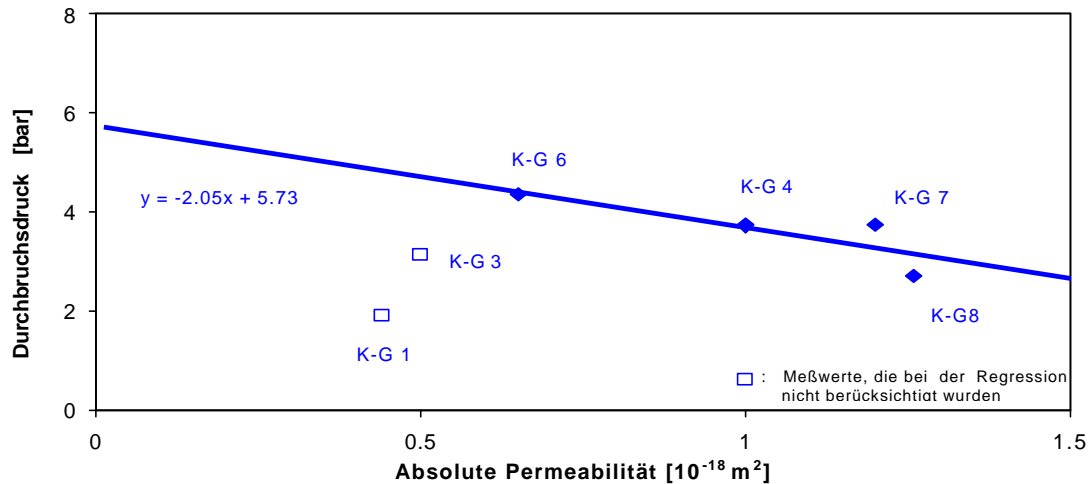


Abb. 2.2-5 Durchbruchdruck (Gaseintrittsdruck) und absolute Permeabilität kristalliner Grimsel-Granit- bzw. Granodiorit-Kerne unter spannungsfreien Bedingungen.

In einem zusätzlichen Experiment wurde der Gaseintrittsdruck an der vollständig gesättigten Probe L 51895-176 unter erhöhten Stressbedingungen ermittelt. Bei einer Belastung der Probe mit einem Axialdruck von 10 MPa und einem Radialdruck von 5 MPa wurde ein nahezu doppelt so hoher Gaseintrittsdruck ermittelt wie im unbelasteten Zustand.

2.2.3.3 Sättigungsbeziehung für relative Permeabilitäten und Kapillardruck

Entsprechend den Modellen von Corey-Brooks für die Porenraumentsättigung (Drainagepfad) wurde die Pusch-Reitenbach-Korrelation als funktionaler Zusammenhang für den Fall der Porenraumaufrättigung (Imbibitionsfad) entwickelt (vgl. Kap. 2.1). Letztere benötigt zur Ermittlung der relativen Permeabilitätsfunktionen nur die kapillare Entsättigungsfunktion. Sie kann durch druckstufenweise Verdrängung von Wasser durch Gas aus der Gesteinsprobe gewonnen werden. Bei der Corey-Brooks-Korrelation sind nur stationäre Fließbedingungen ohne Berücksichtigung viskoser Reibungseffekte

zwischen den Phasen zugelassen, während die Pusch-Reitenbach-Korrelation auf instationären Fließbedingungen beruht und den Einfluss viskoser Reibungseffekte zwischen den Phasen berücksichtigt.

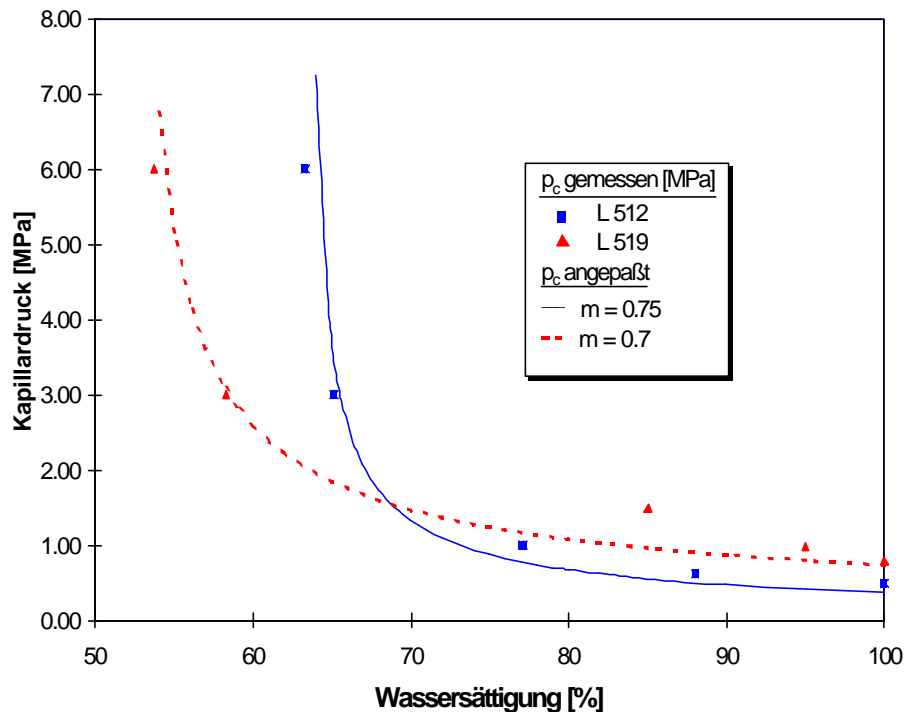


Abb. 2.2-6 Kapillare Entsättigungsfunktionen der kristallinen Gesteinsproben L 512 und L 519.

Abb. 2.2-6 zeigt die kapillaren Entsättigungskurven der beiden Gesteinsproben L512 und L 519 und die abgeleiteten Krümmungsexponenten m dieser Exponentialfunktionen. Der Anteil der im Experiment mobilisierbaren Wassersättigung lag unter 50 %, was auf die wasserbenetzenden Eigenschaften des Gesteins und auf kleine Porenradien ($<0.1 \mu\text{m}$) hinweist.

Für die granitische Gesteinsprobe L 512 und die granodioritischen Probe L 519 sind die ermittelten kapillaren Entsättigungsfunktionen und die effektiven Permeabilitäten sowohl für den Drainage als auch den Imbibitionsfad in Tab. 2.2-3 aufgeführt. In Abb. 2.2-7 und Abb. 2.2-8 sind die gemessenen und nach Brooks-Corey sowie Pusch-Reitenbach prognostizierten relativen Gas- und Wasserpermeabilitäten sowohl für den Drainage- als auch für den Imbibitionsfad dargestellt. Die gemessenen und berechneten Daten stimmen für den Drainagefall gut überein. Als Referenzgröße wurde die

Wasserpermeabilität ($S_w = 100\%$) eingesetzt, um die effektiven Permeabilitäten in relative Permeabilitätswerte umzurechnen.

Tab. 2.2-3 Kapillare Entsättigungsfunktionen und effektiven Permeabilitäten an kristallinem Kernmaterial (Proben L 512 und L 519) im Drainagefall für Gas und im Imbibitionsfall für Wasser.

Kernprobe	L 512		L 519	
Effektive Porosität für Wasser	0,62		0,61	
Absolute Permeabilität	$6 \cdot 10^{-18}$		$2,5 \cdot 10^{-18}$	
Permeabilität für Wasser	$4,65 \cdot 10^{-18}$		$2,3 \cdot 10^{-18}$	
Kapillare Entsättigungsfunktion	S_w	p_c	S_w	p_c
		MPa		MPa
	1,0 0,88 0,77 0,65 0,63	0,5 0,62 1,0 3,0 6,0	1,0 0,95 0,85 0,58 0,54	0,8 1,0 1,5 3,0 6,0
Drainage	S_w	k_g	S_w	k_g
		$[10^{-18} \text{ m}^2]$		$[10^{-18} \text{ m}^2]$
Effektive Permeabilitäten für Gas	1,0 0,88 0,77 0,65 0,63	- 0,018 0,12 1,08 2,77	1,0 0,95 0,85 0,58 0,54	- 0,004 0,12 0,58 1,15
Imbibition	S_w	$k_w [10^{-18} \text{ m}^2]$	S_w	$k_w [10^{-18} \text{ m}^2]$
Effektive Permeabilitäten für Wasser	1,0 0,885 0,836	4,65 1,61 1,08	1,0 0,95 0,88	2,31 0,99 0,70

Tab. 2.2-4 Kritische Sättigungen der Kernproben

Kernprobe	S_{wc}	S_{gc}
L512	0,63	0,12
L519	0,54	0,05

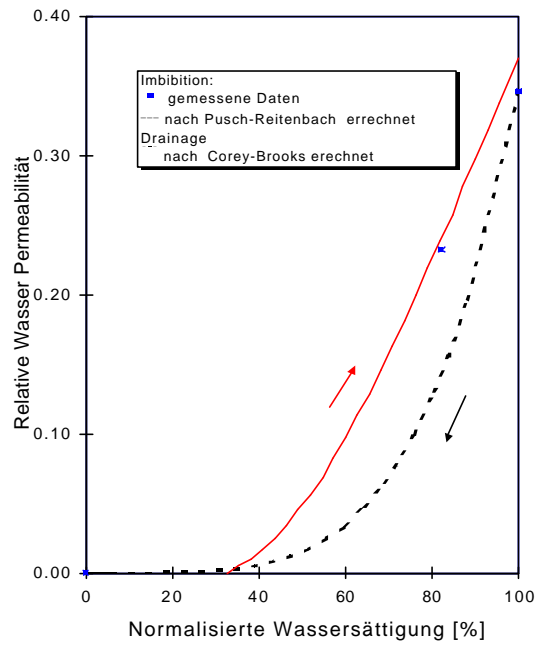
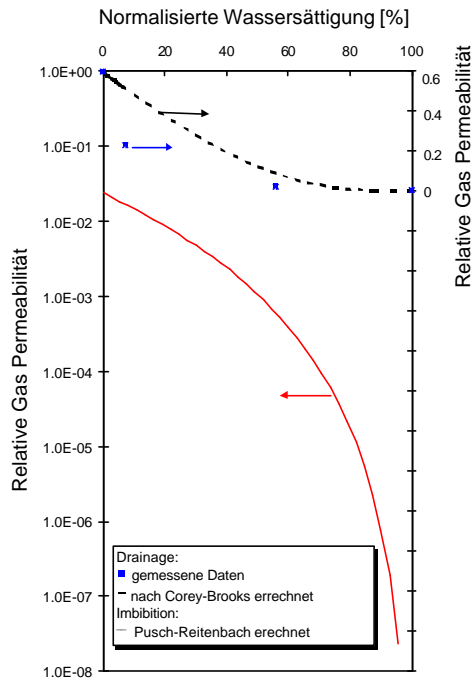


Abb. 2.2-7 Relative Permeabilitätsfunktionen der Granitprobe L 512.

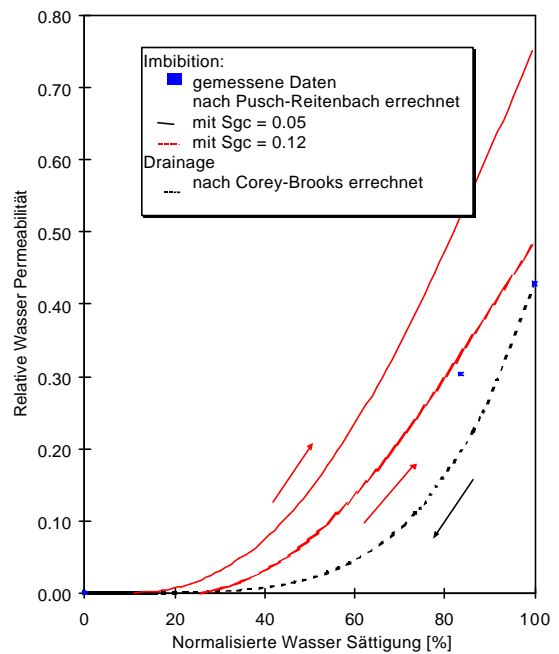
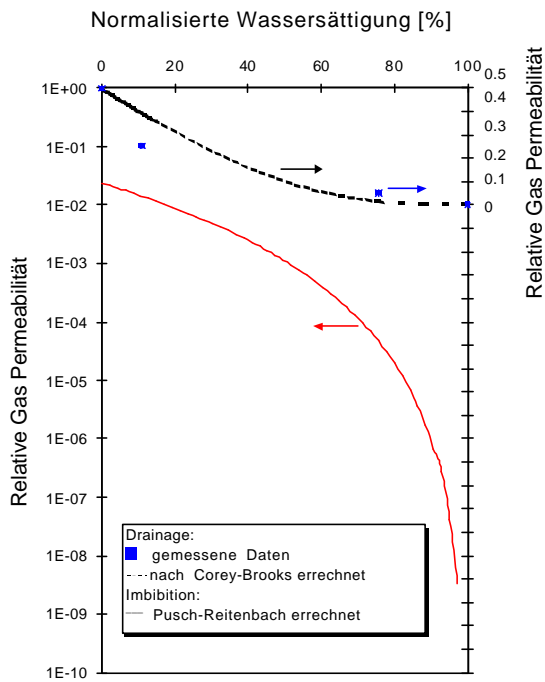


Abb. 2.2-8 Relative Permeabilitätsfunktionen der Granodioritprobe L 519.

Unter der Berücksichtigung der kritischen Gassättigung S_{gc} (vgl.Tab.2.2-4) in Imbibitionsexperimenten und kritischen Wassersättigung S_{wc} kann die normierte Wassersättigung S_{wD} nach der folgenden Gleichung berechnet werden:

$$S_{wD} = \frac{S_w - S_{wc} - S_{gc}}{1 - S_{wc} - S_{gc}} \quad (2.2-1)$$

Die niedrigen prognostizierten Werte der relativen Gaspermeabilität für den Imbibitionsfall könnten sich auf das stark wasserbenetzende, geringpermeable Gesteinsmaterial zurückführen lassen, das einen starken Hystereseeffekt aufweist. Dieser Hystereseeffekt kann durch das große Volumen an im Porenraum eingeschlossenen Gas erklärt werden.

Für die Anwendung der Pusch-Reitenbach-Korrelation wurde nur der aus den Messdaten ermittelte Exponent m und die physikalischen Konstanten (Viskositätsverhältnis Wasser/Gas $V = 60$) eingesetzt, während die Corey-Brooks-Korrelation an die gemessenen Endwerte angepasst werden mußte (Endpunkt-Korrektur).

Die nach der Pusch-Reitenbach-Korrelation ermittelten Werte für die relativen Wasserpermeabilitäten stimmten für den Kern L 512 ziemlich gut mit den gemessenen Werten für den Imbibitionsfall überein. Die Übereinstimmung der Kernprobe L 519 war nicht ganz so gut, was sich durch ihre überraschend kleine kritische Gassättigung von 5 % im Vergleich zu den 12 % für die Kernprobe L 512 erklären lässt. Durch eine Normierung der kalkulierten Werte auf der Basis dieser außerordentlich niedrigen kritischen Gassättigung (ein experimenteller Fehler kann nicht ausgeschlossen werden) verschiebt sich die Funktion der relativen Wasserpermeabilitäten in den Bereich größerer Werte. Messdaten für den Drainagefall sind nicht vorhanden.

Aus der Abb. 2.2-6 ist auch ersichtlich, dass der Kern L 512 als repräsentatives Granitgestein weniger immobiles Wasser enthält als der Kern L 519, der stellvertretend für den Granodiorit-Typ untersucht wurde. Dies widerspricht auf den ersten Blick den Erwartungen, da die Granitprobe eine höhere Permeabilität als die Granodioritprobe besitzt, lässt sich aber mit dem Vorhandensein von Glimmer-Komponenten im Granodiorit erklären, deren Effekt vergleichbar mit der Wirkung von Tonkomponenten ist.

2.2.3.4 Zusammenstellung gesteinspezifischer petrophysikalischer Parameter

Im folgenden werden zur Vervollständigung der Gesteinskennwerte Untersuchungsergebnisse von Messungen an Kernen aus dem Untersuchungsbereich hinsichtlich ihrer inneren spezifischen Oberfläche, der effektiven Porosität und Dichte, des Formationsfaktors und der absoluten Permeabilität in einer Übersicht vorgestellt.

Tab. 2.2-5 Übersicht über spezifische Gesteinskennwerte granitischer bis granodioritischer Gesteine [34] .

Proben	Form.faktor F	Permeabilität, k	Dichte, ρ	Porosität, ϕ	Oberfläche., S_g
	[-]	[$10^{-18}m^2$]	[g/cm^3]	[%]	[m^2/g]
Zg 151-Zg 157	311 - 456	1,89 – 2,59	2,70 – 2,71	1,00 – 0,85	0,075 - 0,099

Die granitisch bis granodioritischen Gesteine haben eine sehr geringe innere Oberfläche. Frühere Messungen an vergleichbaren Gesteinsproben [3] haben einen Wert von $S_g = 0,05 \pm 0,03 m^2/g$ ergeben. Der gemessene Mittelwert der inneren spezifischen Oberfläche beträgt $S_g = 0,085 \pm 0,008 m^2/g$ und liegt damit ebenso wie der Formationsfaktor von gemittelten $F = 350$ im Bereich der bisherigen Ergebnisse.

Die Mittelwerte der Porositäts- ϕ - und Dichtemessungen ρ_{mtx} betragen $0,95 \pm 0,05 \%$ und $2,708 \pm 0,008 g/cm^3$. Der geringe Schwankungsbereich in der Porosität, der Dichte und der absoluten Permeabilität von $1 \cdot 10^{-18} m^2$ bis $2 \cdot 10^{-18} m^2$ weist auf einen homogenen Gesteinsaufbau hin.

2.2.4 Zusammenfassung der Laborergebnisse

Die Labormessungen wurden an granodioritischen-granitischen Proben durchgeführt. Es wurde eine mittlere Porosität von 0,95 %, eine Dichte von $2,71 g/cm^3$, eine absolute Permeabilität von $2,3 \cdot 10^{-18} m^2$ (mit einem Klinkenbergfaktor von 0,36 MPa) und eine innere Oberfläche von $0,085 m^2/g$ bestimmt.

Die Messung der Funktionen der relativen Permeabilität kristalliner Gesteine konnte nicht nach der konventionellen Entsättigungsmethode unter konstanten Injektionsdrücken realisiert werden, da das Porenvolumen dieses Gesteintyps zu klein ist, um einen volumenmäßig ausbalancierten kontinuierlichen Zweiphasenfluss zu erreichen. Die abgewandelte Methode, bei der unter konstantem Druck mit einer kontinuierlich fließenden und einer stagnierenden Phase, bei der ein semipermeables Diaphragma eingesetzt wird oder der Kern sich wie ein Diaphragma verhält, ist vor allem für niedrigpermeable Gesteine geeignet. Die ermittelten relativen Permeabilitätsfunktionen für die Drainage können mit zufriedenstellender Genauigkeit mittels der endpunktkorrigierten Corey-Brooks-Korrelation angepasst werden, während die relativen Permeabilitätsfunktionen für die Imbibition mit der neu entwickelten Pusch-Reitenbach-Korrelation anzupassen waren.

Die Messung des kapillaren Gaseintrittsdruckes für Gas in wassergesättigtem Gestein erfordert eine sorgfältige Vorgehensweise, um die Entstehung einer höheren Gassättigung beim Gasdurchbruch zu vermeiden (frontale Verdrängung). Die mittels der "Forward Incremental Pressure Approximation Method" gemessenen Gaseintrittsdruckwerte und die durch die "Backward Break-Through Time Extrapolation Method" extrapolierten Werte liefern vergleichbare Ergebnisse und korrelieren mit der absoluten Permeabilität. Problematisch ist jedoch die Bestimmung der Sättigungsverteilung während der Messung ohne den Ausbau der Probe.

Bei Kenntnis des kapillaren Gaseintrittsdruckes, der nichtreduzierbaren Wassersättigung und des Krümmungsexponenten der Kapillardruckkurve können relative Permeabilitätsfunktionen nach Corey-Brooks bei stationären Fließbedingungen und nach der Pusch-Reitenbach-Korrelation für instationäre Fließbedingungen berechnet werden. Während Corey-Brooks nur die Reibungseffekte zwischen Fluid und Gestein berücksichtigt, führt die Pusch-Reitenbach-Korrelation zusätzlich die Reibungseffekte zwischen der Gas- und der Wasserphase in die Berechnung ein.

Aufgrund der ermittelten konstitutiven Sättigungsbeziehungen nach Corey-Brooks sowie nach Pusch-Reitenbach führt bereits eine geringe Teilentsättigung der Matrix zu einer drastischen Verringerung der Wasserpermeabilität, ohne dass sich die effektive Gaspermeabilität signifikant erhöht.

2.3 In-situ-Versuche im stollennahen Gebirgsbereich

Aus den hydraulischen Untersuchungen der Felslabor Grimsel Phase II und III wurde geschlossen, dass die Stollenbelüftung vermutlich die Sättigungsbedingungen im stollennahen Gebirgsbereich verändert und dadurch die Fließverhältnisse sowohl für Gas als auch Wasser beeinflusst werden [3], [4], [14]. Im Rahmen der Phase IV (vgl. Kap. 1) wurden daher von der GRS die Auswirkungen der Belüftung mit Blick auf mögliche Zweiphasenfluss-Verhältnisse in der nicht geklüfteten stollennahen homogenen Gebirgsmatrix in einem abgeschlossenen Stollenabschnitt des Felslabors Grimsel untersucht.

Schwerpunkte waren die In-situ-Bestimmung der 'Porenwasserdruckverteilung', der 'Eintrittsdruck für Gas' und die effektiven Permeabilitäten für Wasser in diesen sogenannten Matrixbereichen. Im Hinblick auf die Ermittlung von zeitabhängigen Sättigungsverteilungen und der Entstehung einer Austrocknungszone wurden vor und während der Stollenbelüftung geoelektrische Widerstandsmessungen durchgeführt (vgl. Kap.3.3).

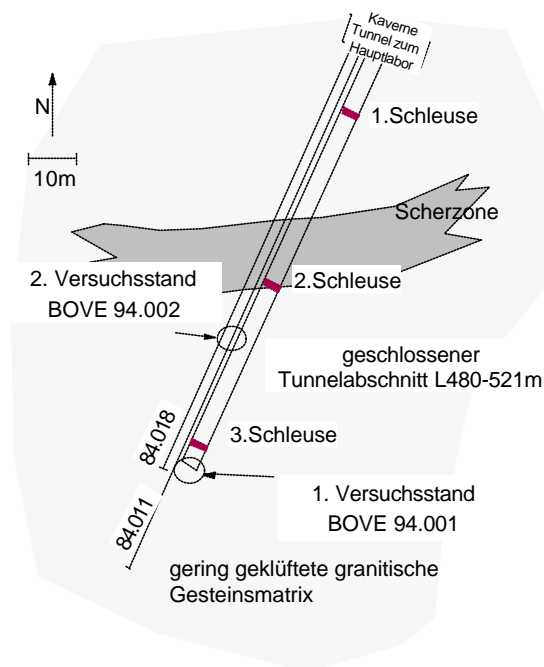


Abb. 2.3-1 Lageplan der Versuchsstände im Ventilationsstollen.

2.3.1 Versuchsort und -einrichtungen

Die In-situ-Versuche wurden in einem durch Schleusen abgeschlossenen Stollenabschnitt im sogenannten Ventilationsteststollen an zwei Versuchsständen zwischen Stollenmeter VE 480 und VE 521 durchgeführt. Andere Stollensysteme sind in einem weiten Umkreis von 50 m nicht vorhanden.

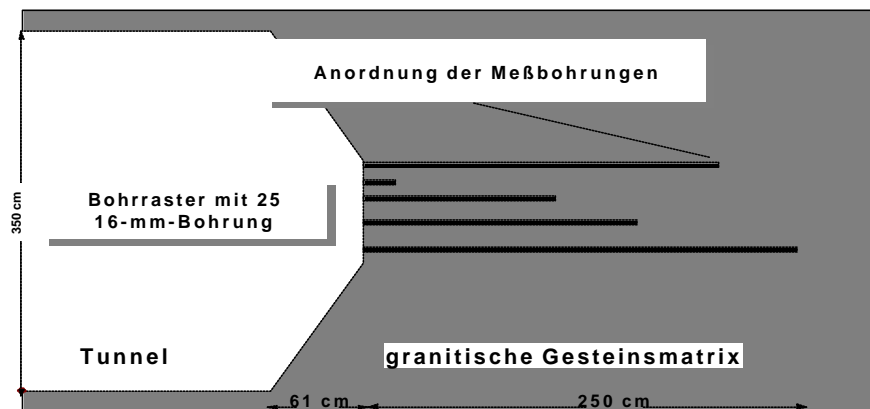


Abb. 2.3-2 Vertikalschnitt vom 1. Versuchsstand BOVE 94.001 längs der Stollenachse und den verschiedenen Ebenen des Bohrrasters.

Der 1. Versuchsstand BOVE 94.001 an der Ortsbrust des Stollens setzt sich aus einem Bohrraster von 25 horizontalen Bohrungen zusammen. Die bis 2,50 m tiefen Bohrungen sind axial zur Stollenachse angeordnet. Entsprechend der Länge der Bohrungen (vgl. Abb. 2.3-2) betrug der Abstand zwischen den Messintervallen 10 cm. In den Messintervallen des 1. Versuchsstandes wurde die langfristige Entwicklung der Porenwasserdrücke ermittelt. Ebenfalls in der Verlängerung der Stollenachse und parallel zu den hydraulischen Bohrungen wurden vier 2,5-m-lange Bohrungen für geoelektrische Widerstandsmessungen instrumentiert (vgl. Kap. 3.3.1).

Am 2. Versuchsstand BOVE 94.002 zwischen Stollenmeter VE 499 und VE 500 sind die Bohrungen radial zur Stollenachse mit einem Abstand von 50 cm zwischen den Messintervallen angeordnet (vgl. Abb. 2.3-3). In den Messintervallen S1 bis S5 wurden Injektionsversuche mit Wasser durchgeführt. Bei der Durchführung von Kommunikationstests wurde das Messintervall der in 1,50 m Entfernung parallel zum Stollen verlaufenden Bohrung BOVE 84.011 mit einbezogen.

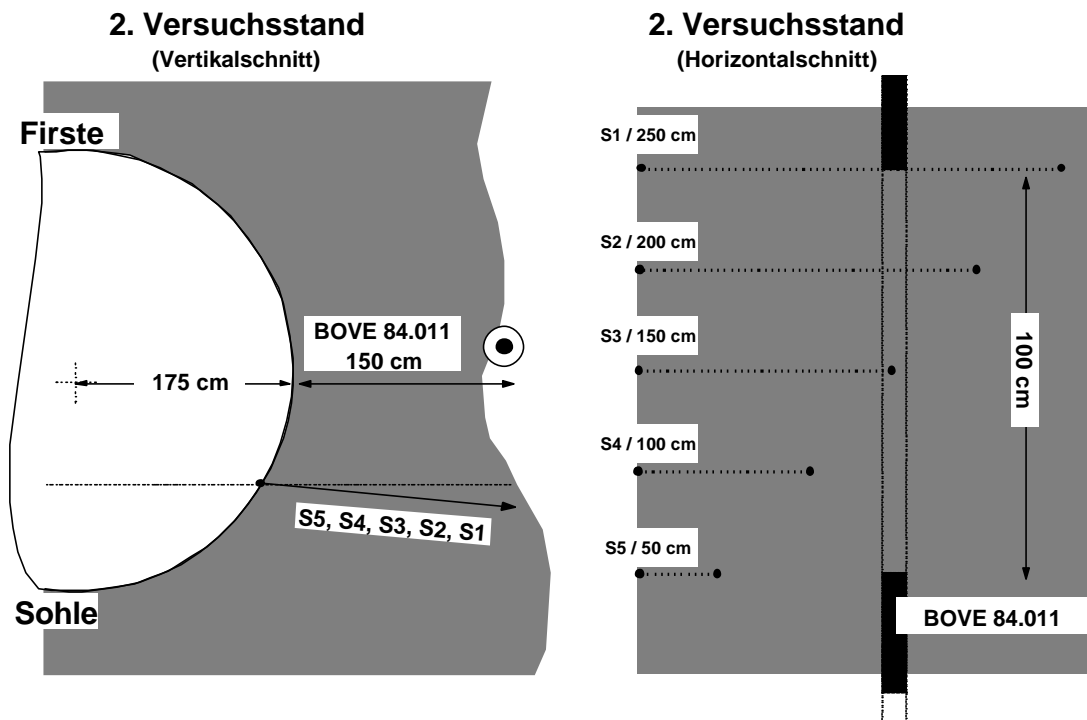


Abb. 2.3-3 Vertikal- (links) und Horizontalschnitt (rechts) vom 2. Versuchstand mit der Lage der 5°-geneigten Bohrungen S1 bis S5.

Entsprechend der örtlichen und struktureologischen Verhältnisse erfolgten die hydraulischen Messungen in einem weitgehend homogenen Matrixbereich ohne Sprödstrukturen (offene Klüfte). Um möglichst optimale initiale Sättigungs- und Temperaturbedingungen zu gewährleisten, wurde der Stollenabschnitt vor Versuchsbeginn über ein Jahr lang nicht belüftet. Die Belüftungstemperatur und die relative Feuchte im Stollen wurden durch eine vorinstallierte Klimaanlage eingestellt und kontrolliert [3] , [5]

2.3.1.1 Bohrlochinstrumentierung mit Minipackersysteme

Mit Rücksicht auf die geoelektrischen Messungen wurden für die Instrumentierung der 16-mm-Bohrungen speziell entwickelte mechanische Minipackersysteme aus nicht-metallischen Materialien eingesetzt.

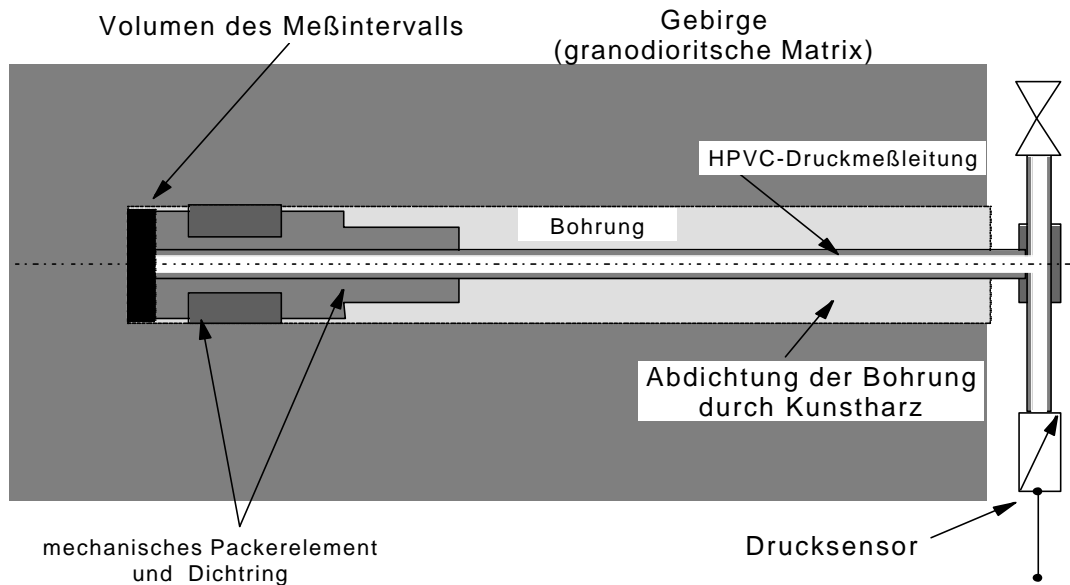


Abb. 2.3-4 Schema eines Minipackersystemes.

Ein Minipackersystem besteht aus einer HPVC-Druckmessleitung (Durchmesser: 6 mm außen und 3 mm innen) und einem mechanischen Packer mit einer Gesamtlänge von 77 mm und einem Durchmesser von 15 mm. Um hydraulische Wegsamkeiten auszuschließen, wurde der Rest der Bohrung mit Kunstharz (SIKADUR 52) ausgegossen und abgedichtet. Das Intervallvolumen im Bohrloch beträgt ca. 1 cm³. Die einzelnen Leitungsvolumina liegen zwischen 2 und 3 cm³. Jedes Messintervall ist über eine Polyamidleitung (Durchmesser 6/3 mm) an einen Drucksensor vom Typ PAA-23 der Firma KELLER angeschlossen, die werkseitig für Messbereiche von 0-10 bar, 0-15 bar bzw. 0-50 bar kalibriert sind.

Die Datenerfassung erfolgte außerhalb des abgedichteten Stollenbereiches mit einem System, welches aus einem Multiplexer mit einem analog/digitalen Feldbus, einem DATA CONTROLLER (SDC) und dem GEOMONITOR-Programm besteht. Die Auflösung des AD-Wandlers beträgt 14 Bit, was bei einem 0-10 bar Drucksensor einer Auflösung von 0,625 mbar (62,5 Pa) entspricht.

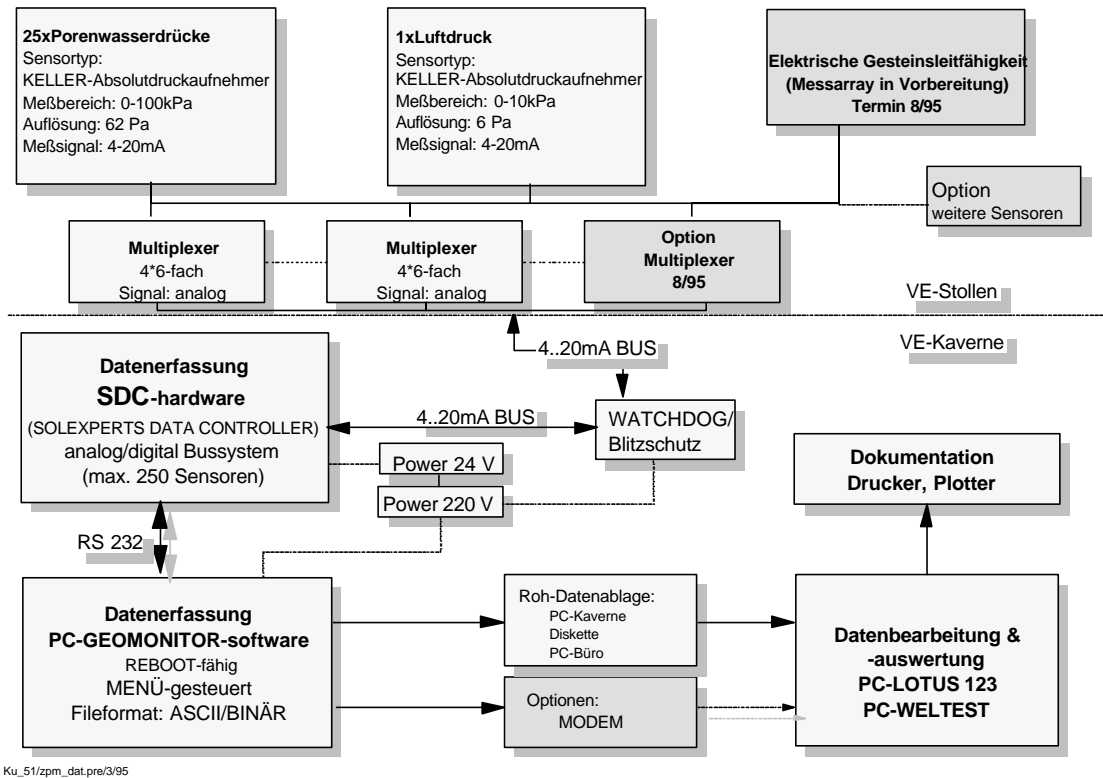


Abb. 2.3-5 Schema der Datenerfassungsanlage.

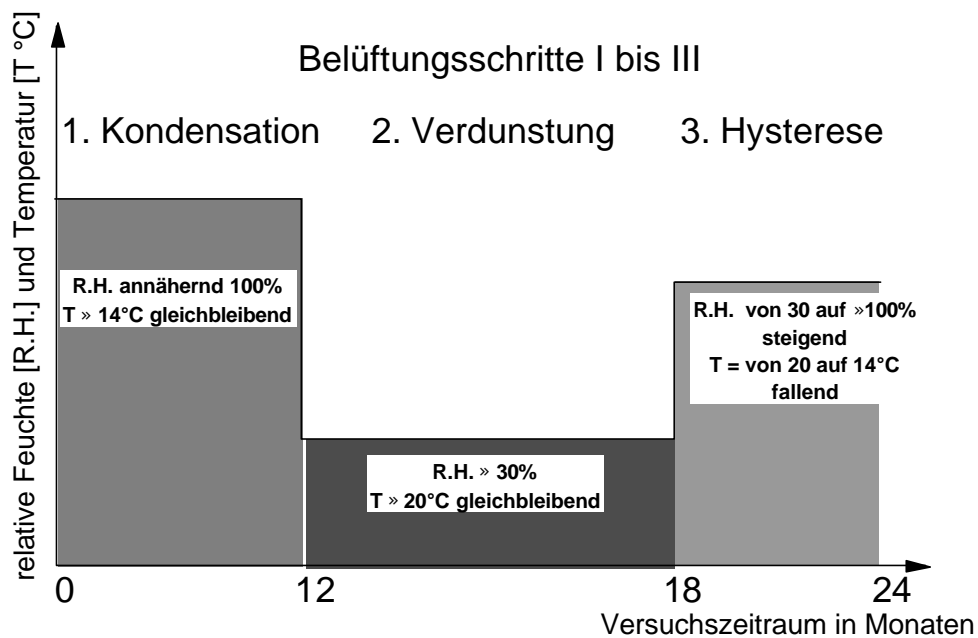


Abb. 2.3-6 Einstellung der Klimabedingungen während der Versuchsdurchführung.

2.3.2 Versuchsablauf und Versuchsbedingungen

Die Langzeit-Druckmessungen wurden unter kontrollierten Klimabedingungen in einem abgeschlossenen Stollenabschnitt zwischen 1994 und 1997 in drei Schritten durchgeführt.

In Schritt I wurde vor der Einrichtung der Versuchsstände Ende 1994 der Stollenabschnitt über 12 Monate nicht belüftet. Die relative Feuchte lag am Ende dieser Zeitspanne bei über 90 % bei einer Lufttemperatur von konstant 14°C. Die Temperatur der Stollenoberfläche lag bei $\approx 13^\circ \text{C}$. Zu diesem Zeitpunkt war die gesamte Stollenoberfläche durch Zutritt von Tropfwasser aus dem Gebirge und durch Kondenswasserbildung angefeuchtet. In Schritt II wurde durch Belüftung über einen Zeitraum von 6 Monaten die relative Feuchte auf ca. 30 % bei einer Lufttemperatur von 20 °C abgesenkt. Durch die Belüftung wurde die gesamte Stollenoberfläche vollständig abgetrocknet. Nach Einstellung der Belüftung in Schritt III stieg die relative Feuchte von 30 auf nahezu 100 % und die Lufttemperatur fiel von 20 auf 14 °C. Die Stollenoberfläche war auch nach diesem Zeitraum bis auf wenige lokale Bereiche trocken. Die Druckmessungen erfolgten über den gesamten Zeitraum. Geoelektrische Widerstandsmessungen, Packertests und Gaseintrittsdruckmessungen wurden während der Schritte I und II durchgeführt.

2.3.3 Einfluss der Stollenbelüftung auf die Druckentwicklung und –hysterese im Stollennahbereich

Die am 1. Versuchsstand aufgezeichnete Druckentwicklung in den Matrixintervallen, zeigen zu Beginn der Messungen (Belüftungsschritt I) relativ hohe stabile Porenwasserdrücke und im weiteren Verlauf (Belüftungsschritt II und III) eine starke Abhängigkeit von der Stollenbelüftung (vgl. Abb. 2.3-7).

Die Druckverteilung im Stollennahbereich ist zu Beginn des Belüftungsschrittes I nicht linear ansteigend. In einer Teufe von 2,5 m beträgt der Formationswasserdruck über 1 MPa. Bereits 10 cm hinter der Ortsbrust liegt der Porenwasserdruck 100 kPa über dem Atmosphärendruck von ca. 90 kPa. Dass der Druckanstieg während des Belüftungsschrittes I frei von größeren Drucksprüngen ist, wird als äußeres Merkmal fehlender offener Klüfte oder einer ausgeprägten Auflockerungszone interpretiert.

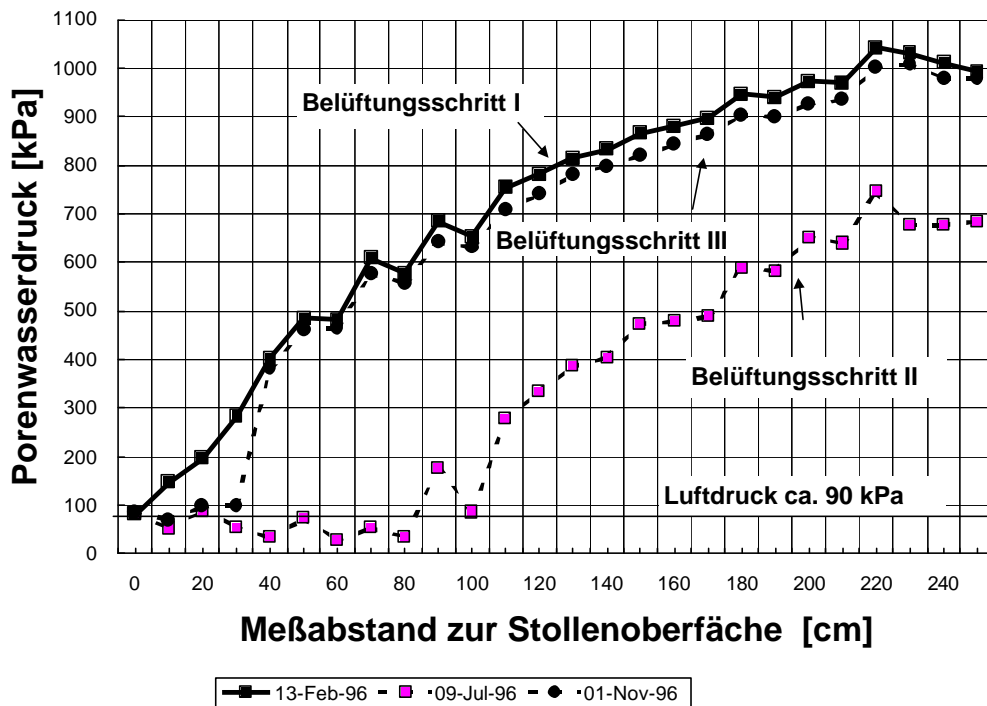


Abb. 2.3-7 Druckentwicklung im Stollennahbereich während der Belüftungsschritte I-III.

Durch die Stollenbelüftung (Belüftungsschritt II) erniedrigt sich der gemessene Formationswasserdruck. Bis in eine Tiefe von etwa 1 m werden Drücke unter dem Luftdruck (Unterdruck = Saugspannung) gemessen. Der niedrigste Druck wird in einer Entfernung zwischen 30 cm und 60 cm mit 20 kPa gemessen. Der quasi-stationäre Druck in 2,5 m Tiefe liegt zum Ende der Belüftung noch über 700 kPa.

Aufgrund der Druckverteilung kann davon ausgegangen werden, dass innerhalb der Unterdruckzone der advective Wasserfluss unterbrochen wird und allein über die kapillare Saugwirkung Wasser in der Matrix bewegt werden kann. Hervorgerufen wird die kapillare Saugwirkung vermutlich durch eine Teilentsättigung des Gebirges. Möglich wäre eine Teilentsättigung in unmittelbarer Nähe zur Stollenwand oder die Bildung von Gasblasen im Umfeld der Messintervalle. Im Fall einer vollkommenen Austrocknung der kommunizierenden Matrixporen in dieser Zone hätte es zu einem Angleichen der Porenwasserdrücke mit dem Luftdruck kommen müssen.

Mit Einstellung der Stollenbelüftung nach sechs Monaten steigen die Drücke auf das Ausgangsniveau. Am Ende der Messungen hatten die Drücke bis in eine Entfernung von 30 cm (drastischer Drucksprung) ihre Ausgangshöhen wieder erreicht. Die weitgehende Annäherung der Drücke an das Ausgangsniveau deuten auf nur kleine Hystereseeffekte hin. Sie unterstützen auch die These, dass keine signifikante Austrocknung durch die Belüftung hervorgerufen worden ist.

2.3.4 Einfluss der Stollenbelüftung auf die effektive Wasserpermeabilität in der Gebirgsmatrix

Am 2. Versuchsstand wurden in Entfernungen von 50 (S5), 100 (S2), 150 (S3), 200 (S2) und 250 (S1) cm zum Stollen Injektionsversuche mit Wasser und Kommunikationsversuche unter Einbeziehung der Bohrung BOVE 84.011 durchgeführt (vgl. Abb. 2.3-3). Ermittelt wurde die Abhängigkeit der Permeabilität für Wasser und des Speicherkoefizienten von der jeweiligen Stollenbelüftung und der Entfernung zum Stollen.

2.3.4.1 Injektionsversuche

Die Injektion von Wasser erfolgte bei konstantem Druck und gleichzeitiger Messung der Injektionsraten über 24 Stunden. Der Injektionsdruck wurde über eine Stickstoffflasche kontrolliert und lag entsprechend den initialen Intervalldrücken zwischen 0,5 und 1,5 MPa. Die wägetechnisch ermittelte mittlere Fließrate während der Injektion betrug weniger als 5 g/min. In Einzelfällen konnte auch mit 1,5 MPa kein Wasser in das Intervall eingepresst werden.

Aus Gründen der Vergleichbarkeit sind im folgenden nur die Ergebnisse aufgeführt, die nach einer gemeinsamen Auswertungsmethode erzielt wurden. In diesem Zusammenhang ist darauf hinzuweisen, dass der Schwankungsbereich der Ergebnisse erheblich von den angenommenen Fließmodellen (linear, radial, sphärisch) abhängt.

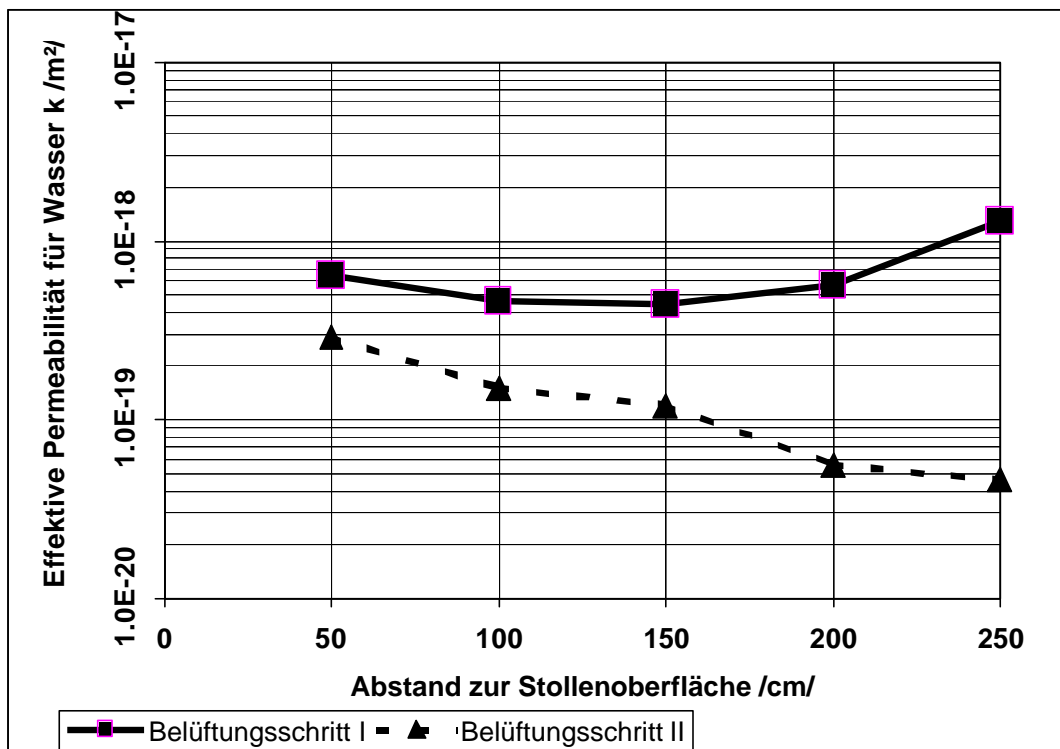


Abb. 2.3-8 Entwicklung und Abhängigkeit der effektiven Wasserpermeabilität im Stollennahbereich während der Belüftungsschritte I-II.

Die in Tab. 2.3-1 aufgeführten effektiven Permeabilitätswerte wurden aus dem Druckverlauf während der Erholungsphase nach dem Einschluss des jeweiligen Messintervalls (vgl. Abb. 2.3-2) unter Zugrundelegung der Fließrate ermittelt.

$$k = 2.303 \frac{q_e}{4h\pi m} \quad (2.3-1)$$

mit

q_e = Fließrate, m³

m = Steigung im Horner Plot, -

h = Länge des Testintervalls, m

Die Steigung m ergibt sich aus der Geraden im Horner-Plot ΔP gegen Δt_h [20]

$$\Delta t_h = \frac{t_p + \Delta t}{\Delta t} \quad (2.3-2)$$

Δt_h = zur Berechnung von m betrachteter Zeitraum, s

t_p = Injektionszeitraum, s

Δt = Messzeitraum, s

Tab. 2.3-1 Zusammengefasstes Ergebnis der Injektionsversuche. Einfluss der Stollenbelüftung auf die effektive Wasserpermeabilität in Abhängigkeit von der Entfernung zur Stollenoberfläche

Injektionstest in S1 bis S5		
Abstand des Meßintervalls zur Stollenoberfläche	Belüftungsschritt I (relative Feuchtigkeit $\approx 100\%$)	Belüftungsschritt II (relative Feuchtigkeit $\approx 30\%$)
	Permeabilität (HORNER early time)	Permeabilität (HORNER early time)
	k [m ²]	k [m ²]
S5 / 50cm	$6,4 \cdot 10^{-19}$	$2,9 \cdot 10^{-19}$
S4 / 100cm	$4,6 \cdot 10^{-19}$	$1,5 \cdot 10^{-19}$
S3 / 150cm	$4,4 \cdot 10^{-19}$	$1,2 \cdot 10^{-19}$
S2 / 200cm	$5,7 \cdot 10^{-19}$	$5,6 \cdot 10^{-20}$
S1 / 250cm	$1,3 \cdot 10^{-18}$	$4,6 \cdot 10^{-20}$

Die Ergebnisse der nach Horner (early time) ausgewerteten Druckerholungsphase der Injektionsversuche für die Belüftungsschritte I und II sind in der Tab. 2.3-1 zusammengefasst.

Die Auswertung der Druckerholung nach Horner für den Zeitraum ohne Stollenbelüftung ergibt Permeabilitäten im Bereich von $6,4 \cdot 10^{-19}$ bis $1,3 \cdot 10^{-18}$ m² (vgl. Abb. 2.3-8). Eine deutliche Abhängigkeit der Wasserpermeabilität von der Entfernung zum Stollen ist aber nach den hier betrachteten Werte nicht gegeben. Die von der Stollenoberfläche am weitesten entfernte Bohrung S1 (250 cm) mit der größten Permeabilität von $1,3 \cdot 10^{-18}$ m² unterscheidet sich nur um den Faktor 2 von den übrigen Werten. Entsprechende Untersuchungen unter ähnlichen klimatischen Bedingungen im sogenannten Versiegelungsversuch im Felslabor Grimsel ergaben vergleichbare Permeabilitätswerte im Bereich von $6 \cdot 10^{-19}$ bis $3 \cdot 10^{-19}$ m² [24]. In Bereichen mit einer stärkeren Auflockerung

wurden Permeabilitätswerte in einem größeren Schwankungsbereich von mehreren Größenordnungen zwischen $1 \cdot 10^{-15}$ bis $2 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ ermittelt [23] .

Die Injektionsversuche in den Bohrungen S1-S5 wurden wiederholt, nachdem sich die relative Luftfeuchtigkeit im Stollen bei ca. 30 % und die Porenwasserdrücke im Gebirge stabilisiert hatten. Die Auswertung der Druckerholung nach Horner zeigt eine inverse Verteilung der Permeabilität und deutlich geringere Werte gegenüber den Ergebnissen während des Belüftungsschrittes I. Infolge der Stollenbelüftung II wurden die effektiven Wasserpermeabilitäten, die zwischen $5 \cdot 10^{-20}$ und $2,9 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ liegen, um mehr als eine Größenordnung gegenüber der Ausgangspermeabilität verringert. Der inverse Permeabilitätsverlauf, mit zum Stollen hin steigenden Permeabilitäten, wird durch eine Teilentsättigung des Gebirges erklärt, deren Ursache eine ungleichmäßige Gasentlösung infolge Druckentlastung ist. Die höchste Permeabilität wurde diesmal in der Bohrung S5 in 50 cm Entfernung zur Stollenoberfläche gemessen.

Entsprechend der Druckentwicklung am 1. Versuchstand hatte sich während des Belüftungsschrittes II der initiale Porenwasserdruck auch am 2. Versuchsstand um 135-355 kPa erniedrigt. In den stollennahen Bohrungen S5 (50 cm) und S4 (100 cm) lag er ca. 60 kPa unterhalb des Atmosphärendruckes von 86 kPa, was wiederum auf die Wirkung kapillarer Kräfte infolge Teilentsättigung im stollennahen Bereich hinweist. Im ersten Injektionsversuch in S5 konnte bei einem Überdruck von 515 kPa überhaupt kein Wasser injiziert werden.

2.3.4.2 Ergebnisse der Kommunikationsversuche

Zur Ermittlung der mittleren Gebirgspermeabilität und des wirksamen Speicherkoeffizienten wurden Kommunikationstests zwischen der stollenparallelen Bohrung BOVE 84-011 und den Messintervallen des 2. Versuchsstandes durchgeführt (vgl. Abb. 2.3-2).

Die Ermittlung der Permeabilität erfolgte durch Auswertung der Injektionszeiten bzw. Druckpulsen in BOVE 84.011 und den gemessenen Druckantworten der Bohrungen S1 bis S5 nach [21] . Die Ermittlung der Speicherkoeffizienten aus den Druckantworten

erfolgte nach Sabet [22] . Der spezifische Speicherkoefizient S_s ergibt sich aus der Einbeziehung der effektiven Intervalllänge.

$$S = \frac{4k\Delta t_c}{\Delta t_{cycD}r^2} \quad \text{und} \quad S_s = S/L \quad (2.3-3)$$

mit

S	Speicherkoefizient	-
S_s	spezifischer Speicherkoefizient	m^{-1}
Δt_{cycD}	Messzyklus	s
r	Einflußradius	m
k	Permeabilität	m^2
L	maßgebliche Testlänge	m

Die Auswertung der Kommunikationstests ergab einen spezifischen Speicherkoefizient S_s von $5 \cdot 10^{-6} m^{-1}$. Dieser Wert ist um einen Faktor 4 bis 10 mal größer als die Speicherkoefizienten aus anderen Testauswertungen [4], die meist zwischen $2 \cdot 10^{-7}$ und $5 \cdot 10^{-7} m^{-1}$ liegen.

Die Druckantworten in den Beobachtungsbohrungen betragen maximal 8 kPa und können meist nur zur benachbarten Bohrung mit Sicherheit bestimmt werden. Die Permeabilitäten aus den Crosshole-Beobachtungen liefern Durchschnittswerte zwischen den einzelnen Bohrungen und bestätigen die Ergebnisse der Injektionsversuche. Der Injektionsdruck betrug 2,8 MPa (28 bar). Die berechnete Permeabilität k aus den Einbohrloch-Auswertungen beträgt 910^{-20} bis $310^{-20} m^2$ beim ersten Puls und weist eine geringe Abnahme bei den beiden folgenden Pulsen auf.

Die Auswertung des ersten Pulses liefert k-Werte von $1,7 \cdot 10^{-19}$ bis $8,7 \cdot 10^{-19} m^2$, mit zunehmender Permeabilität zur Stollenwand hin. Der aus den Crosshole-Beobachtungen ermittelte spezifische Speicherkoefizient S_s beträgt $1,3 \cdot 10^{-7}$ bis $6,4 \cdot 10^{-7} m^{-1}$. Die

stollennahen Abschnitte (S4, S5) zeigen eine leicht höhere Permeabilität, ein größeres Speichervermögen und eine größere Porosität.

Tab. 2.3-2 Zusammengefasstes Ergebnis der Kommunikationsversuche. Einfluss der Stollenbelüftung auf die effektive Wasserpermeabilität in Abhängigkeit von der Entfernung zur Stollenoberfläche

Kommunikationstest zwischen BOVE 84.011 und S1 bis S5				
Abstand des Meßintervalls zur Stollenoberfläche	Belüftungsschritt I (relative Feuchtigkeit ≈100%)		Belüftungsschritt II (relative Feuchtigkeit ≈30%)	
	Permeabilität	Speicherkoeffizient	Permeabilität	Speicherkoeffizient
	k [m ²]	S	k [m ²]	S
S1 / 50cm	1,7·10 ⁻¹⁹	1,3·10 ⁻⁷	1,4·10 ⁻²⁰	4,6·10 ⁻⁸
S2 / 100cm	1,7·10 ⁻¹⁹	1,3·10 ⁻⁷	1,4·10 ⁻²⁰	4,6·10 ⁻⁸
S3 / 150cm	2,2·10 ⁻¹⁹	2,6·10 ⁻⁷	1,0·10 ⁻¹⁹	3,4·10 ⁻⁷
S4 / 200cm	4,3·10 ⁻¹⁹	3,2·10 ⁻⁷	- / -	- / -
S5 / 250cm	8,7·10 ⁻¹⁹	6,4·10 ⁻⁷	- / -	- / -

In der Bohrung S2 wurde nach dem ersten Entleeren des Injektionsintervalls eine Druckänderung von 2 kPa beobachtet, was auf eine Öffnung neuer Fließwege hindeutet. Fünf Tage nach dem Einschließen trat in der Bohrung S4 ein ähnlicher Effekt auf.

Beim Kommunikationstest in der Bohrung 84-011 wurde diese nach den Injektionsphasen nicht entleert, sondern nur eingeschlossen. Um die Druckerniedrigung in den Beobachtungsbohrungen zu verdeutlichen, musste die Druckerholungsphase auf 32 h verlängert werden. Aus der Einbohrloch-Auswertung der Fließrate wird die gleiche Permeabilität mit $k=1 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ berechnet, wie für die Bedingungen in der Testserie 2. Hingegen haben sich die Permeabilitäten im Bereich zwischen der Bohrung 84-01 und den Bohrungen S1 und S2 um eine Größenordnung verringert. Die Permeabilität im Bereich der Bohrung S3 ist unverändert $1 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$. Die Druckantwort in den Bohrungen S4 und S5 ist kleiner als 1 kPa und konnte nicht ausgewertet werden.

2.3.4.3 Gaseintrittsmessungen

Die Gaseintrittsdrücke wurde in ausgewählten Messabschnitten in der Ortsbrust (Versuchsstand I) während des Belüftungsschrittes II gemessen. Die Gasinjektion erfolgte schrittweise von 0,2 bzw. 0,5 MPa auf über 3 MPa, der technischen Grenze des eingesetzten Messsystems. Der sofortige starke Druckabfall nach dem Einschließen des Messintervall zeigte an, wenn der Gaseintrittsdruck P_e überschritten wurde. Die vorliegenden Messergebnisse zeigen, dass in den entfernteren Messintervallen der Eintrittsdruck weit über der technischen Messgrenze von 3 MPa (vgl. Abb. 2,4-m-Intervall) und stollennah noch über 1,5 MPa (vgl. **Abb. 2.3-9**) liegt. Der Verlauf der Druckkurven vor Erreichen des Eintrittsdruckes deuten an, dass bereits vorher eine Verdrängung der Wasserphase stattfindet. Es ist anzumerken, dass die in situ gemessenen Eintrittsdrücke damit über den Werten der Labormessungen liegen.

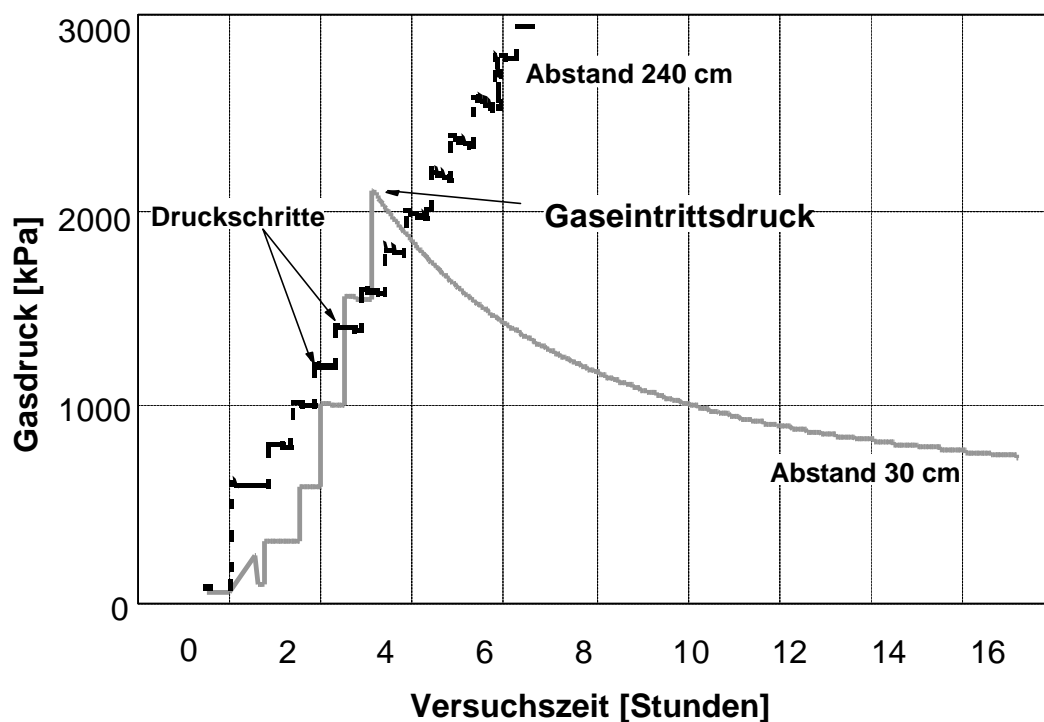


Abb. 2.3-9: Gasinjektion (schrittweise) zur Ermittlung des Gaseintrittsdruckes. Die Intervallen sind 30 bzw. 240 cm von der Stollenoberfläche entfernt.

2.3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse der hydraulischen In-situ-Versuche

Die hydraulischen Versuche im Bereich der Versuchsstände 1 und 2 hatten zum Ziel, den Einfluss der Stollenbelüftung auf die Fließverhältnisse (Porenwasserdrücke und effektive Wasserpermeabilitäten) im stollennahen Bereich zu ermitteln. Die Versuche waren ausgerichtet auf einen nicht geklüfteten kristallinen Matrixbereich und wurden bei relativen Luftfeuchtigkeiten von nahezu 100 % und bei einer verringerten Luftfeuchtigkeit von ca. 30 % durchgeführt.

Die gemessenen Porenwasserdrücke in der Gesteinsmatrix erfolgten als punktuelle Messungen in extrem kleinen Testintervallen. Sie geben ein ausgezeichnetes Druckprofil in Abhängigkeit mit der Tiefe zur Stollenwand wieder. Die Druckverteilung bei annähernd 100 % relativer Luftfeuchtigkeit bietet keine Hinweise auf eine Entsättigung des Gebirges. Auch die Beobachtung der feuchten Stollenoberfläche weist keine Anzeichen einer Gebirgsentsättigung auf. Die Belüftung des abgeschlossenen Stollenabschnittes mit trockener Luft führte dagegen zu einer vollständigen Abtrocknung der vorher feuchten Stollenoberfläche verbunden mit einer drastischen Senkung der Porenwasserdrücke. Im Abschnitt bis ca. 1 m Tiefe lagen die Drücke sogar bis zu 60 kPa unter dem Atmosphärendruck. Dies wird auf kapillare Saugspannungen hervorgerufen durch eine Teilentsättigung der stollennächsten Zone erklärt.

Die Abhängigkeit der Wasserpermeabilität vom Stollenklima wurde von den Untersuchungsergebnissen der Injektions- und Kommunikationsversuche abgeleitet, die ebenfalls bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von ~100 % und von 25-30 % durchgeführt wurden. Die Einzelresultate der Injektions- und Kommunikationstests sind in der Größenordnung vergleichbar mit Ergebnissen aus anderen Untersuchungen im Felslabor [23] . Die hier vorliegenden Testresultate zeigen eine deutliche Verminderung der Permeabilität mit zunehmender Austrocknung, wobei die Verringerung der effektiven Wasserpermeabilität mehr als eine Größenordnung betragen kann. Die Einbohrloch- und Kommunikations-Auswertungen zeigen übereinstimmende Resultate. Der Vergleich der Werte innerhalb eines Belüftungsschrittes zeigt, dass keine eindeutige Abhängigkeit der effektiven Wasserpermeabilitäten von der Tiefe vorliegt, was auf das Fehlen einer ausgeprägten Auflockerungszone zurückgeführt werden kann.

Während der Stollenbelüftung nimmt die effektive Wasserpermeabilität kontinuierlich von $3 \cdot 10^{-19}$ auf $5 \cdot 10^{-20}$ m² ab. Die Ursache für die Permeabilitätsverringering wird auf eine Teilentsättigung des Gebirges zurückgeführt, die möglicherweise ihre Ursache in der Bildung von Gasblasen infolge einer Gasentlösung in den Matrixporen hat. Die Gasmobilität wird erheblich, durch die Gaseintrittsdrücke von 1,5 MPa in den teilentsättigten Bereichen und über 3 MPa im vollgesättigten Gebirge, eingeschränkt.

2.4 Bedeutung der Gebirgsentsättigung für die Gasmobilität im Stollennahfeld

Die Ergebnisse der Labor- und der In-situ-Untersuchungen unterstreichen, dass die hydraulischen Fließverhältnisse in der granitischen Gebirgsmatrix im Stollennahfeld praktisch ausschließlich von den sättigungsabhängigen Kapillarkräften bestimmt werden. Die wassergesättigten Matrixporen stellen für den advektiven Transport von Gas keine Wegsamkeiten dar, da eine Verdrängung der benetzenden Wasserphase durch die nicht benetzende Gasphase nur bei Überwinden von extrem großen Gaseintrittsdrücken, die teilweise über 5 MPa über dem Porenwasserdruck liegen, erfolgen kann [3]. Weitaus wahrscheinlicher ist es, dass während der Bildung einer Gasphase, diese kontinuierlich in die Wasserphase eingelöst und mit dem nachfließenden Formationswasser abtransportiert wird. Ausschlaggebend wären in diesem Fall die Gasbildungsraten, die im vorliegenden Projekt nicht berücksichtigt worden sind.

Die Stollenbelüftung kann zu einer partiellen axialen Teilentsättigung des Gebirges führen und mithin zu einer eingeschränkten Mobilität der Gasphase entlang der Stollenoberfläche. Anhaltspunkte hierfür sind die verringerten Gaseintrittsdrücke von unter 1 MPa und die Luftdruckkommunikation in den ersten 10 - 50 cm an der Stollenoberfläche. Mit Blick auf die entsprechenden Laborergebnisse ist in diesen teilentsättigten Bereichen von einer effektiven Gaspermeabilität auszugehen, die um 2- bis 3-Größenordnungen niedriger ist als die absolute Wasserpermeabilität von ca. 10^{-18} m². Das Angleichen der Druckverläufe nach Einstellen der Stollenbelüftung an die Ausgangsdrücke lässt den Schluss nahe, dass die partielle Teilentsättigung nur vorübergehend während der Belüftung zu einer beschränkten Mobilität einer Gasphase in der stollennahen Gebirgsmatrix führt. Langfristige Hystereseeffekte in bezug auf die Gasmobilität als Folge einer residualen Gassättigung werden in diesem Zusammenhang als vernachlässigbar betrachtet.

3 Bestimmung der Sättigungsverteilung mittels geoelektrischer Messungen

Das Ziel der geoelektrischen Messungen war, die angenommene Wanderung der Gebirgsfeuchte in einem streckennahen Bereich zeitlich und räumlich zu erfassen. Die Messungen wurden am 1. Versuchsstand während unterschiedlicher Belüftungszustände in dem abgeschlossenen Stollenabschnitt durchgeführt. Durch die Variation der Belüftung sollte eine Entsättigung bzw. Wiederaufsättigung des Gebirges erreicht werden.

Die elektrische Methode wurde für diese Untersuchungen ausgewählt, da über den zu messenden Gesteinswiderstand indirekt der Sättigungsgrad und die Porosität ermittelt werden können. Die Ergebnisse der entsprechenden Kalibriermessungen des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit vom Sättigungsgrad werden in Kap. 3.2 behandelt. Diese Untersuchungen wurden sowohl an kleinen Gesteinsproben als auch an einem großen Gesteinsblock durchgeführt. Die Ergebnisse der Labormessungen bilden die Grundlage für die In-situ-Messungen. Die geoelektrische Methode, die zu den klassischen Methoden der Geophysik gehört, hat in den letzten Jahren einen Aufschwung erlebt. Ein Grund ist die Entwicklung automatischer Messwerterfassungsanlagen, mit denen Multielektrodennetzwerke gehandhabt werden können. Ein weiterer Grund ist das Erscheinen von Rechenprogrammen, mit denen die gemessenen scheinbaren Widerstandsverteilungen in „wahre“ Widerstandsverteilungen durch direktes oder inverses Modellieren umgesetzt werden können. Für mehrere geringporöse und geringpermeable Gesteinsformationen ist die kombinierte Methode bereits angewandt worden. Da am damaligen Institut für Tieflagerung zu Projektbeginn weder die Auslegungsrechnungen zum In-situ-Versuch noch die Modellrechnungen durchgeführt werden konnten, wurde an das Institut für Geophysik der TU Clausthal ein entsprechender Forschungsauftrag vergeben. Dieser Bericht basiert daher auf den Ergebnissen des Forschungsauftrages [34] und [35].

3.1 Theoretische Grundlagen geoelektrischer Messverfahren

Die Gleichstromgeoelektrik besteht darin, dass in einem Dielektrikum mit zwei Stromelektroden ein stationäres elektrisches Feld erzeugt wird, das mit zwei weiteren Potentialelektroden gemessen wird.

In einem isotropen Medium wird die durch ein elektrisches Feld \mathbf{E} erzeugte Stromdichte \mathbf{J} durch die Materialgleichung (Ohm'sches Gesetz)

$$\mathbf{J} = s \mathbf{E} \quad (3.1-1)$$

beschrieben. Die spezifische elektrische Leitfähigkeit σ ist außer bei Labormessungen an Probestücken mit bekannter Geometrie nicht direkt messbar. Die bei Feldmessungen gemessene Größe hängt von der Geometrie der Messanordnung und der Inhomogenität der Struktur ab und wird daher scheinbare elektrische Leitfähigkeit genannt. In der Praxis wird häufiger der elektrische Widerstand, d. h. der Kehrwert der Leitfähigkeit, benutzt und mit $\rho = 1/\sigma$ bezeichnet.

Da sich das Magnetfeld bei gleichmäßiger elektrischer Strömung nicht ändert, gilt:

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \mathbf{0} \quad (3.1-2)$$

und aus den Maxwell'schen Gleichungen folgt, dass

$$\text{rot} \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (3.1-3)$$

verschwindet.

Gleichung (3.1-13) sagt aus, dass \mathbf{E} als Gradient eines skalaren Potentials ψ dargestellt werden kann:

$$\mathbf{E} = -\text{grad} \psi \quad (3.1-4)$$

Dieses Potential genügt wegen $\text{div} \mathbf{J} = \text{div}(\sigma \mathbf{E})$ der Differentialgleichung:

$$\sigma \operatorname{divgrad} \psi = -\operatorname{div} \mathbf{J} \quad (3.1-5)$$

Nach dem Gauß'schen Satz der Vektoranalysis ist das Volumenintegral für Volumen V über der Divergenz der Stromdichte \mathbf{J} gleich der Summe der Stromquellen innerhalb von V :

$$\int_V \operatorname{div} \mathbf{J} dV = I \delta \quad (3.1-6)$$

δ ist die Dirac'sche Deltafunktion, die dort den Wert 1 annimmt, wo Quellen vorhanden sind, und sonst verschwindet. Für ein unendlich kleines Volumen dV gilt:

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = I \delta \quad (3.1-7)$$

Da nach (3.1-5)

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = -\sigma \operatorname{divgrad} \psi \quad (3.1-8)$$

gilt, erhält man schließlich für das Potentialfeld beliebiger Stromquellen die Poisson'sche Differentialgleichung:

$$\operatorname{divgrad} \psi = -\rho I \delta \quad (3.1-9)$$

mit $\rho = 1/\sigma$.

Unter der Voraussetzung, dass das elektrische Feld stationär ist, lässt sich \mathbf{E} als wirbelfreier Vektor aus einem Potential ψ ableiten. Bildet man die Divergenz von (3.1-4), so erhält man für ψ die inhomogene Potentialgleichung:

$$\operatorname{divgrad}\psi = -\operatorname{div} \mathbf{E} \quad (3.1-10)$$

deren rechte Seite bekannt ist. ψ lässt sich nach dem Green'schen Satz der Vektoranalysis in der Form berechnen:

$$4\pi\psi = \int_v \frac{\operatorname{div} \mathbf{E}}{r} dV \quad (3.1-11)$$

Mit den Gleichungen (3.2-11), (3.2-10) und (3.2-9) ergibt sich daraus das Potentialfeld ψ einer Punktquelle mit:

$$\psi = \frac{1}{4\pi} I \rho \frac{1}{r} \quad (3.1-12)$$

I ist der Strom, der durch die Quelle fließt und r der Abstand des Aufpunktes vom Quellpunkt, für den ψ berechnet wird und über dessen Koordinaten integriert wird. Der Quellpunkt ist gleichzeitig der Ort des Volumenelementes dV . Das Potentialfeld einer Dipolquelle ist die Überlagerung der Potentialfelder zweier Punktquellen mit positivem und negativem Strom:

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 = \frac{1}{4\pi} I \rho \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3.1-13)$$

r_1 und r_2 sind die Abstände der Aufpunkte von den Quellpunkten 1 und 2 mit den Potentialfeldern ψ_1 und ψ_2 . Das durch die Dipolquelle erzeugte Potentialfeld wird als Potentialdifferenz an 2 Potentialelektroden gemessen. Stellt man die Gleichung (3.1-13) für jeden Potentialabgriffpunkt auf und bildet die Differenz, so erhält man:

$$\Delta y = \frac{1}{4p} I r \left(\frac{1}{r_{11}} - \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{21}} + \frac{1}{r_{22}} \right) \quad (3.1-14)$$

r_{ij} ist der Abstand der i -ten Potentialelektrode zur j -ten Stromelektrode. Der Ausdruck in Klammern wird mit $1/K$ abgekürzt. K wird als Geometriefaktor bezeichnet.

In einer Messung wird sowohl die Potentialdifferenz als auch der eingespeiste Strom gemessen und der Widerstand bestimmt, der sich aus dem Widerstand zwischen den Stromelektroden und den Übergangswiderständen an den Elektroden zusammensetzt und ein scheinbarer Widerstand ist. Nur in einem homogenen Medium ist der wahre Widerstand gleich dem scheinbaren Widerstand. Er beträgt:

$$\rho = 4\pi \frac{\Delta\psi}{I} K \quad (3.1-15)$$

In der Geoelektrik sind eine ganze Reihe von Elektrodenanordnungen üblich. Erwähnt sei die Wenner-Anordnung, die eine Vierpunktanordnung mit äquidistanten Elektrodenabständen a ist, und deren Elektroden auf einer Linie liegen. Die äußeren Elektroden sind die Stromelektroden und die inneren die Potentialelektroden. Da $r_{11} = r_{22} = a$ und $r_{12} = r_{21} = 2a$ gilt, ergibt sich aus (3.1-14) für den Geometriefaktor:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{r_{11}} - \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{21}} + \frac{1}{r_{22}}} = a \quad (3.1-16)$$

wobei a der Elektrodenabstand einer Wenner-Anordnung ist.

In der Regel wird die Geoelektrik an der Erdoberfläche angewandt, wo in (3.1-15) der Faktor 4π (Vollraum) zum Faktor 2π (Halbraum) wird, d. h. es liegt eine zweidimensionale Aufgabe vor. Im Vollraum (3-D-Geoelektrik) befinden sich die Elektroden im Raum, meist in Bohrlöchern verteilt. Besondere Vorsicht ist bei der Berechnung des Geometriefaktors geboten, da er auch Unendlichkeitsstellen haben kann, die bei den Messungen zu berücksichtigen sind.

Gleichstromgeoelektrik

Die bei geoelektrischen Messungen am meisten angewandte Methode ist die Vierpunktmethod. An zwei Elektroden wird ein Strom ins Gebirge eingespeist. Das entstehende elektrische Feld ist in Größe und Richtung von den Leitfähigkeitsverhältnissen im Gebirge abhängig. Es wird mittels weiterer Elektrodenpaare gemessen, indem die

Differenz der Potentiale an den Elektroden bestimmt wird. Aus der gemessenen Potentialdifferenz (Spannung) und dem Einspeisestrom ergibt sich, unter der Berücksichtigung der relativen Lage der vier Elektroden zueinander, nach dem Ohm'schen Gesetz ein Wert für den spezifischen elektrischen Widerstand, der auch Resistivität genannt wird. Für die Berechnung der Resistivität wird angenommen, dass der durch die vier Elektroden erfasste Bereich homogen ist. Andernfalls ist der berechnete spezifische Widerstand ein scheinbarer Widerstand. Benutzt man verschiedene Vierpunktanordnungen aus einem Multielektrodennetzwerk, so können für einzelne Teilbereiche, die auch überlappend sein können, die elektrischen Eigenschaften ermittelt werden. Die Ermittlung der wahren Resistivitäten aus den scheinbaren erfolgt durch Modellrechnungen.

Wechselstromgeoelektrik

Ursprünglich waren Wechselstrommessungen geplant, weil sich für verschiedene Sättigungsgrade das Verhältnis von nicht frequenzabhängiger Volumenleitfähigkeit zu frequenzabhängiger Grenzschichtleitfähigkeit ändert. Diese Messungen werden in einem Frequenzbereich von 1 Hz bis 1 MHz durchgeführt. Es werden die Amplitude und die Phase der komplexen Leitfähigkeit gemessen, die wahlweise auch als Real- und Imaginärteil oder für die praktische Arbeit besser als Ohm'sche Leitfähigkeit und Dielektrizitätszahl dargestellt werden. Diese Untersuchungen dienen der Aufstellung von Kalibrierbeziehungen, wobei von den Frequenzabhängigkeiten auf den Sättigungsgrad geschlossen werden kann. Aus den Sättigungsgraden und dem Wassergehalt kann die Porosität ermittelt werden.

Wie jedoch die in Kap. 3.2 beschriebenen Labormessungen an einem Gesteinsblock zeigten, setzt die Frequenzabhängigkeit erst bei sehr hohen Frequenzen ein, wobei bereits elektromagnetische Interferenzprobleme auftreten. Ähnliches war vor Ort im FLG zu erwarten. Aus diesen Gründen waren Wechselstrommessungen im FLG nicht zu empfehlen.

Das Ziel des Projektes, die Verteilung der Resistivität und des Wassergehaltes zu ermitteln, konnte auch mit der Gleichstromgeoelektrik erreicht werden. Da die Porosität

des Granodiorits am Versuchsort gut bekannt und homogen war, ließen sich aus den Wassergehaltswerten auch die Sättigungsgrade bestimmen (Kap.3.2.3).

3.2 Laboruntersuchungen zur Bestimmung der Widerstandsabhängigkeit von der Sättigung

3.2.1 Untersuchungen an Bohrkernen

Die Bestimmung der sättigungsabhängigen Gesteinsleitfähigkeiten erfolgte an insgesamt 16 zylindrische granodioritischen Bohrkernproben mit einem Durchmesser von 1,96 cm und verschiedenen Längen zwischen 2,7 und 3,9 cm, die auch zur Ermittlung der petrophysikalischen Parameter verwendet wurden (vgl. Kap. 2.2.3).

3.2.1.1 Messungen mit Gleichstrom

Die elektrische Leitfähigkeit ist abhängig von der Porenmikrostruktur des Gesteins (vgl. Kap. 2.1.1). Da aber in der Regel nicht genügend Kenntnisse darüber vorliegen, muss auf empirische Beziehungen zurückgegriffen werden. Die am häufigsten benutzten Beziehungen sind die Archie-Gleichungen [36] , die den funktionalen Zusammenhang zwischen den Fluiden in den Poren, der Sättigung und der Porengeometrie beschreiben:

$$F = \phi^{-m} \quad (3.2-1)$$

$$I = S^{-n} \quad (3.2-2)$$

F	Formationsfaktor,	-
I	Sättigungsindex,	-
ϕ	Porosität,	-
S	Sättigungsgrad,	-
m	Archie-Exponent,	-
n	Sättigungsexponent,	-.

Die Exponenten m und n sind für einen bestimmten Gesteinstyp näherungsweise konstant und liegen zwischen 1,5 und 2,5.

Allgemein setzt sich die Gesteinsleitfähigkeit aus zwei parallel geschalteten Leitfähigkeiten σ_v und σ_q zusammen:

$$\sigma = \sigma_v + \sigma_q \quad (3.2-3)$$

Die Volumenleitfähigkeit σ_v beruht auf der freien Beweglichkeit von Ionen im Porenelektrolyten, während die Grenzschichtleitfähigkeit σ_q von polarisierten Molekülen in der elektrischen Doppelschicht auf der inneren Oberfläche abhängt.

Der Formationsfaktor wird definiert als das Verhältnis der Leitfähigkeit des Porenwassers σ_w zur Leitfähigkeit des vollständig gesättigten Gesteins σ_0 :

$$F = \frac{\sigma_w}{\sigma_0} \quad (3.2-4)$$

Der Sättigungsindex wird definiert als das Verhältnis der Leitfähigkeiten des vollständig und teilweise gesättigten Gesteins σ_0 und σ_v :

$$I = \frac{\sigma_0}{\sigma_v} \quad (3.2-5)$$

Das Einsetzen von (3.2-3) und (3.2-4) in (3.2-1) ergibt:

$$\sigma_v = \sigma_w \phi^m S^n \quad (3.2-6)$$

Die Definitionen der Porosität ϕ und des Sättigungsgrades S lauten:

$$\phi = \frac{V_p}{V} \quad (3.2-7)$$

$$S = \frac{V_w}{V_p} \quad (3.2-8)$$

wobei V_p das Porenvolumen, V_w das Volumen des mit Flüssigkeit gefüllten Porenraumes und V das Gesamtvolumen des Gesteins bedeuten.

Der Wassergehalt G , eine ebenfalls häufig benutzte petrophysikalische Größe, lässt sich aus dem Sättigungsgrad und der Porosität berechnen:

$$G = \frac{V_w}{V} = \phi \cdot S \quad (3.2-9)$$

Die Vollsättigung ist ein Spezialfall, wobei $S = 1$ und $I = 1$ wird sowie σ in σ_0 und σ_q in σ_{q0} übergeht. Aus (3.2-1), (3.2-2) und (3.2-5) folgt:

$$\sigma_0 = \frac{1}{F} \sigma_w + \sigma_{q0} \quad (3.2-10)$$

Einsetzen von (3.2-5) in (3.2-2) ergibt für die Leitfähigkeit eines teilweise gesättigten Gesteins:

$$\sigma = \sigma_w \phi^m S^n + \sigma_q \quad (3.2-11)$$

3.2.2 Formationsfaktor und Grenzschichtleitfähigkeit

Der Formationsfaktor F und die Grenzschichtleitfähigkeit σ_{q0} werden mit Hilfe der Gleichung (3.2-10) durch Messung der Leitfähigkeit des vollständig gesättigten Gesteins σ_0 und verschiedenen Leitfähigkeiten σ_w des Porenelektrolyten bestimmt. Die Messungen müssen bei niedriger Frequenz durchgeführt werden, um Frequenzabhängigkeiten zu vermeiden. Die der Bestimmung von F und σ_{q0} zugrundeliegenden Werte σ_w und σ_0 sind in Tab. 3.2-1 angegeben.

Trägt man die Abhängigkeit der Leitfähigkeit σ_0 von der Elektrolytleitfähigkeit σ_w für jede Gesteinsprobe einzeln in einem logarithmischen Koordinatensystem auf, so erhält man aus den Ausgleichsgeraden im oberen Leitfähigkeitsbereich, wo $\sigma_v > \sigma_q$ gilt, den Formationsfaktor F . Im unteren Leitfähigkeitsbereich, wo sich die Grenzschichtleitfähigkeit bemerkbar macht, kann σ_{q0} abgelesen werden. Diese Ergebnisse sind in Tab. 3.2.2 dargestellt. Das Einsetzen des Formationsfaktors $F = 366$ in die Archie-Gleichung (3.2-1) ergibt bei $\phi = 0,952 \pm 0,047 \%$ (vgl. Kap.3.2.3) für den Archie-Exponenten den Wert $m = 1,27$.

Tab. 3.2-1 Funktion der Gesteinsleitfähigkeit σ_0 bei Vollsättigung in Abhängigkeit von der Elektrolytleitfähigkeit σ_w (Proben Zg151 A/1 bis Zg 158 A/1)

Leitfähigkeiten [S/m]								
Elektrolyt σ_w	Gestein, σ_0							
0,0098	$9,239 \cdot 10^{-5}$	$9,459 \cdot 10^{-5}$	$8,888 \cdot 10^{-5}$	$1,061 \cdot 10^{-4}$	$1,049 \cdot 10^{-4}$	$4,257 \cdot 10^{-4}$	$3,555 \cdot 10^{-4}$	$1,091 \cdot 10^{-4}$
0,0643	$2,469 \cdot 10^{-4}$	$2,965 \cdot 10^{-4}$	$2,791 \cdot 10^{-4}$	$2,333 \cdot 10^{-4}$	$2,388 \cdot 10^{-4}$	$2,632 \cdot 10^{-4}$	$2,775 \cdot 10^{-4}$	$2,574 \cdot 10^{-4}$
0,1930	$4,724 \cdot 10^{-4}$	$5,163 \cdot 10^{-4}$	$5,591 \cdot 10^{-4}$	$5,145 \cdot 10^{-4}$	$5,273 \cdot 10^{-4}$	$5,843 \cdot 10^{-4}$	$5,902 \cdot 10^{-4}$	$4,757 \cdot 10^{-4}$
0,3740	$1,099 \cdot 10^{-3}$	$9,384 \cdot 10^{-4}$	$1,030 \cdot 10^{-3}$	$7,797 \cdot 10^{-4}$	$7,985 \cdot 10^{-4}$	$1,011 \cdot 10^{-3}$	$8,171 \cdot 10^{-4}$	$7,837 \cdot 10^{-4}$
1,6360	$5,261 \cdot 10^{-3}$	$5,593 \cdot 10^{-3}$	$3,742 \cdot 10^{-3}$	$3,453 \cdot 10^{-3}$	$3,639 \cdot 10^{-3}$	$4,031 \cdot 10^{-3}$	$3,801 \cdot 10^{-3}$	$5,026 \cdot 10^{-3}$
2,2270	$5,551 \cdot 10^{-3}$	$4,779 \cdot 10^{-3}$	$5,621 \cdot 10^{-3}$	$4,087 \cdot 10^{-3}$	$4,312 \cdot 10^{-3}$	$4,743 \cdot 10^{-3}$	$4,997 \cdot 10^{-3}$	$4,974 \cdot 10^{-3}$
8,6200	$3,566 \cdot 10^{-2}$	$2,939 \cdot 10^{-2}$	$3,050 \cdot 10^{-2}$	$2,217 \cdot 10^{-2}$	$2,303 \cdot 10^{-2}$	$2,852 \cdot 10^{-2}$	$3,258 \cdot 10^{-2}$	$3,059 \cdot 10^{-2}$
25,860	$7,511 \cdot 10^{-2}$	$7,503 \cdot 10^{-2}$	$5,980 \cdot 10^{-2}$	$5,669 \cdot 10^{-2}$	$6,608 \cdot 10^{-2}$	$6,555 \cdot 10^{-2}$	$8,600 \cdot 10^{-2}$	$6,174 \cdot 10^{-2}$

Tab. 3.2-2 Formationsfaktor und Grenzschiechtleitfähigkeit bei Vollsättigung mit Porenflüssigkeit verschiedener Leitfähigkeiten

Probe	Formationsfaktor, F	Grenzschiechtleitfähigkeit, σ_{q0} [10 ⁻⁴ S/m]
Zg 151 A/1	311	0,83
Zg 152 A/1	345	0,76
Zg 153 A/1	363	0,82
Zg 154 A/1	456	0,85
Zg 155 A/1	391	0,85
Zg 156 A/1	350	0,71
Zg 157 A/1	333	1,25
Zg 158 A/1	375	0,88
Mittelwert	366	0,87
Fehler	± 44	± 0,16

3.2.3 Sättigungsindex

Der Logarithmus der Gleichung (3.2-2) ergibt:

$$\log I = - n \cdot \log S \quad (3.2-12)$$

Die Steigung der logarithmischen Anpassungsgeraden entspricht dem negativen Sättigungsexponenten n . Bei den Messungen für die Sättigungsabhängigkeit der Leitfähigkeit wird die Probe zunächst mit einer Flüssigkeit bekannter Leitfähigkeit, z. B. mit einer NaCl-Lösung, vollständig gesättigt. Die Teilsättigungen werden im Ofen durch Trocknung erreicht. Während die Menge des Wassers durch Verdampfen geringer wird, bleibt die Menge NaCl gleich, wodurch sich die Konzentration und damit auch die Leitfähigkeit des Wassers erhöht.

Demnach muss die gemessene Leitfähigkeit des Gesteins σ_m bei Teilsättigungen um den Leitfähigkeitsunterschied der Flüssigkeit zum vollständig gesättigten Fall korrigiert werden, so dass gilt:

$$\sigma = \sigma_m \frac{\sigma_{w0}}{\sigma_w} \quad (3.2-13)$$

σ_{w0} Leitfähigkeit der Flüssigkeit bei Vollsättigung

σ_w Leitfähigkeit der Flüssigkeit bei Teilsättigung

Die Zunahme der Konzentration wird über die Masse der zurückgebliebenen Flüssigkeit und der Anfangskonzentration berechnet und hieraus wird die der Konzentration entsprechende Leitfähigkeit σ_w durch die bekannten Beziehungen für NaCl-Lösungen ermittelt.

Tab. 3.2-3 Bestimmung des Sättigungsexponenten n aus den Steigungen der Ausgleichsgeraden in Gleichung (3.2-11)

Probe	151 A/1	152 A/1	153 A/1	154 A/1	155 A/1	156 A/1	157 A/1	158 A/1
Sättigungs-exponent, n	2,15	2,51	1,96	2,56	2,47	4,32	3,20	3,00
Mittelwert	2,77							
Fehler	± 0,74							
Mittelwert ohne 156 u. 157	2,44							
Fehler	± 0,36							

In der Tab. 3.2-3 sind die von den Sättigungsindex I abgeleiteten Werte (vgl. **Anhang 1**) für den Sättigungsexponenten n angegeben. Die Messungen für die Bestimmung des Sättigungsexponenten, ebenso wie die für die Bestimmung des Formationsfaktors und der Grenzschichtleitfähigkeit, müssen bei einer niedrigen Frequenz durchgeführt werden,

bei der die Frequenzabhängigkeit noch nicht einsetzt. Es wurde eine Frequenz von 20 Hz gewählt.

3.2.3.1 Messungen mit Wechselstrom

Die ermittelten elektrischen Eigenschaften von Gesteinen hängen von der verwendeten Frequenz ab. Im wesentlichen sind zwei unterschiedliche Bereiche im Porenraum zu unterscheiden: Der Bereich unmittelbar an der Porenbegrenzung, d. h. an der inneren Oberfläche und der übrige Porenraum. Sie werden als Grenzflächenbereich und Volumenbereich bezeichnet. An der Grenzfläche haftet die Porenflüssigkeit, abhängig von den Benetzungseigenschaften, stark und hat wesentlich andere elektrische Eigenschaften als die Volumenflüssigkeit. Sie ist von der Frequenz abhängig. Die Frequenzabhängigkeit der Grenzschichtleitfähigkeit σ_q kann analog zu dem im Hochfrequenzbereich für die komplexe Dielektrizitätszahl benutzten Cole-Cole-Modelle beschrieben werden [37] :

$$\sigma_q = \sigma_{q0}(1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}) \quad (3.2-14)$$

Hierbei bedeutet σ_{q0} die Grenzschichtleitfähigkeit bei 0 Hz bzw. bei sehr niedrigen Frequenzen, ω die Kreisfrequenz, τ die Relaxationszeit und $1-\alpha$ der Exponent des Verlaufes der Frequenz. Die Größe α liegt zwischen 0 und 1.

Der Grad der Frequenzabhängigkeit der gesamten Leitfähigkeit des Gesteins nach Gleichung(3.2-14) ist in der Regel vom Sättigungsgrad abhängig, weil für verschiedene Sättigungsgrade sich das Verhältnis von nicht frequenzabhängiger Volumenleitfähigkeit zu frequenzabhängiger Grenzschichtleitfähigkeit ändert.

Die Messungen wurden in einem Frequenzbereich von 20 Hz bis 1.2 MHz durchgeführt. Es wurden die Amplitude und die Phase der komplexen Leitfähigkeit gemessen, die wahlweise auch als Real- und Imaginärteil oder für die praktische Arbeit besser als Ohm'sche Leitfähigkeit und Dielektrizitätszahl dargestellt werden. Die Untersuchungen dienen der Erstellung von Kalibrierbeziehungen, wobei aus den Frequenzabhängigkeiten auf den Sättigungsgrad geschlossen werden kann. In der Tab. 3.2-1 wurden jedoch nur

die bei 20 Hz (sehr niedrige Frequenz) gemessenen Werte benutzt, da die geoelektrischen Messungen im Felslabor mit Gleichstrom durchgeführt wurden.

Da keine Erfahrungen vorlagen, wurden die Messungen mit Wechselstrom zunächst an einem Gesteinsblock im Labor am Institut für Geophysik der TU Clausthal erprobt.

3.2.3.2 Geoelektrische Untersuchungen an einem Gesteinsblock

Zur Dimensionierung der Elektroden und zu deren Ankopplung an das Gebirge lagen für Granodiorit keine direkten Erfahrungen vor. Die Erfahrungen in anderen Festgesteinen (Steinsalz, Anhydrit, Salzton, Sandstein) können als Grundlage benutzt werden, um entsprechende Untersuchungen im Labor an Granodiorit durchzuführen.

y-Richtung [cm]	X	x	x	x	x	x	x	x	x
27,5	105	205	305	405	505	605	705	805	905
22,5	X	x	x	x	x	x	x	x	x
	104	204	304	404	504	604	704	804	904
17,5	X	x	x	x	x	x	x	x	x
	103	203	303	403	503	603	703	803	903
12,5	X	x	x	x	x	x	x	x	x
	102	202	302	402	502	602	702	802	902
7,5	X	x	x	x	x	x	x	x	x
	101	201	301	401	501	601	701	801	901
x-Richtung [cm]	15	25	35	45	55	65	75	85	95

Abb. 3.2-1 Anordnung und Bezeichnung der Elektroden (x) auf dem Granodiorit-Gesteinsblock in x- und y-Richtung

Für die Messungen wurden sogenannte gleitende Wenner-Auslagen der Elektroden mit $a = 10$ cm benutzt. Auf jedem Profil sind somit 6 Messungen möglich. 5 Profile ermöglichen insgesamt 30 Messungen. Für die Messungen mit Gleichstrom wurde die geoelektrische Messapparatur GGA30 der Bodenseewerke und für die komplexen frequenzabhängigen Messungen wurde die im Institut für Geophysik der TU Clausthal zusammengestellte Messanlage TUC-ELK-1 benutzt.

An einem größeren Bohrkern mit einem Durchmesser von etwa 30 cm aus dem Versuchsort wurden die Fragen zur Dimension sowie zum Material und zur Geometrie der Elektroden, zur Dimensionierung der Bohrlöcher und der Verankerung am Stoß, zur Installation in den Bohrlöchern und am Stoß, zum Material für die Ankopplung der Elektroden etc. geklärt. Aufgrund dieser Arbeiten wurden an einem großen Gesteinsblock mit den Maßen von ca. 110 cm x 36 cm x 19 cm Testmessungen durchgeführt. Die Elektrodenanordnung auf dem Gesteinsblock und die Kennzeichnung der Elektroden ist in Abb. 3.2-1 schematisch angegeben.

Tab. 3.2-4 Überblick der Messungen am Gesteinsblock

Zustand und Messung	Meßsystem Meßart	Beschreibung des Zustandes	Ergebnisse vgl. Anhang
Z1-G	GGA-30 quasi Gleichstrom	Block raumtrocken, Elektroden hochsalin befeuchtet	Tab. 6.4-1
Z2-G	GGA-30 quasi Gleichstrom	Block ein Tag zuvor gewässert, (mit $\sigma_w = 0,0114$ S/m)	Tab. 6.4-2
Z3-K	TUC-ELK-1 100 Hz	Block ein Tag zuvor gewässert, (mit $\sigma_w = 0,0114$ S/m)	Tab. 6.4-3, Tab. 6.4-6
Z4-K	TUC-ELK-1 50 Hz	8 Tage nach Z3-K, Elektroden hochsalin befeuchtet	Tab. 6.4-4, Tab. 6.4-7
Z5-K	TUC-ELK-1 100 Hz	5 Wochen nach Z4-K, Elektroden hochsalin befeuchtet	Tab. 6.4-5, Tab. 6.4-8

Bei den Messungen am Gesteinsblock wurde für die Angaben nicht die Leitfähigkeit sondern der spezifische Widerstand benutzt, wie es bei Messungen vor Ort üblich ist. Ein Überblick über die Messungen ist in Tab. 3.2-4 wiedergegeben. Die Messungen an dem Gesteinsblock unmittelbar nach Anlieferung (Zustand Z1-G) ergab eine recht homogene Verteilung des spezifischen Widerstandes um den Mittelwert von $6 \cdot 10^4 \Omega\text{m}$ respektive $1,7 \cdot 10^{-5}$ S/m (vgl. **Anhang 2**). Rechnet man den Mittelwert der Leitfähigkeit mit (3.2-19) um, so ergibt das einen Sättigungsgrad von etwa 45 %.

Die Voraussetzung für die Umrechnung ist, dass der Gesteinsblock in den petrophysikalischen Größen dem Granodiorit vergleichbar ist und vor allem die Porenfeuchte eine dem Gebirgswasser ähnliche Leitfähigkeit von etwa 0,01 S/m besitzt. In allen

nachfolgenden Messungen für verschiedene Zustände ändert sich der spezifische Widerstand stärker.

Im Zustand Z2-G wurde der Gesteinsblock sehr stark gewässert, wobei das Wasser eine dem Gebirgswasser im FLG sehr nahe kommende Leitfähigkeit von 0,0114 S/m hatte. Die Verteilung des spezifischen Widerstandes ist sehr inhomogen (vgl. **Anhang 3**). Sieht man von Ausreißern ab, so ist immer noch eine Variation mit einem Faktor 5 vorhanden. Der Mittelwert von etwa $2,5 \cdot 10^4 \Omega\text{m}$ ($4 \cdot 10^{-5} \text{ S/m}$) entspricht einem Sättigungsgrad von etwa 70 %.

Der Zustand Z3-K war ähnlich dem Zustand Z2-G, mit einer Wässerung am vorhergehenden Tag. Der spezifische Widerstand war niedriger mit etwa $7 \cdot 10^3 \Omega\text{m}$ ($14 \cdot 10^{-5} \text{ S/m}$), was auf eine Vollsättigung hindeutete (vgl. **Anhang 4**).

Der Zustand Z4-K wurde einige Tage nach dem Zustand Z3-K eingestellt, wobei eine Austrocknung und folglich eine Erhöhung des spezifischen Widerstandes zu erwarten war. Der Grund für die Verringerung des spezifischen Widerstandes im Mittel liegt darin, dass die Elektrodenkontakte mit einer hochsalinen Lösung befeuchtet wurden. Dieses hochsaline Wasser verringert den spezifischen Widerstand und diffundiert von den Elektroden aus ungleichmäßig in den umgebenden Bereich. Eine Angabe zum Sättigungsgrad mit (3.2-19) war hier nicht zulässig, weil die Porenwasserleitfähigkeit den Voraussetzungen von (3.2-19) nicht mehr entsprach (vgl. Anhang 5).

Der Zustand Z5-K wurde einige Wochen nach dem Zustand Z4-K eingestellt, wobei sich der spezifische Widerstand aufgrund der weiteren Trocknung im Mittel leicht erhöhte, allerdings nicht im erwarteten Maße, weil hier wieder eine Befeuchtung der Elektroden durchgeführt werden musste und dieser erneute Wassereintrag das Gestein leitfähiger machte. Dass dabei die Elektrodenverankerung eine Rolle spielt, wird durch die Ausreißer in den Messwerten deutlich (vgl. **Anhang 6**).

Die in mit **K** bezeichneten Messungen wurden mit der im Institut für Geophysik der TU Clausthal zusammengestellten Messanlage TUC-ELK-1 mit Wechselstrom durchgeführt, wobei die Frequenzen 50 Hz und 100 Hz benutzt wurden. Schon bei diesen niedrigen

Frequenzen gab es massive Probleme, was die elektromagnetischen Interferenzeffekte und das Übersprechen betrifft. Bei höheren Frequenzen waren fehlerfreie Messungen nicht mehr durchführbar. Die Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit ist aber, wie durch Labormessungen an den Proben nachgewiesen wurde, erst bei hohen Frequenzen vorhanden.

Die Messanlage TUC-ELK-1 ist zwar für die Messungen mit höheren Frequenzen sehr gut geeignet. Die Effekte durch die Kabelführungen zu den Elektroden waren jedoch nicht zu eliminieren und auch nicht genau zu erfassen, jedenfalls nicht ohne sehr großen Aufwand. Bei niedrigen Frequenzen, bei denen noch gemessen werden konnte, sind auch eventuell zu erwartende Phaseneffekte in Abhängigkeit vom Sättigungsgrad bzw. der Ausbildung des Wassers an der Grenzschicht nicht genau nachweisbar gewesen. Im Zustand Z3-K, also im fast vollständig gesättigten Zustand, besaßen z. B. die Phasenwerte keine große Streuung und waren plausibel. Aber im Zustand Z4-K und Z5-K streuen die Phasen schon stärker. Jedenfalls ist eine dem Zustand entsprechende Phasenlage nicht erkennbar (vgl. **Anhang 7, Anhang 8, Anhang 9**).

Als Schlussfolgerung für die Wechselstrommessungen am Gesteinsblock ergibt sich, dass die Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit nicht mit der notwendigen Reproduzierbarkeit erfasst werden konnte. Daher wurde am Versuchsort im FLG zunächst die bewährte Gleichstrommethode benutzt. Die Streuung der Messungen rührt daher, dass die Elektroden auf dem Gesteinsblock sehr eng zusammen liegen und die Zwischenabstände nicht vollständig gleich sind. Auch die Annahme des homogenen Halbraumes für die Berechnungen ist an den Kantenbereichen nicht richtig und führt zu Fehlern. Durch einen entsprechenden Feldversuch, in welchem größere Elektrodenabstände verwendet werden könnten, wäre daher zu prüfen, ob die komplexe elektrische Leitfähigkeit mit hinreichender Reproduzierbarkeit zu erfassen wäre, um die Sättigung direkt herzuleiten.

3.2.4 Ergebnis der Kalibriermessungen im Labor

Wie Gleichung (3.2-12) zeigt, kann die elektrische Leitfähigkeit direkt zum Sättigungsgrad in Beziehung gesetzt werden, wenn die relevanten porenspezifischen Pa-

parameter bekannt sind. Dies war das eigentliche Ziel der Labormessungen. Setzt man die Archie-Beziehung (3.2-1) ein, so erhält man aus (3.2-12) nach Umstellung:

$$S = \left(\frac{\sigma - \sigma_q}{\sigma_w} F \right)^{1/n} \quad (3.2-15)$$

Für eine zu vernachlässigende Grenzschiechtleitfähigkeit, d. h. wenn $\sigma_v \gg \sigma_q$ gilt, geht Gleichung (3.2-14) über in:

$$S = \left(\frac{\sigma}{\sigma_w} F \right)^{1/n} \quad (3.2-16)$$

Die Ergebnisse in den vorherigen Abschnitten zeigen jedoch, dass die Grenzschiechtleitfähigkeit nicht zu vernachlässigen ist. Sie ist sogar der dominante Teil der Gesamtleitfähigkeit. Für den vollständig gesättigten Fall gilt $\sigma_{q0} = 8,7 \cdot 10^{-5}$ S/m (Tab. 3.2-2). Für eine Elektrolytleitfähigkeit von $\sigma_w \approx 0,01$ S/m, wie sie im FLG am Versuchsort gemessen wurde, beträgt die Leitfähigkeit des vollständig gesättigten Gesteins im Mittel $\sigma_0 \approx 9,9 \cdot 10^{-5}$ S/m (vgl. Tab. 3.2-1).

Nach (3.2-2) ist die Volumenleitfähigkeit $\sigma_{v0} = 1,2 \cdot 10^{-5}$ S/m für das vollständig gesättigte Gestein um ein Vielfaches kleiner als die Grenzschiechtleitfähigkeit.

Die Grenzschiechtleitfähigkeit ist vom Sättigungsgrad abhängig, so dass gilt:

$$\sigma_q = \frac{1}{I_q} \sigma_{q0}, \quad (3.2-17)$$

mit

I_q = Sättigungsindex für die Grenzschiechtleitfähigkeit.

Diese Abhängigkeit ist in Analogie zu (3.2-2) mit einer Exponentialbeziehung zu beschreiben:

$$I_q = S^{-v} \quad (3.2-18)$$

Hier ist v der Sättigungsexponent für die Grenzschichtleitfähigkeit.

Nimmt man $v = n$ an, wie oft üblich, wenn sonst keine weiteren Informationen vorliegen, dann wird aus (3.2-14) mit (3.2-16) und (3.2-17)

$$S = \left(\frac{1}{F} \sigma_w + \sigma_{q0} \right)^{-1/n} \sigma^{1/n} \quad (3.2-19)$$

Mit $F = 366$, $\sigma_{q0} = 8,7 \cdot 10^{-5} \text{ S/m}$, $n = 2,44$ und $\sigma_w = 0,0095 \text{ S/m}$, die an den Gesteinsproben im Labor bestimmt wurden, gilt für Granodiorit am Versuchsort im FLG die Beziehung zwischen dem Sättigungsgrad und der Leitfähigkeit mit $S = 41,5 \sigma^{0,41}$. Ein empirischer Ausgleich der Daten zeigt jedoch, dass sich für den Vorfaktor ein Wert von 43,8 besser eignet, so dass gilt:

$$S = 43,8 \sigma^{0,41} \quad (3.2-20)$$

Für die Leitfähigkeit des Porenwassers wurde der Wert $\sigma_w = 0,0095 \text{ S/m}$ aus früheren Untersuchungen im FLG verwendet. σ_w kann auch durch geoelektrische Messungen vor Ort ermittelt werden. Es muss gesichert sein, dass die Messung in einem Bereich mit Vollsättigung und mit derselben Porosität wie der des übrigen Gesteins stattfindet, so dass die Beziehung $\sigma_w = F(\sigma_0 - \sigma_{q0})$ benutzt werden kann.

Für eine Genauigkeitsuntersuchung der Beziehung (3.2-19) wurden die Sättigungsgrade S_b berechnet und den gemessenen Sättigungsgraden S gegenübergestellt. Dabei wurde auf eine Korrektur von σ verzichtet, da die benutzten σ_w -Werte (für vollständig gesättigtes Gestein) dem vor Ort gültigen $\sigma_w = 0,0093 \text{ S/m}$ sehr nahe kommen.

Tab. 3.2-5 Relevante Gesteinsparameter zur Interpretation geoelektrischer Labor-messungen

Gesteinsparameter	Index		
Formationsfaktor	F	366	-
Grenzschichtleitfähigkeit	σ_q	$8,7 \cdot 10^{-5}$	S/m
Sättigungsexponent (spez.)	n	2,44	-
Porenwasserleitfähigkeit	σ_w	0,0095	S/m
Porosität	-	0,95	%

Zusätzlich wurde das Verhältnis S/S_b und die prozentuale Differenz $100 \cdot (S_b - S) / S$ berechnet. Mit Ausnahme der Proben 156 und 157 beträgt die Streuung $\pm 5\%$. Die Genauigkeit von $\pm 5\%$ für die Sättigungsgrade ist im Gebirge nicht erreichbar, weil die in (3.2-19) zugrunde liegenden Leitfähigkeiten im Gebirge nicht so genau bestimmt werden können wie im Labor und bei der komplizierten Umrechnung der scheinbaren spezifischen Widerstände in wahre spezifische Widerstände schwer abzuschätzende Fehler entstehen. Ein vergleichbarer Fehler in Feldmessungen liegt bei $\pm 10\%$.

Die relevanten Gesteinsparameter vom Grimsel Granodiorit, die im Labor bestimmt wurden, sind zusammenfassend in Tab. 3.2-5 angegeben. In Abb. 3.2-2 sind die im Labor gemessenen Leitfähigkeiten in Abhängigkeit von den Sättigungsgraden sowie die Ausgleichsfunktion von (3.2-19) dargestellt, wodurch die vor Ort gemessenen Leitfähigkeiten in Sättigungsgrade umgerechnet werden können. Diese Abbildung ist somit das wichtigste Ergebnis der Labormessungen.

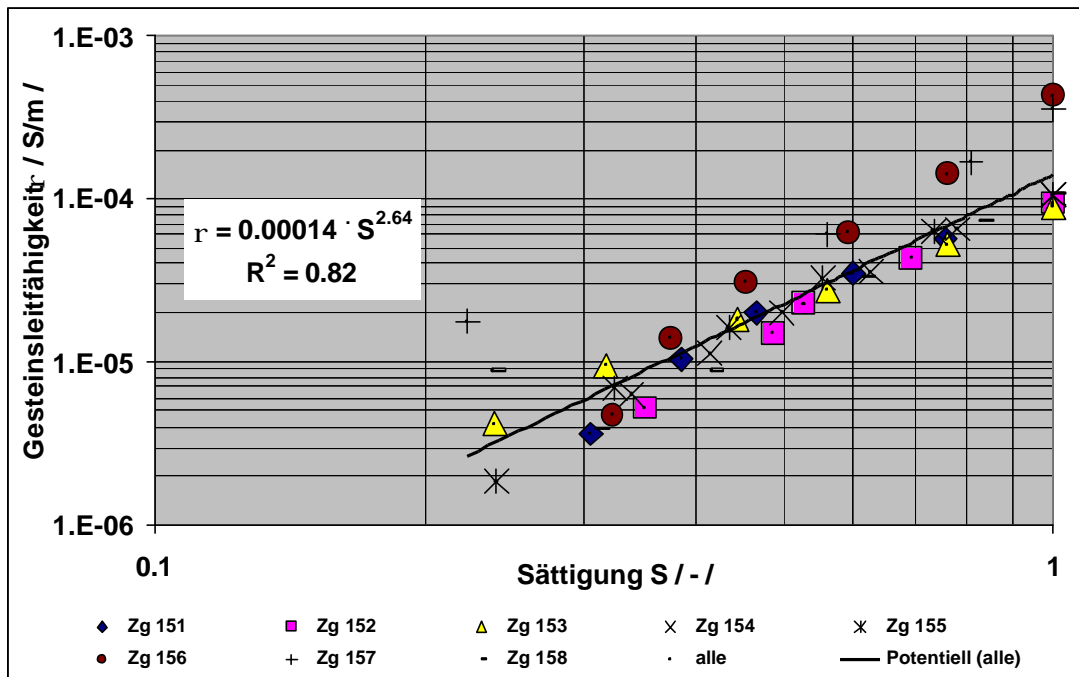


Abb. 3.2-2 Elektrische Gesteinsleitfähigkeit in Abhängigkeit vom Sättigungsgrad.

3.3 In-situ-Untersuchungen zur Bestimmung der Sättigungsverteilung

3.3.1 Instrumentierung der Versuche

Für die Gleichstromgeoelektrik stehen in der Geophysik kommerzielle Messanlagen zur Verfügung. In den letzten Jahren kamen Messsysteme auf den Markt, mit denen sich eine sehr große Zahl von Messungen automatisch durchführen lassen. Eine solche Anlage wurde 1989 entwickelt, erprobt und im Forschungsbergwerk Asse im Projekt „Dammbau im Salzgebirge“ eingesetzt [38]. Abb. 3.3-1 zeigt das Blockschaltbild dieser Datenerfassungsanlage. Sie stellt nach wie vor eine der besten verfügbaren vollautomatischen Geoelektrikmesssysteme dar.

Beschreibung der Messanlage

Die eingesetzte Messanlage ist im GSF-Bericht 1/89 [39] detailliert beschrieben. In der folgenden Auflistung sind die wichtigsten Komponenten der Messanlage aufgeführt:

- eine Geoelektrik-Messapparatur SYSCAL-R2 der Firma BRGM (jetzt IRIS),

- eine Elektrodenschalteinheit MPX-240, Spezialanfertigung der Firma GEOSOFT FELDTMANN & HAGEN,
- ein AC-DC-Wandler der Firma BRGM (jetzt IRIS),
- ein PC mit Spezialsoftware zur Steuerung der Messungen.

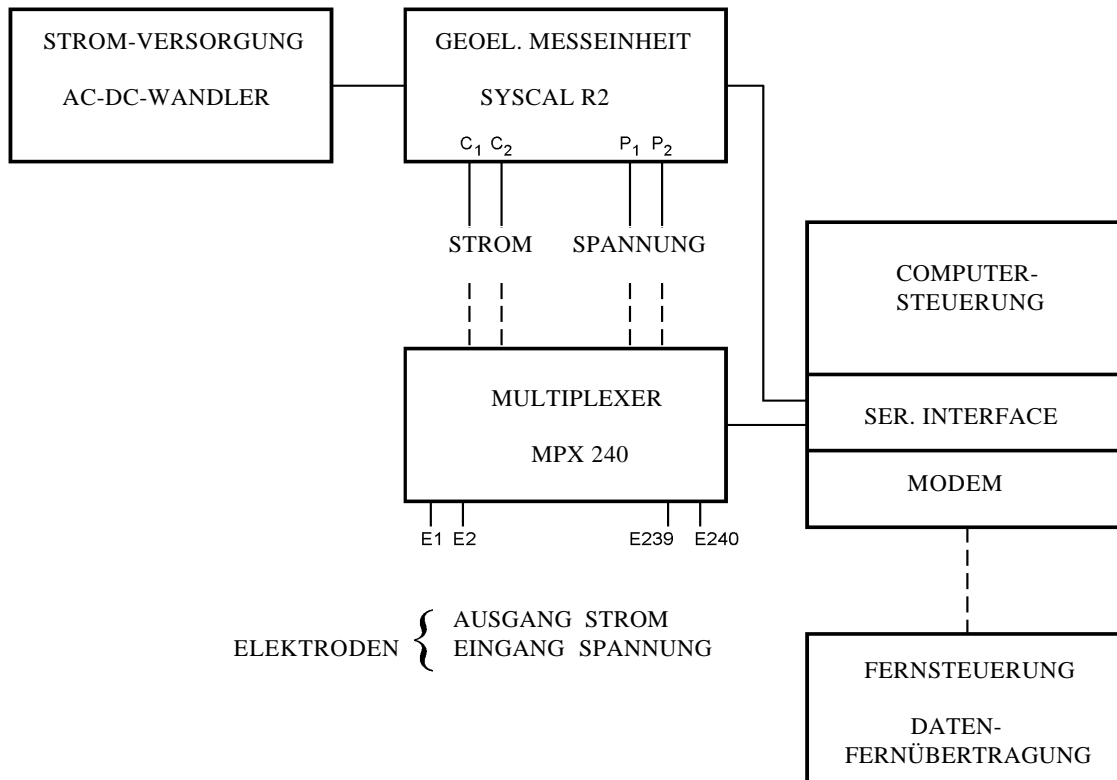


Abb. 3.3-1 Blockschaltbild der geoelektrischen Datenerfassungsanlage.

Für die PC-gesteuerte Messanlage wird die Spezialsoftware GELMESF benutzt. Vor den Messungen werden die Datei MELEC.DAT, die angibt, welche Elektrode an welchem Eingang der Anlage angeschlossen ist, sowie die Datei COREL.DAT, die die Koordinaten der Elektroden enthält, aufgerufen. Die Steuersoftware liest aus der Datei MESPAN.DAT zeilenweise die Codenummern der beiden Stromelektroden und die Codenummern der beiden Spannungselektroden ein. Weitere Parameter dienen der Einstellung der Messdauer und der Anzahl der Messzyklen. Nach dem Einlesen der Messparameter werden zunächst durch Ansteuern von MPX-240 die vier gewünschten Elektroden aus dem Netzwerk mit der Geoelektrik-Messapparatur SYSCAL-R2 ver-

bunden. Dann wird SYSCAL-R2 veranlasst, die Messung durchzuführen und die Messwerte sowie die benutzten Einstellungen an den Rechner zu übergeben. Aus den Messwerten wird unter Einbeziehung der Elektrodenkoordinaten, mit denen der Geometriefaktor bestimmt wird, der spezifische Widerstand berechnet.

Durch Anschluss eines Modems an den Rechner ist eine Fernsteuerung möglich. In diesem Falle kann nur GELMESF benutzt werden. Es können entsprechende Dateien auf dem Fernrechner vorbereitet und auf den Steuerrechner transferiert werden. Diese Art von Betrieb ist bereits erprobt und bewährt. Die Ergebnisse der Messungen werden in einer ausführlichen Protokolldatei GEL.DAT und in einer Kurzversion mit dem Namen GELKU.DAT festgehalten.

Test der Messanlage

Vor jeder Benutzung ist eine Überprüfung der Anlage notwendig. Daher wurde sie am Institut für Geophysik (TU-Clausthal /TUC-IfG) ausführlich getestet. Es wurden zu diesem Zweck Testmessungen mit kalibrierten Widerständen durchgeführt, die an die Anschlüsse 1 bis 10 angeschlossen wurden und auch im Betrieb im FLG wiederholt für Überprüfungszwecke benutzt wurden. Laut Kalibriermessungen arbeitete die Anlage korrekt [34] .

Beschaffenheit der Elektroden

Die Elektroden, die an der Oberfläche angebracht wurden, waren einfache Stahlstifte mit einem Durchmesser von 0,5 cm und einer Länge von 5 cm, die einzeln über ein Kabel mit einem Kanal des Multiplexers der Datenerfassungsanlage verbunden waren. Die Bohrlochelektroden wurden vor der Installation zu einer Elektrodenkette zusammengesetzt, wobei der Elektrodenabstand 25 cm betrug. Die Elektroden selbst bestanden aus Stahlkugeln mit einem Durchmesser von 2 cm, die einzeln über Kabel mit einem Kanal des Multiplexers der Datenerfassungsanlage verbunden waren. Über den Multiplexer konnte somit jede Elektrode einzeln angesprochen werden.

Ankopplung der Elektroden

Die Elektroden an der Oberfläche wurden in kleinen Bohrungen senkrecht zur Oberfläche mit einem Durchmesser von 7 mm und einer Tiefe von 3 mm einzementiert. Die Elektrodenketten wurden in die entsprechenden Bohrlöcher von einem Durchmesser von 2,5 cm und der Tiefe von 3,2 m einzementiert. Die Zementation hatte blasenfrei zu erfolgen. Die Einzementierung erfolgte so, dass die tiefste Elektrode von der Oberfläche ab in 3 m und somit die erste Elektrode in 0,25 m Tiefe platziert war.

Aufgrund der Labormessungen einerseits und der Modellrechnungen zur Simulation elektrischer Messungen bei erwarteten Feuchteverteilungen andererseits wurde ein Elektrodennetzwerk konzipiert, das aus insgesamt 152 Elektroden bestand. Davon wurden 48 in vier Bohrlöchern installiert. In Abb. 3.4-2 ist die Lage der Oberflächen-elektroden, der Elektrodenbohrlöcher sowie der hydraulischen Bohrlöcher am 1. Versuchsstand (vgl. Abb. 2.3-1) dargestellt. Die Anordnung erlaubt es, im Bereich der Bohrlöcher für die hydraulischen Messungen die elektrische Leitfähigkeitsverteilung und somit die Wassergehaltsverteilung bis in eine Tiefe von 3 m mit einer sehr hohen Auflösung zu erfassen.

Kennzeichnung der Elektroden

Zur Kodierung der einzelnen Elektroden wurde eine bestimmte Nummerierung verwandt, mit der die Elektroden bei der Verkabelung versehen und von der Steuersoftware bei den Messungen gefunden wurden. Die Steuersoftware ist auf 4-stellige Kennzeichnungen angelegt. Bei den Oberflächenelektroden wurde eine Kodierung vorgenommen, bei der die ersten beiden Ziffern eine Spaltennummer (x-Richtung) und die folgenden beiden Ziffern eine Zeilennummer (y-Richtung) enthalten.

In der Datei COREL.DAT sind die Koordinaten der Elektroden entsprechend ihren Positionen in Abb. 3.2-1 organisiert. Diese Datei wird von der Steuersoftware zur Berechnung der Geometriefaktoren benutzt. Für das Elektrodennetzwerk wurde ein spezielles lokales Koordinatensystem eingeführt, welches dem Standard geoelektrischer Arbeiten im Halbraum entspricht, d. h. die z-Achse zeigt senkrecht zur Oberfläche in das Medium. Als Nullpunkt des Koordinatensystems wurde zweckmäßigerweise der Mittelpunkt des

Rasters für die Hydraulikbohrungen gewählt. Weitere Einzelheiten sind in diesem Bericht nicht von Belang und können dem Schlussbericht des Institutes für Geophysik der TU Clausthal entnommen werden.

Die Datei COREL.DAT ist nach folgendem Schema organisiert.

- Koordinaten der Elektroden in [m]

- Nullpunkt: mittlere Hydraulikbohrung

- x-Achse: horizontal nach rechts

- y-Achse: vertikal nach oben

- z-Achse: horizontal ins Gebirge (senkrecht zur Oberfläche)

- Elektrodenbezeichnung x, y, z Koordinaten

Die Kenntnis der genauen Lage der Elektroden ist für die Genauigkeit der Berechnung der Geometriefaktoren sehr wichtig. Daher musste bei der Installation darauf geachtet werden, dass die in COREL.DAT angegebenen Koordinaten eingehalten werden. Abweichungen von ± 1 cm waren bei der Installation noch zu tolerieren.

3.4 Durchführung der Versuche

3.4.1 Auslegungsrechnungen

Es ist immer ratsam, bereits vor den Messungen Vorstellungen über die Leitfähigkeit und deren zeitliche und lokale Änderungen zu haben. Dadurch können Elektrodenetzwerk, Messanordnungen und Messparameter der Messaufgabe besser angepasst werden. In letzter Zeit stehen Rechenprogramme zur Verfügung, mit denen bei vorgegebenen Verteilungen der Leitfähigkeit und Positionen der Stromelektroden die entstehenden Potentiale bzw. elektrischen Felder berechnet und die Messungen simuliert werden

können. Diese Programme basieren auf der Lösung der für die elektrischen Felder und Potentiale geltenden Differentialgleichungen durch numerische Verfahren mit finiten Differenzen.

Am Institut für Geophysik der TU-Clausthal gab es zu Projektbeginn ein entsprechendes Programm zur Berechnung von elektrischen Feldern mit finiten Differenzen für dreidimensionale elektrische Strukturen. Dieses Programm eignet sich auch für Bohrlochmessungen und sonstige zylindrische Formen (z. B. Strecken), da die Berechnung in zylindrischen Koordinaten durchgeführt wird.

In Abb. 3.4-1 sind die Ergebnisse einer solchen Berechnung exemplarisch dargestellt. Es handelt sich hierbei um die Simulation von Messungen in einem Bohrloch. Das Bohrloch ist 3 m tief und ist mit 25 Elektroden in gleichmäßigen Abständen von 12,5 cm bestückt. Es hat einen Durchmesser von 5 cm und eine Zementation mit dem spezifischen Widerstand $10^3 \Omega\text{m}$.

Zur Simulation eines leicht ausgetrockneten Streckensaumes wurde am Stoß ein spezifischer Widerstand von $10^5 \Omega\text{m}$ angesetzt. Dieser erniedrigt sich über 2 m Tiefe auf einen Wert von $10^4 \Omega\text{m}$, welcher dem voll gesättigten Gebirge entsprechen soll. Diese für die Simulation angesetzten spezifischen Widerstände sind größenordnungsmäßig realistische Werte. Sie sind im Labor für einen mit einer Leitfähigkeit der Porenfüllung von 0,01 S/m teil- und vollgesättigten Granodiorit von 1 % Porosität gemessen worden. Für die Simulationsmessungen wurden gleitende Wenner-Anordnungen benutzt. Eine Wenner-Anordnung besteht aus 4 Elektroden gleicher Abstände, die auf einer Linie angeordnet sind (Kap. 3.1).

Der Abstand wird auch als Auslage a bezeichnet. An den äußeren Elektroden wird Strom eingespeist und an den inneren Elektroden das entstehende Feld als Spannungsabfall gemessen. Durch Vergrößern der Auslage erfasst das Stromfeld immer größere Bereiche im Gebirge. Für jeweils eine bestimmte Auslage a werden entlang der Elektrodenkette der Reihe nach, d. h. gleitend, die Messungen zu einer Kurve zusammengefasst. Die Werte an den Kurven in Abb. 3.4-1 geben die Auslage in Meter an.

Es wurden Messungen für alle möglichen Wenner-Auslagen simuliert, wobei der kleinste Elektrodenabstand 12,5 cm betrug.

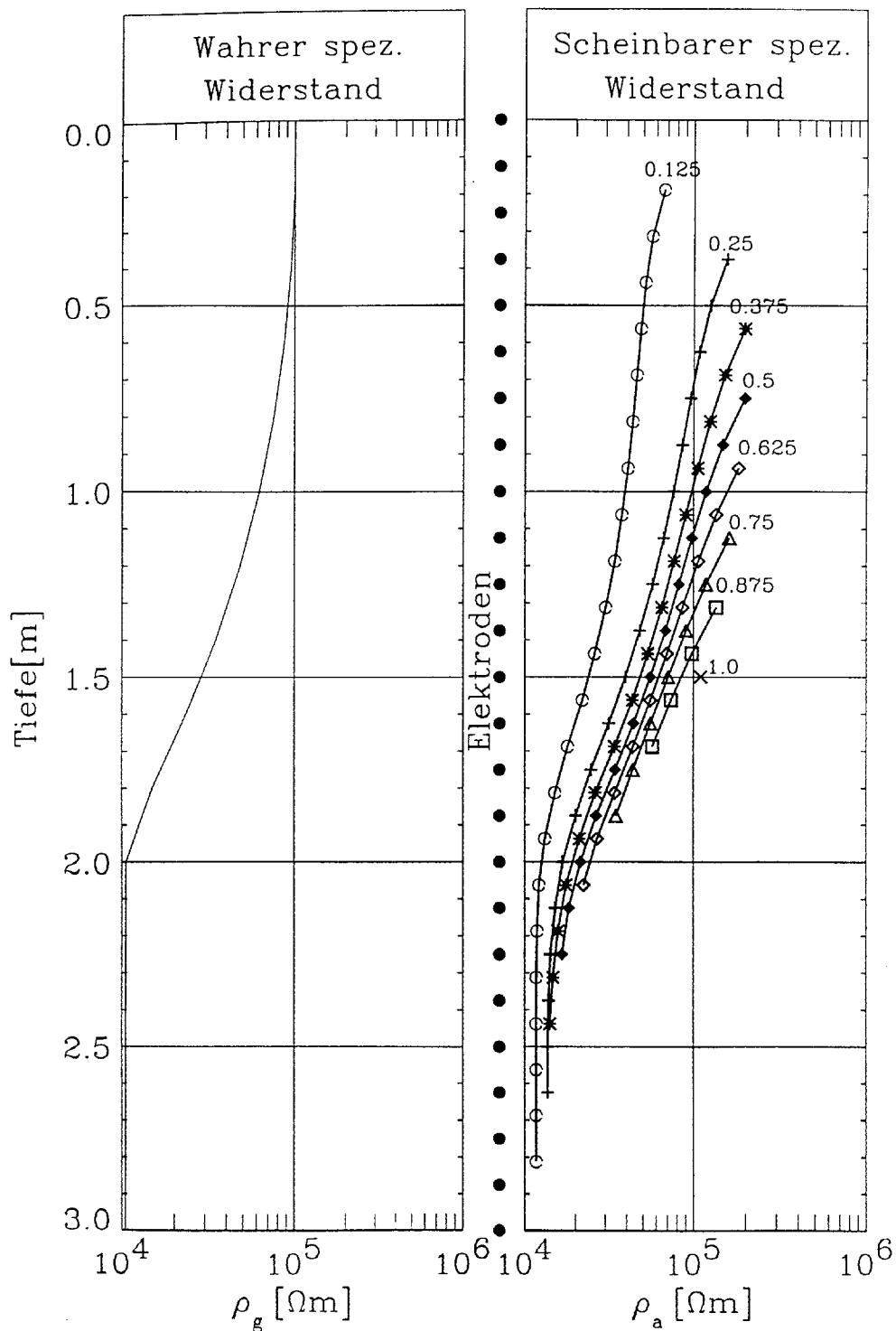


Abb. 3.4-1 Simulation geoelektrischer Messungen mit finiten Differenzen.

Die Abb. 3.4-1 demonstriert, wie sich eine Widerstandsverteilung in den Messungen abbildet. Die gemessenen spezifischen Widerstände sind abhängig von der Lage und Größe der Auslage. Die Situation wäre noch komplizierter, wenn statt der eindimensionalen Änderung des spezifischen Widerstandes in Bohrlochrichtung auch Änderungen in radialer Richtung vorhanden wären.

Die Messungen mit der Auslage von $a = 0,125$ m (Gesamtabstand der äußeren Stromelektroden $3a = 0,375$ m) zeigen einen niedrigeren Wert an als die Formation. Hier macht sich der Einfluss des niederohmigen Bohrlochmaterials deutlich bemerkbar. Für größere Auslagen werden immer größere Formationsbereiche erfasst, die deutlich zu hohen Widerstandswerten führen. Keine der Kurven für den scheinbaren spezifischen Widerstand passt optimal zu dessen wahren Verlauf. Vor allem zur Bohrlochöffnung hin, also zur Grenzfläche Gebirge/Luft, tendieren die Kurven zu größeren Werten. Dieses Verhalten ist auch aus anderen Untersuchungen bekannt. Die Abb. 3.4-2 macht die Bedeutung von Modellrechnungen sehr deutlich. Sie sind nicht nur für die Planung von Elektrodennetzwerken und Messanordnungen notwendig sondern auch für die Interpretation der Messungen.

Der Durchmesser der Ortsbrust des Versuchsortes im FLG erlaubt eine gewisse Länge der Elektrodenprofile an der Oberfläche. Mit der großen Gesamtauslage von knapp über 3 m können erfahrungsgemäß noch Informationen über 1 m bis maximal 1,5 m Tiefe erhalten werden. In dem Versuch im FLG wurden aber Änderungen bis in 2 bzw. 3 m Tiefe erwartet. Daher wurden Messungen im Bohrloch in den entsprechenden Tiefen unbedingt notwendig. Diese sind jedoch im oberflächennahen Bereich durch die Grenze zur Luft, wie in Abb. 3.4-1 deutlich sichtbar, ziemlich verfälscht. Daher wurde für das Elektrodennetzwerk eine optimierte Kombination von Oberflächen- und Bohrlochelektroden entworfen, wie in Abb. 3.4-2 dargestellt.

3.4.2 Versuchsplanung

Mit der Verwendung einer großen Anzahl von Elektroden bzw. Messkonfigurationen wurde das Ziel verfolgt, sowohl eine große Eindringtiefe als auch eine hohe Auflösung zu erreichen. Daraufhin ist das in Abb. 3.4-2 dargestellte Elektrodennetzwerk konzipiert worden.

Rein theoretisch sind mit einem Netzwerk von 144 Elektroden über $5 \cdot 10^8$ verschiedene Vierpunktanordnungen möglich. Die Benutzung aller möglichen Vierpunktanordnungen ist jedoch in der Praxis nicht sinnvoll. Ein Teil der möglichen Messungen scheidet von vornherein aus, weil bei bestimmten Anordnungen – wenn z. B. der Spannungsdipol senkrecht zum Stromdipol steht – die Potentialdifferenz sehr klein bzw. der Geometriefaktor singularär wird. Weiterhin wurde auf die großräumigen Anordnungen zugunsten der kleinräumigen Anordnungen, d. h. zugunsten der Auflösung, verzichtet.

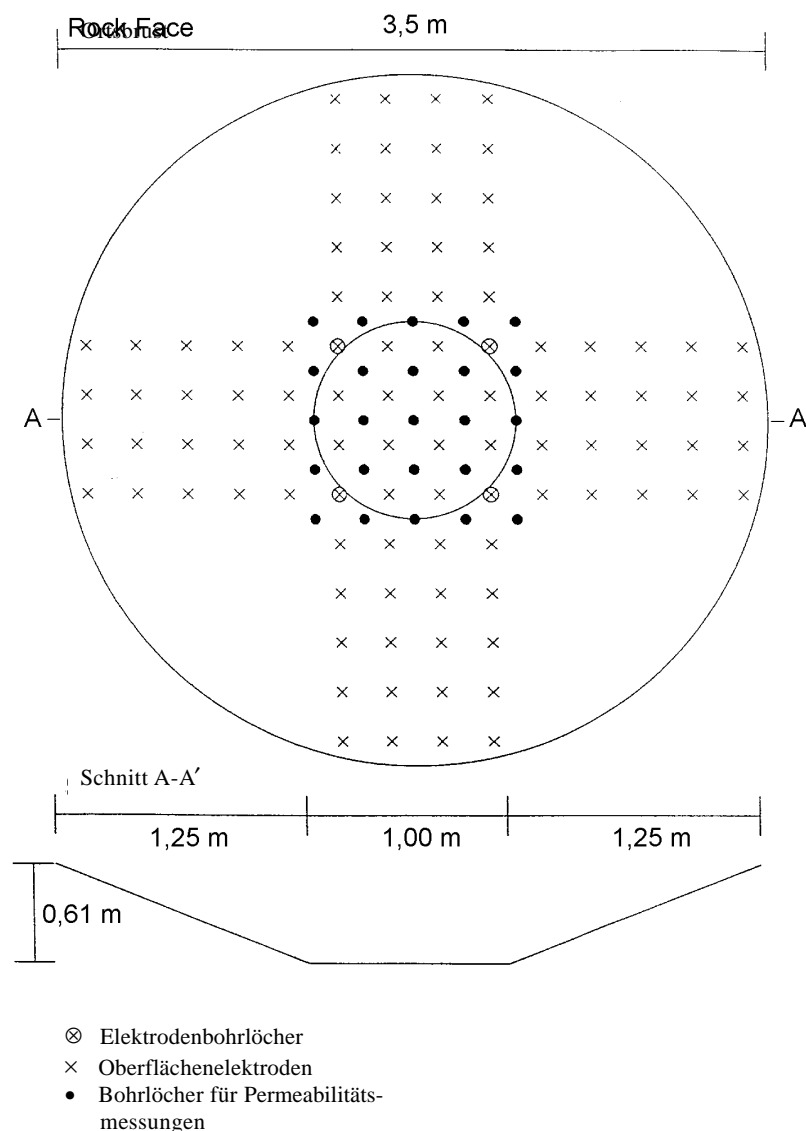


Abb. 3.4-2 Schematische Darstellung der Elektrodennetzwerkes.

Die Messungen wurden in Gruppen erfasst, die eine Variation einer Grundanordnung, z. B. gleitende Wenner-Anordnung in Bohrlöchern, darstellen. Diese Gruppen sind in den Dateien MPxxx.DAT zu einem Archiv zusammengefasst worden. Die Dateien können verschieden groß sein, d. h. sie können eine Anzahl von Messungen zwischen 20 und 500 enthalten. Nachfolgend sind die Einzelheiten zu den konzipierten Messungen aufgeführt und die Konfigurationen erklärt.

Messprofil MP901.DAT

In dieser Datei sind die Messungen an den Oberflächenelektroden mit gleitenden Wenner-Anordnungen organisiert. In jedem der acht Profile wurden Wenner-Auslagen von $a = 0,25$ m, $a = 0,5$ m, $a = 0,75$ m und $a = 1$ m mit einer Verschiebung von Δx oder Δy von $0,25$ m benutzt. Die Ergebnisse können in sogenannten Pseudosektionen zusammengefasst und dargestellt werden. In dieser Form sind sie auch für viele Inversionsrechenprogramme geeignet. Die Datei enthält 208 Messungen, die zunächst mit 100 V Einspeisespannung durchgeführt wurden.

Messprofil MP902.DAT

Bei diesen Messungen wurden in die äußersten Elektroden der Oberflächenprofile Strom eingespeist und an den inneren Elektroden jeweils über zwei benachbarte Elektroden der Spannungsabfall gemessen. Die Konfiguration entspricht einem festen AB-Abstand von $3,5$ m und einem gleitenden MN-Abstand von $0,25$ m. Die Datei enthält 80 Messungen, die zunächst mit 100 V Einspeisespannung durchgeführt wurden.

Messprofil MP503.DAT

In dieser Datei sind Messungen an den Bohrlochelektroden mit gleitenden Wenner-Anordnungen organisiert worden. In jedem der vier Bohrlöcher wurden Wenner-Auslagen von $a = 0,25$ m, $a = 0,5$ m und $a = 0,75$ m mit einer Verschiebung Δx oder Δy von $0,25$ m benutzt. Die Messungen ähneln den Messungen in der Datei MP901.DAT und können ebenfalls als Pseudosektionen dargestellt werden. Sie sind jedoch für einfache zweidimensionale Modelle nicht brauchbar. Die Datei enthält 72 Messungen, die zunächst mit 100 V Einspeisespannung durchgeführt wurden.

Messprofil MP504.DAT

Diese Datei beinhaltet die Messungen mit den Stromelektroden A und B in zwei benachbarten Bohrlöchern und mit den Spannungselektroden M und N in den übrigen zwei Bohrlöchern als Eckpunkte eines Quadrats. Diese Quadrate sind parallel zur Oberfläche, d. h. die vier Elektroden befinden sich in gleicher Tiefe. Die Anordnung wurde jeweils in verschiedenen Tiefen gemessen. Die Anordnungen ermöglichten eine hohe Auflösung in z-Richtung, d. h. von der Oberfläche in das Gebirge, wo anfangs die eigentliche Änderung der Leitfähigkeit erwartet wurde. Die Datei enthält nur 26 Messungen, die zunächst mit 50 V Einspeisespannung durchgeführt wurden.

Messprofil MP505.DAT

In dieser Datei sind die sogenannten Dipol-Dipol-Anordnungen der Bohrlochelektroden zusammengefasst worden. Die zu einer Anordnung gehörenden Stromelektroden A und B befanden sich in zwei benachbarten Bohrlöchern in gleicher Tiefe. Die Spannungselektroden M und N in den übrigen zwei Bohrlöchern waren in derselben Tiefe. Für die festgehaltenen AB-Positionen wurden die MN-Positionen mit der Tiefe variiert. Die Messungen wurden für verschiedene Tiefen von A und B wiederholt. Die Datei MP504.DAT bildet eine Untermenge von dieser Datei. Die Datei enthält 338 Messungen, die zunächst mit 100 V Einspeisespannung durchgeführt wurden.

Messprofil MP514.DAT

Hier wurde in einem Bohrloch über die äußersten Elektroden an der Oberfläche und am Bohrlochende Strom eingespeist. Die Messung erfolgte an den in einem Bohrloch benachbarten Elektroden M und N. Somit hatte man einen festen AB-Abstand von 3 m und einen MN-Abstand von 0,25 m. Die Datei enthält 160 Messungen, die zunächst mit 100 V Einspeisespannung durchgeführt wurden.

Messprofil MP515.DAT

Die Messungen in dieser Datei sind im Prinzip ähnlich zu denen in MP514.DAT mit dem Unterschied, dass die Einspeiseelektroden sich nicht im gleichen Bohrloch sondern in dem diagonal gegenüberliegenden Bohrloch befanden. Die Datei enthält 160 Messungen, die zunächst mit 100 V Einspeisespannung durchgeführt wurden.

3.4.3 Versuchsablauf

Da im Gegensatz zur Planungsphase die geoelektrischen Messungen nicht manuell sondern mit der automatischen Messanlage erfolgen konnten, ließen sich zwischen den Messphasen kontinuierliche Messungen durchführen. Somit konnte die Entwicklung der Leitfähigkeit zwischen den Messphasen verfolgt und beurteilt werden. Die Eckdaten über den Versuchsablauf sind in der Tab. 3.4-1 zusammengefasst. Zur Darstellung der Ergebnisse wurde eine Zeitskala mit laufenden Nummern der Tage ab 10.01.1996 benutzt. In die Tab. 3.4-1 sind zu den Eckdaten die korrespondierenden Tagesnummern eingetragen, damit sie in den Abbildungen leicht zu finden sind.

Tab. 3.4-1 Versuchsablauf

Datum	Laufender Tag	Versuchsstadium	Bemerkung
01.01.1996	1	Versuchsbeginn	
13.02.1996	44	1. Phase (Entfeuchtung)	Klima 40 % r.H., 14° C
25.03.1996	85	2. Phase (Entfeuchtung)	Klima 25 % r.H., ≈20° C
08.07.1996	190	3. Phase (Aufsättigung)	Klima >90 % r.H., <20° C
27.08.1996	240	Versuchsende	

Die durchgeführten Messungen entsprechen dem Plan. Die Dateien tragen im Namen die Nummer der Messanordnungsgruppe nach den obigen Beschreibungen und eine fortlaufende Nummerierung. Aus der Erstellungszeit der Datei kann unmittelbar das entsprechende Datum der Messungen entnommen werden. Die genauere Messzeit ist in den Dateien zu den einzelnen Messungen protokolliert.

Die regelmäßigen Messungen beginnen am 44. Tag (13.02.1996) mit der ersten Versuchsphase, wobei die ersten Dateien unmittelbar vor dem Versuchsbeginn datieren. Die Messungen wurden lange vor dem Versuchsbeginn durchgeführt, allerdings selten. Sie geben daher die Verhältnisse während der Elektrodeninstallation bzw. Bohrlochentwicklung wieder, weswegen sie nur zu vorläufigen Untersuchungen benutzt wurden und nicht näher beschrieben werden.

Es fanden pro Tag etwa zwei Messzyklen statt, entweder mit 50 V oder mit 100 V Einspeisespannung. Dadurch ist eine sehr große Menge von Messdaten entstanden, die nur zum Teil für die Inversion benutzt wurde, aber für die Beurteilung des zeitlichen Verlaufs des Versuches notwendig war.

Eine große Messlücke trat zwischen den Tagen 141 und 163 (20.05.1996 bis 11.06.1996) auf. Diese Lücke ist nicht sehr nachteilig für die Interpretation, da in diesem Zeitbereich nach Beurteilung der Messungen keine großen Änderungen zu erwarten waren. Ab dem 190. Tag (08.07.1996) bis Versuchsende fehlen sämtliche Bohrlochmessungen. Während der Trocknungsphasen wurde keinerlei Entsättigung des Gebirges gemessen, so dass keine Wiederaufsättigung während der dritten Versuchsphase zu erwarten war.

3.4.4 Ergebnisse der In-situ-Untersuchungen

3.4.4.1 Zeitliche Änderung der Resistivität

Um die Entwicklung der Resistivität bzw. deren Änderungen zu verschiedenen Zeitpunkten zu beurteilen, wurde zunächst der zeitliche Ablauf der scheinbaren Resistivität für einzelne Messkonfigurationen dargestellt.

Da es sich bei den Messungen zunächst um scheinbare Resistivitäten handelt, geben sie nicht unmittelbar die Verteilung bzw. die Änderung der wahren Resistivität und der Feuchte wieder. Sie zeigen jedoch indirekt die Änderungen an, ohne dass diese genau zugeordnet werden können. Ziel der Darstellungen des zeitlichen Ablaufes ist zunächst, die Zeitpunkte der markanten, teilweise starken Änderungen zu erkennen und zu entscheiden, für welche Inversionsrechnungen zur Ermittlung der Verteilung der wahren Resistivität durchzuführen sind.

Eine grobe lokale Zuordnung der scheinbaren Resistivitäten kann vorgenommen werden unter Berücksichtigung der für die Messungen benutzten Elektroden, d. h. jeder Wert des spezifischen Widerstandes stellt einen gewichteten Mittelwert des wahren spezifischen Widerstandes über den durch die Elektroden abgedeckten Bereich dar. Dabei gehen die Resistivitäten in der Nähe der Elektroden mit größerem Gewicht ein. Da in den

Messungen mit den Elektroden an der Oberfläche Wenner-Anordnungen benutzt wurden, bedeutet dies, dass mit größer werdenden Auslagen immer tiefere Bereiche erfasst wurden und anteilig zur scheinbaren Resistivität beitragen. Allerdings ist der Haupteffekt nach wie vor von dem Bereich der Oberfläche unmittelbar zwischen den Stromelektroden abhängig.

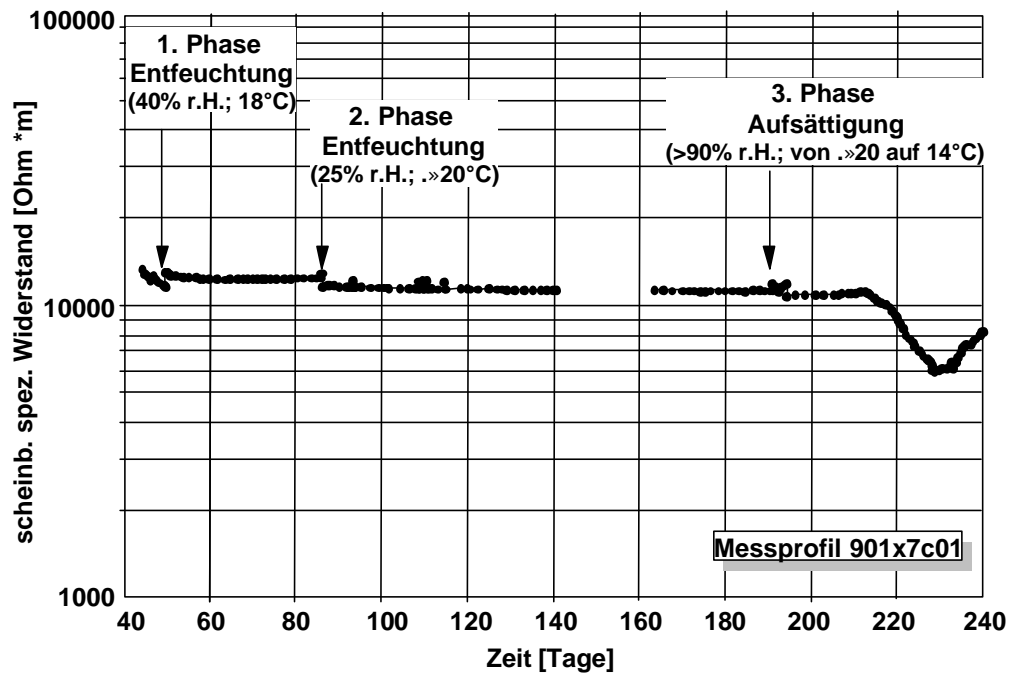


Abb. 3.4-3 Beispiel für die Entwicklung des scheinbaren Widerstandes während der Belüftungsphase 1 bis 3. Dargestellt ist das horizontale Messprofil 901x7c01.

Für die Darstellung der zeitlichen Änderung der Resistivität wurde eine Zeitskala der Tage 40 bis 240 zugrunde gelegt und bei allen Abbildungen beibehalten, um die Vergleichbarkeit der Abbildungen zu gewährleisten. Für die scheinbare Resistivität wurde wie üblich eine logarithmische Skala benutzt und ein Wertebereich von $10^3 \Omega\text{m}$ bis $10^5 \Omega\text{m}$ dargestellt. Dieser Wertebereich reicht bis auf einige Ausnahmen für alle Messungen, so dass die Abbildungen auch bezüglich der Resistivitätsachse miteinander unmittelbar vergleichbar sind.

Dargestellt sind die zeitlichen Verläufe der Messungen mit allen Wenner-Auslagen in den horizontalen Profilen x6, x7, x8 und x9 sowie in den vertikalen Profilen y6, y7, y8 und y9 und der quadratischen Anordnung in den Bohrlöchern. Sämtliche Messergebnisse sind in dem Bericht [35] dokumentiert. Wegen der Vielzahl der Messkurven und dem nahezu gleichen Verlauf sind im folgenden nur die wichtigsten Aussagen zusammengefasst.

- Die Resistivitäten liegen in der Anfangsphase unabhängig von der Auslage, d. h. von den erfaßten Bereichen, um $10^4 \Omega\text{m}$ und ändern sich nicht bzw. sehr wenig bis zum 190. Tag.
- In den Verläufen kommen gelegentlich Sprünge vor, die sehr klein und unsystematisch bzw. unkorreliert unter den verschiedenen Messanordnungen sind. Ein Großteil dieser Sprünge ist in der Messgenauigkeit der Anlage begründet und entspricht der Auflösungsgrenze der Messwerte.
- Am Tag 85 findet in allen Verläufen einschließlich der Bohrlochmessungen mit oberflächennahen Elektroden ein kleiner Sprung statt. Der Betrag ist aber zu klein, um in irgendeiner Weise interpretiert werden zu können. Wichtig ist der Sprung nur, weil er in allen Verläufen vorkommt und am 85. Tag die zweite Phase des Versuches gestartet wurde.
- Ab dem 190. Tag bis zum Versuchsende am 240. Tag treten in den meisten Verläufen teilweise große Variationen der Resistivität auf. Dieses Verhalten ist sehr signifikant, da am Tag 190 die dritte Versuchsphase gestartet wurde. Die meisten vorkommenden Änderungen sind kleiner als der Faktor 0,5 bis 5. Aber es kommen auch einige Änderungen mit Faktoren 0,1 bis 10 vor.
- Der zeitliche Ablauf der Änderungen ab dem 190. Tag ist für verschiedene Anordnungen sehr unterschiedlich. Bis auf Ausnahmen (etwa 10 %) handelt es sich um eine Abnahme der Resistivität. Teilweise setzt sich diese Abnahme bis zum Schluß der Messungen kontinuierlich fort, teilweise setzt aber eine Umkehr ein. Es gibt auch Anordnungen mit einer wiederholten Abnahme. Bei wechselhafter Ab- und Zunahme sind die Zyklen nicht kleiner als 10 - 15 Tage. Ein systematisches Verhalten

in den zeitlichen Abläufen über die Gesamtheit der Messanordnungen ist nicht zu erkennen.

- Die zeitlichen Verläufe der Resistivitäten sind in den benachbarten und überlappenden Messanordnungen recht ähnlich, so dass allein anhand der Zeitverläufe festgestellt werden kann, dass das installierte Elektrodennetzwerk eine angemessene lokale Auflösung gewährleistete.

Über die lokale Verteilung der Resistivität kann anhand der Zeitverläufe nicht befunden werden, weil die Änderungen keine Systematik bzw. bis auf die allgemeine Abnahme der Resistivität sonst keine Trends erkennen lassen. Die Beurteilung der lokalen Verteilung muss durch Inversion bzw. inverses Modellieren der scheinbaren Resistivität erfolgen.

3.4.4.2 Räumliche Verteilung der Resistivität

Für die Inversionsrechnungen wurden folgende Zeitpunkte der Messungen gewählt:

- Tag 44 Anfang des Versuches (Nullzustand)
- Tage 70, 110, 164 im Bereich ohne signifikante zeitliche Änderungen an der Oberfläche
- Tag 190 am Anfang der signifikanten zeitlichen Änderungen an der Oberfläche
- Tage 195, 200, 205, 210, 215, 220, 230, 235 und 240 für gleichmäßige Abstände von 5 Tagen während der signifikanten Änderungen an der Oberfläche.

Für die Inversionsrechnungen wurde das kommerzielle Programm RES2DINV (2D resistivity inversion using the Gauss-Broyden least-squares method, Vertrieb des Programms: Campus Geophysical Instruments Ltd, England) benutzt. Das Verfahren basiert auf der numerischen Lösung der Potentialgleichung für vorgegebene Resistivitätsstrukturen bzw. -modelle und Elektrodenkonfigurationen. In einem Iterationsschema wird das Modell so lange geändert bzw. verbessert, bis die für das Modell berechneten

bzw. simulierten Messungen mit den beobachteten Messungen ausreichend übereinstimmen.

Obwohl die Möglichkeit der Inversion in der beschriebenen Art einen deutlichen Fortschritt in der Geophysik darstellt bzw. erst dadurch auch zwei- und dreidimensionale Multielektrodenmessungen sinnvoll sind, gibt es für die Benutzung solcher Inversionsalgorithmen einige Einschränkungen, die hier kurz erläutert werden sollen, um eine realistische Beurteilung der Ergebnisse zu ermöglichen.

Die möglichen Modelle mit RES2DINV sind zweidimensional. Diese Einschränkung gilt für alle zur Zeit kommerziell verfügbaren geoelektrischen Inversionsprogramme. Dreidimensionale Inversionsprogramme sind zur Zeit in vielen Arbeitsgruppen in der Entwicklung. So ist z. B. eine dreidimensionale Version des hier benutzten Programms RES2DINV für die nächste Zukunft angekündigt.

Prinzipiell ist die Datenverwaltung und die Inversion für dreidimensionale Modelle noch sehr aufwendig und nur in besonders begründeten Fällen vertretbar. In der Praxis werden statt dessen eher mehrere parallel laufende zweidimensionale Messungen und Inversionen benutzt, was die meisten Ansprüche erfüllt. Die Messungen in diesem Projekt wurden in dieser Weise geplant und durchgeführt. Dies ist angemessen, weil bei der Planung des Experimentes nur eine eindimensionale, d. h. eine gleichmäßige Änderung der Resistivität vom Stoß ins Gebirge erwartet wurde.

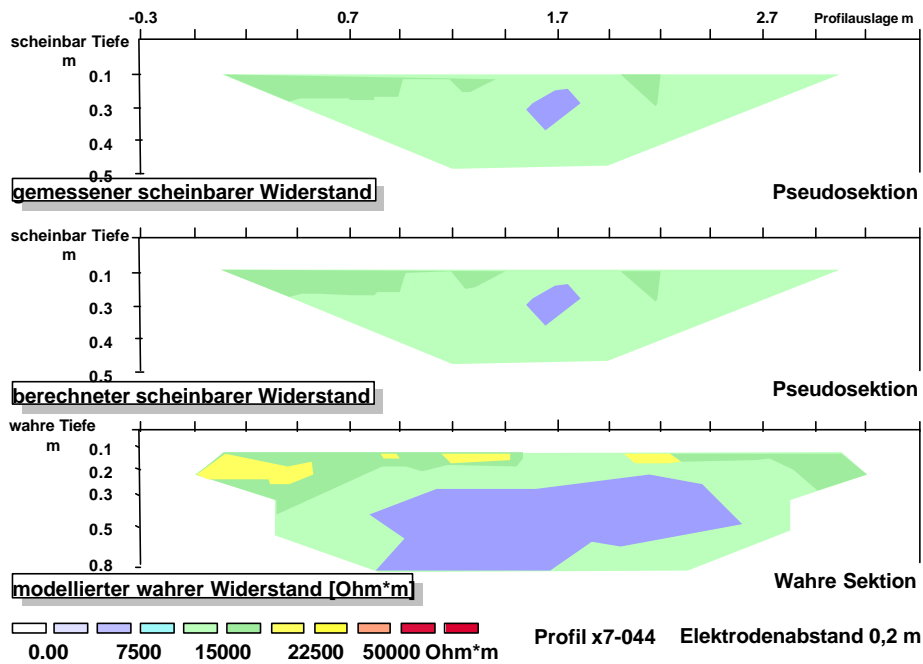


Abb. 3.4-4 Widerstandsverteilung am 44. Tag (zu Beginn der Entfeuchtung) in der Profilebene x7. Dargestellt sind die scheinbaren (oben, mitte) und berechneten wahre Widerstände (Inversion).

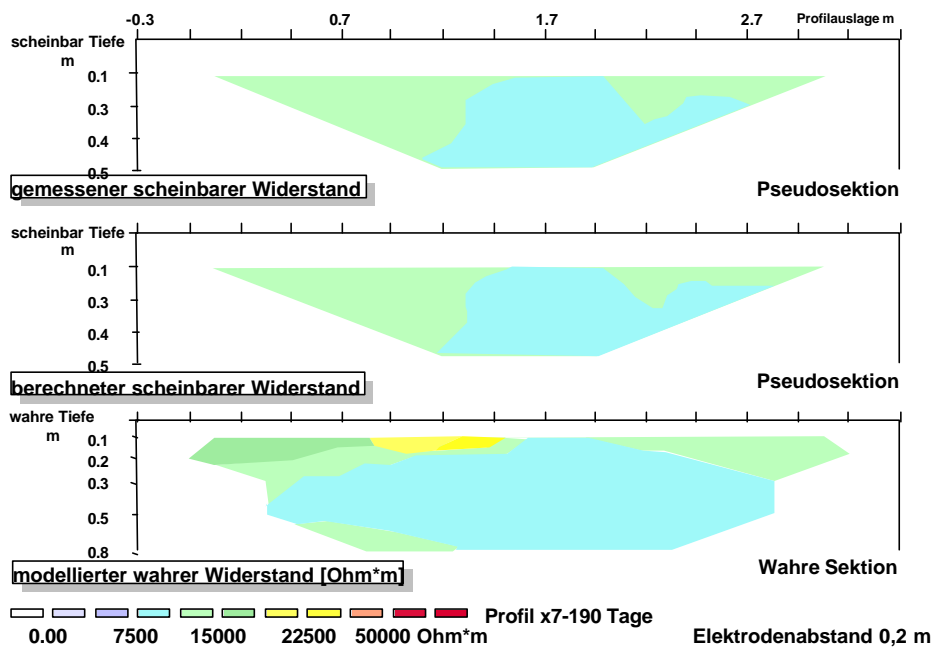


Abb. 3.4-5 Widerstandsverteilung am 190. Tag (nach Beendigung der Entfeuchtung) in der Profilebene x7. Dargestellt sind die scheinbaren (oben, mitte) und berechneten wahre Widerstände (Inversion).

Eine weitere wichtige Einschränkung des Programms besteht darin, dass die Zellenzahl, -einteilung und -form vorgegeben ist, was sich für die Messungen als großer Nachteil herausgestellt hat. Ferner ist es nicht möglich, ausgewählte Zellen mit anderweitig bekannten Resistivitätswerten zu belegen, und diese Resistivitätswerte während der Inversion konstant zu halten. Es ist auch nicht möglich, Elektroden innerhalb der Struktur anzusetzen. Gerade das wäre für das Projekt wünschenswert gewesen. Praktisch kam aber dieser Nachteil nicht zum Tragen, weil wegen der Ergebnisse während der Trocknungsphasen keine Wiederaufsättigung hätte stattfinden können.

Eine weitere grundsätzliche Einschränkung der Inversionsprogramme ist, dass bei schlechter Datenqualität die Inversion sehr schnell außer Kontrolle gerät. So werden einzelne lokale Ausreißerwerte bei der Inversion überproportional in eine Strukturre-sistivität umgesetzt. Die Entscheidung, ob ein gemessener Wert, d. h. scheinbarer spezifischer Widerstand aus Messtechnischen oder strukturellen Gründen extrem anders ist und daher nicht in die Inversion mit eingeschlossen werden sollte, ist subjektiv und erfordert genaue Kenntnisse über die Messungen.

Für die Darstellung der Messergebnisse wählt man üblicherweise Pseudosektionen, in denen die Messwerte und die Isolinien so geplottet werden als ob sie die Eindringtiefe der elektrischen Feldlinien widerspiegeln. Für eine Wenner-Anordnung mit der Elektrodenauslage $n \cdot a$ ($n=1, 2, 3, \dots$) bedeutet dies, dass der zur Auslage gehörende berechnete Widerstandswert im Abstand $(n/2) \cdot a$ unterhalb des Zentrums der Auslage geplottet werden muss. Pseudosektionen können allerdings nicht direkt als Darstellungen der Änderung der scheinbaren Resistivität mit der Tiefe interpretiert werden.

Die Inversionsergebnisse werden grundsätzlich in drei Abbildungen dargestellt: Die Pseudosektion für die Messungen, die Pseudosektion für die aufgrund des Inversionsmodells berechneten bzw. simulierten Messungen und das durch die Inversion ermittelte Modell. Der visuelle Vergleich der beobachteten Pseudosektion mit der berechneten ermöglicht die Beurteilung der Güte der Inversion. Die Übereinstimmung der Pseudosektionen ist durch die Standardabweichung angegeben, welche das übliche klassische Maß der quadratischen Abweichung ist (Wurzel aus der Summe der Quadrate der Differenzen zwischen den gemessenen und den simulierten Messwerten, normiert auf die Anzahl der Messungen). Erfahrungsgemäß stellt eine Standardabweichung von

5 - 10 % eine gute Übereinstimmung dar. Bei Messungen bzw. Modellen mit höheren Resistivitätskontrasten ist die Abweichung in der Regel höher. Im Idealfall sind beide Pseudosektionen identisch, d. h. mit dem Inversionsmodell können die Messungen vollständig simuliert werden. Das heißt aber nicht, dass das Modell auch vollkommen der Realität entspricht. Die bereits erwähnten Einschränkungen bzw. Unzulänglichkeiten der Inversion bzw. des Modells sind nach wie vor vorhanden. So kann allein die Zelleneinteilung, d. h. Anzahl und Form der Zellen sowie eine nicht berücksichtigte dreidimensionale Struktur großen Einfluss haben. Daher ist eine kleine Standardabweichung sicher ein Hinweis auf die Güte der Inversion bzw. die Realitätsnähe des Modells. Aber eine kritische Bewertung der Einflussfaktoren ist unerlässlich.

In [35] sind die Ergebnisse der Inversionsrechnungen für die Hauptprofile x6, x7, x8, x9, y6, y7, y8 und y9 für verschiedene ausgewählte Zeitpunkte dokumentiert und zusammenfassend dargestellt. Die wichtigsten Aussagen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Zum Zeitpunkt 44 (vgl. **Abb. 3.4-4**), am Anfang des Versuches, liegt eine recht homogene Struktur mit einer durchschnittlichen Resistivität von $10^4 \Omega\text{m}$ vor, die sich bis zum 190. Tag (vgl. **Abb. 3.4-5**) nicht wesentlich ändert. Im allgemeinen sind die Modelle für den 44. und 190. Tag sehr ähnlich. Die Unterschiede sind im Durchschnitt um einen Faktor 2 kleiner. Auch die benachbarten Profile sehen recht ähnlich aus. Insgesamt weisen jedoch die x-Profile und y-Profile Unterschiede auf. Die leichte Änderung über benachbarte Profile vom 44. zum 190. Tag ist für die y-Profile größer.
- Die ab dem 190. Tag eintretende Änderung ist sehr groß. Im einzelnen ist die Änderung über die Zeit bis zum 240. Tag in einzelnen Profilen langsam und auch in den Abbildungen mit jeweils 10 Tagen Zeitabstand ohne Diskontinuität zu verfolgen.
- In x-Richtung deutet sich bei den inneren x-Profilen (x7 und x8) ab dem 210. Tag eine Aufteilung in eine höhere und eine niedrigere Resistivität für den linken und rechten Teil der Struktur an. Die Änderungen liegen teilweise zwischen einem Faktor 0,3 und 3. Auffällig ist, dass die Änderungen in den äußeren Profilen (x6 und

x9) früher einsetzen und keine rechte und linke Aufteilung aufweisen. Es findet auch eine Umkehr in der Verteilung der höheren und niedrigeren Resistivität statt.

- In y-Richtung bietet sich ein anderes Bild. Die Struktur scheint sich in tieferen Bereichen zu einer höheren Resistivität zu entwickeln. Diese Entwicklung ist nicht sprunghaft sondern kontinuierlich. Am 240. Tag scheinen die oberflächennahen Bereiche eine um einen Faktor 0,3 niedrigere Resistivität und die tieferen Bereiche um einen Faktor 3 höhere Resistivitäten anzunehmen. Auch hier setzt die zeitliche Entwicklung in den inneren Profilen (y7 und y8) später ein als in den äußeren Profilen (y6 und y9). Die benachbarten Profile weisen zwar Unterschiede auf, aber sie sind nicht so stark wie bei den x-Profilen.
- Prinzipiell müssten die Resistivitäten in dem mittleren Bereich, wo die x-Profile und die y-Profile überlappen, übereinstimmen. Dies ist bedingt der Fall. Schon für den Zeitpunkt 44, in welchem eine relativ homogene Struktur vorliegt, sind die Resistivitäten besonders im oberflächennahen Bereich bei den y-Profilen geringfügig, d. h. etwa um einen Faktor 2 höher. Nach der Entwicklung bis zum 240. Tag ist die Differenz in den x- und y-Profilen im mittleren Bereich viel stärker.
- Da die Bohrlochmessungen leider ab dem 190. Tag ausgefallen sind, können sie nicht zum Vergleich zu der durch Oberflächenmessungen ermittelten Struktur bis in etwa 1 m Tiefe herangezogen werden. Die Verteilung der Resistivität in den Bohrlöchern ist in dem Zeitraum zwischen Tag 44 bis 190 nahezu konstant. Sie liegt bei einem Mittelwert von $10^4 \Omega\text{m}$. Unmittelbar im oberflächennahen Bereich ist eine leichte Abnahme der Resistivität zum Stoß hin vorhanden. Interessant ist der Unterschied zwischen der vertikalen und horizontalen Anordnung um etwa einen Faktor 2. Ansonsten laufen die Tiefenprofile für vertikale und horizontale Anordnungen parallel.
- Im Zeitraum zwischen dem Tag 44 und 190 ist die Änderung der Resistivität in den Bohrlochmessungen nahezu null. Obwohl in diesem Zeitraum auch die Änderungen in der durch Oberflächenmessungen ermittelten Struktur recht klein sind, verschwinden sie nicht. Dieser Zeitraum, in dem neben den Oberflächenmessungen

auch unabhängige Tiefenmessungen existieren, kann ein Maß dafür liefern, wie groß die Ungenauigkeiten bei der durch Oberflächenmessungen ermittelten Struktur sind. Zieht man die entsprechenden Modelle für den Zeitraum zwischen dem Tag 44 und 190 heran, so stellt sich heraus, dass dieser Unterschied bis zu einem Faktor 2 gehen kann.

Zusammenfassend ergibt sich aus den Inversionsergebnissen und den nur teilweise vorhandenen Bohrlochmessungen kein konsistentes und plausibles Bild über die zeitlichen und räumlichen Änderungen der Resistivität, besonders ab dem 190. Tag. Scheinbar stehen die Ergebnisse teilweise im Widerspruch. Diese Unterschiede in den Ergebnissen zeigen jedoch, dass vom methodischen, d. h. vom Konzept und Umfang der Messungen her es sinnvoll war, die Messungen möglichst ausführlich anzulegen. Eine Beschränkung der Messungen, z. B. nur auf ein Profil, hätte zu einem absolut nicht repräsentativen bzw. falschen Ergebnis geführt.

3.5 Zusammenfassung der geoelektrischen Messungen

Grundsätzlich ist festzuhalten, dass eine signifikante Änderung der Resistivität (bzw. der Leitfähigkeit) im Gestein nur eintreten kann, wenn entweder die Menge oder die Salinität des Poren- bzw. Gebirgswassers oder beide gleichzeitig variieren. Beide Faktoren kommen in den hier vorliegenden Messungen nicht in Frage.

Die Salinität des Gebirgswassers ist bekannt und vor allem über die Zeit konstant. Es gibt für die hier vorliegende Situation keinen physikalisch plausiblen Prozess, wodurch sich die Salinität des Porenwassers ändern sollte. Die Salinität, die die Resistivität des Gebirgswassers beeinflusst, geht in die Gesteinsresistivität direkt ein, so dass für die hier vorkommenden Änderungen der Gesteinsresistivität um Faktoren zwischen 0,1 und 10 die gleiche Größenordnung für die Wasserresistivität angesetzt werden müsste, was nicht realistisch wäre.

Die Menge des Gebirgswassers, d. h. der Volumenanteil bezogen auf das Gesteinsvolumen in Vol.-%, ist durch die Porosität begrenzt, im vorliegenden Fall auf 0,95 %. Die Resistivität vom Beginn des Versuches bis zum Tag 190 beträgt etwa $1 \text{ bis } 2 \cdot 10^4 \Omega\text{m}$. Dieser Wert deutet auf eine Vollsättigung des Gesteins hin, wie am Versuchsbeginn im

„unbeeinflussten“ Gebirge zu erwarten war. Die Abnahme der Resistivität bei vollständig gesättigtem Gebirge durch die Zunahme der Wassermenge ist nur möglich, wenn die Porosität größer wird. Dies kann ausgeschlossen werden, weil die anzusetzenden Porositätsänderungen teilweise bei einem Faktor von 2 bis 5 liegen müssten, um die Resistivitätsabnahme nach dem Tag 190 zu erklären, d. h. es müsste eine Erhöhung der durchschnittlichen Porosität von 1 % auf etwa 2 % bis 5 % erfolgen. Ähnliche Überlegungen sind auch für die Zunahme der Resistivität gültig, wobei extreme Porenverkleinerungen angesetzt werden müssten. Zudem fehlen für die Porositätsänderungen, d. h. für die Entstehung neuer Porenräume wie Mikrorisse und/oder die Aufweitung bzw. das Schließen vorhandener Mikrorisse, die notwendigen physikalischen Kräfte.

Der einzige Bereich, in dem sich der Wassergehalt ändern kann, ist die freie Oberfläche, wo sich die Elektroden befinden. Eine Zu- oder Abnahme des an der Oberfläche sich niederschlagenden Wassers trägt unmittelbar und sehr stark zur Resistivität bzw. Leitfähigkeit bei. Dieses Niederschlagswasser ist zwar mengenmäßig gering, da Wasser an einer vertikalen Fläche nur bis zu einer gewissen Menge durch Haftung gehalten werden kann und sonst abfließt. Aber diese an sich kleine Menge ist relativ zu dem hier sonst vorhandenen Porenwasser, wie es in dem gering porösen Granodiorit vorkommt, sehr signifikant. Diese aus der Erfahrung abgeleitete qualitative Erkenntnis kann leicht quantifiziert werden, weil die Verhältnisse über Temperatur, relative Luftfeuchtigkeit, Oberflächenrauigkeit etc. vorliegen. Durch diese Vorstellung lässt sich auch die lokal und zeitlich abwechselnde, d. h. ab- und zunehmende Resistivität nach dem Tag 190 aufgrund der nicht konstanten Klimatisierung des Raumes erklären.

Der Einfluss einer dünnen Oberflächenwasserschicht kann mit heute zur Verfügung stehenden Inversionsprogrammen nicht behandelt werden bzw. der Aufwand einer speziellen Modifikation der Programme war im Rahmen des Projektes weder vorgesehen noch vertretbar. Die hier durchgeführten sehr ausführlichen Modellrechnungen geben die Situation für den Fall wieder, dass die Änderungen der Resistivität dem Inneren der Struktur zuzuordnen sind. Dies wird aber aufgrund der durchgeführten Labormessungen der Resistivität und Porosität, sowie des Wassergehaltes bzw. Sättigungsindex des Granodiorits aus dem FLG nicht für möglich gehalten. Daher sind Laboruntersuchungen

unerlässlich, um rein qualitative Interpretationen ohne Kenntnis der Einflussgrößen und deren Zusammenhänge zu vermeiden.

Im Gebirge hat sich während des gesamten Versuches die Resistivität und folglich auch der Wassergehalt nicht merklich geändert. Das Gebirge war am Anfang des Versuches vollständig gesättigt und blieb es bis zum Versuchsende. Ab Versuchsbeginn am 44. Tag bis zum Tag 190 gibt es keine signifikanten Änderungen. Die Änderungen ab dem 190. Tag bis zum Versuchsende am 240. Tag sind nicht den Änderungen im Gebirge zuzuordnen.

In einer Nachbearbeitung des Projektes könnte der Frage des Einflusses des Oberflächenwassers nachgegangen werden. In dem kürzlich verfügbar gewordenen Inversionsprogramm RESITOMO kann die Unterteilung der Struktur für Finite-Differenzen-Berechnungen auch vom Benutzer gesteuert werden, d. h. es ist möglich, beliebige Geometrien, wie z. B. eine dünne Schicht, einzubauen. So könnte sowohl die Vorwärtsmodellierung als auch die Inversion für den Effekt des Oberflächenwassers durchgeführt werden. Das Rechenprogramm bietet die notwendige Voraussetzung an Flexibilität für derartige Untersuchungen.

4 Modellierung der Zweiphasen-Strömung in der Matrix

Im Bereich der Endlagersicherheitsforschung sollen Modellrechnungen zu Mehrphasenströmungen im porösen und klüftigen Gestein aufgenommen werden, um diese Strömungen in die Sicherheitsauslagen einbeziehen zu können.

Im Rahmen der nachfolgend vorgestellten Modellierungsarbeiten wurde ein Prinzipmodell erstellt, das die wesentlichen Strömungsvorgänge in der ungestörten Gesteinsmatrix beschreibt und das Zusammenspiel von Druck und Sättigung sowie den Massenübergängen zwischen den Phasen Wasser und Luft widerspiegelt.

Diese Sensitivitätsrechnungen erfolgten als 1D-Modellierungen in Anlehnung an die in Kap. 4 beschriebenen In-situ-Untersuchungen. Zielsetzung war die Abschätzung der zeitlichen Entwicklung und der räumlichen Ausdehnung einer ungesättigten Zone, so wie sie sich nach den konstitutiven Kapillardruck- und Relative Permeabilitäts-Sättigungsbeziehungen in der undurchlässigen Gesteinsmatrix infolge der Stollenbelüftung ausbilden würde.

4.1 Beschreibung des Modells

4.1.1 Prinzipmodell

Zur Beschreibung der Strömungsvorgänge in der engen Umgebung des Ventilationsstollens wurde zunächst ein Prinzipmodell gewählt. Ohne auf die Strukturierung des Gebirges durch Klüfte, Scherzonen und unterschiedliche Gesteinssubstanz Rücksicht zu nehmen, soll das Modell die prinzipielle Ausbildung der Strömungs-, Druck- und Sättigungsverhältnisse in einem idealisierten, geringpermeablen porösen Gebirge beschreiben, das durch die natürlichen Wasserniederschläge stark gesättigt ist und nun durch das plötzliche Auffahren eines waagrecht gelegenen Stollens eine starke Änderung der hydrogeologischen Zustandsgrößen erfährt.

4.1.2 Geometrie

Wie in Abb. 4.1-1 gezeigt, wird ein 10 m langer, waagrecht angeordneter Modellkörper aus homogenem Granodiorit betrachtet, der eine röhrenförmige Gestalt hat und in seiner Längsachse radial zum kreisförmigen Stollenquerschnitt angeordnet ist.

Der linke Endquerschnitt des Modellkörpers wird durch die Stollenwand gebildet, der rechte Endquerschnitt liegt an einer Stelle im Gebirge, wo die Zustandsgrößen durch die Auffahrung des Stollens als unverändert angenommen werden. Der Querschnitt des Körpers ist auf seiner ganzen Länge konstant, berücksichtigt also nicht die Radialsymmetrie des Stollens. Als Querschnittsgröße wird 1 m^2 gewählt, was aber unerheblich ist, da bei den Rechnungen physikalische Veränderungen nur in einer Dimension - der Längsachse des Modells - zugelassen werden.

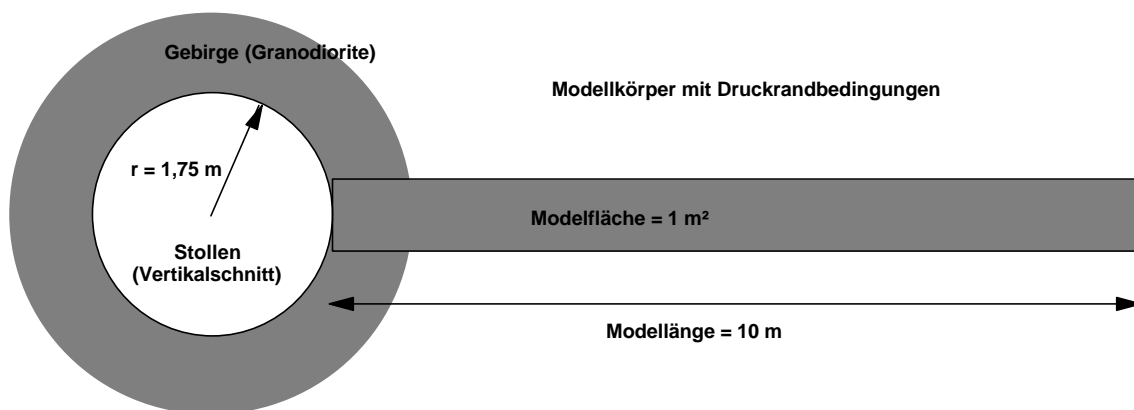


Abb. 4.1-1 Form und Lage des Modellkörpers

4.1.3 Grundlegende Gleichungen

4.1.3.1 Kontinuumsdarstellung

Bei ein- oder mehrphasigen Strömungen in porösen Medien geht man mathematisch zur Kontinuumsdarstellung über, wenn die betrachteten Bereiche groß sind gegen die Porenabmessungen. Einen kleinsten derartigen Bereich bezeichnet man mit REV - repräsentatives Elementarvolumen. Mit Hilfe des REV können die - im allgemeinen Falle

orts- und zeitabhängigen - Kontinuumsvariablen "Porenanteil n_α der Phase α " und "Sättigung S_α der Phase α " definiert werden:

? Porenanteil der Phase α :

$$n_\alpha = \frac{\text{Volumen von } \alpha \text{ im REV}}{\text{Volumen des REV}} \quad (4.1-1)$$

wobei: $0 \leq n_\alpha \leq n$, $\sum_{\alpha=1}^{l_{ph}} n_\alpha = n$.

n ist der Anteil des offenen Porenvolumens am REV, nur im offenen Porenraum können die hier interessierenden Strömungen sich ausbilden. l_{ph} ist die Anzahl der beteiligten Phasen.

Sättigung der Phase α :

$$S_\alpha = \frac{\text{Volumen von } \alpha \text{ im REV}}{\text{Volumen der offenen Poren im REV}} \quad (4.1-2)$$

wobei: $0 \leq S_\alpha \leq 1$, $\sum_{\alpha=1}^{l_{ph}} S_\alpha = 1$.

Erweitert man Gleichung (4.1-1) mit dem Volumen des REV, erhält man den Zusammenhang:

$$n_\alpha = n S_\alpha.$$

4.1.3.2 Kapillardruck - Sättigungsbeziehung

An den Trennflächen zwischen unterschiedlichen Phasen spielen Oberflächenspannungen eine bedeutende Rolle. Die Wirkung der Oberflächenspannung kann gut an einem engen Glasröhrchen beobachtet werden, das in einen offenen Behälter mit Wasser eingetaucht wird. Die Oberflächenspannung zieht die Wassersäule im Röhrchen gegen den Luftdruck ein beträchtliches Stück in die Höhe. Die Bewegung ist beendet, wenn an der Grenzfläche die vom Luftdruck, vom Wasserdruck und von den Oberflächenspannungen herrührenden Kräfte im Gleichgewicht stehen. Zwischen der

Luft- und der Wasserphase besteht dann also eine Druckdifferenz. Sie wird als Kapillardruck bezeichnet und ist hier abhängig von ζ , der Kapillarkonstanten, und dem Röhrchenradius r :

$$p_c(\zeta, r) = \frac{\zeta}{2r} = p_n - p_w \quad (4.1-3)$$

(n - non wetting, w - wetting).

An der Beulungsrichtung der Grenzfläche lässt sich erkennen, dass der Luftdruck größer ist als der Wasserdruck. Je enger das Röhrchen ist, um so größer ist der Kapillardruck und um so höher steigt das Wasser im Röhrchen.

So wird bei der Aufsättigung eines zunächst trockenen porösen Körpers das Wasser durch die Oberflächenspannung zuerst in die Bereiche mit engen Kapillaren gesaugt. Erst dann, wenn mehr Wasser zur Verfügung steht, können auch die etwas weiteren Teile der Kapillaren besetzt werden. Dementsprechend hat man also beim porösen Medium bei geringer Wassersättigung einen höheren Kapillardruck als bei starker Wassersättigung. Ist die Sättigung mit dem benetzenden Fluid vollständig, gibt es keine Oberfläche mehr, der Kapillardruck ist null.

Wird nun wieder nichtbenetzendes Fluid in den porösen Körper gepresst, so werden die Trennflächen zwischen den Medien neu gebildet und der Kapillardruck steigt steil an bis sich in den etwas engeren Kapillaren überall neue Oberflächen gebildet haben und im wesentlichen nur noch eine Verschiebung der Oberflächen in noch engere Kapillaren stattfindet. Nun steigt der Differenzdruck nur noch langsam an, man hat eine Art Stufe im Kapillardruckverlauf erreicht, den sogenannten Eintrittsdruck (vgl. Abb. 4.1-4).

Bei weiterer Entsättigung steigt die Kapillardruckkurve wieder stärker an, da die benetzende Phase in den engsten Kapillaren am längsten festgehalten wird. Schließlich zerreißt das Gebiet zusammenhängender benetzender Flüssigkeit in Teilgebiete, zwischen denen Druckunterschiede keine Strömung mehr hervorrufen können. Diese Teilgebiete bleiben als "Residualsättigung" im porösen Körper zurück. Eine Entfernung wäre allenfalls durch Verdampfen oder durch Verdrängen durch ein stärker benetzendes Fluid erreichbar.

Allgemein wird der Kapillardruck als Funktion der Sättigung durch die Differenz zwischen dem Druck der nichtbenetzenden Phase und der benetzenden Phase definiert:

$$p_c(S) = p_n - p_w \quad (4.1-4)$$

Gelegentlich erfolgt die Definition mit umgekehrtem Vorzeichen, so auch im Rechenprogramm MUFTE.

4.1.3.3 Mittlere Fließgeschwindigkeit in den Poren, Filtergeschwindigkeit

Legt man einen ebenen Schnitt A durch einen porösen, durchströmten Körper, so sind im allgemeinen die mittleren Geschwindigkeiten in den Kapillaren unterschiedlich, und auch in den einzelnen Kapillaren sind die Geschwindigkeiten ungleichmäßig über den Querschnitt verteilt. Die mittlere Fließgeschwindigkeit in den Poren oder "Abstandsgeschwindigkeit" u_a erhält man dann durch Integration über genau alle Kapillarquerschnitte:

$$u_a = \frac{1}{Q_{\text{kap}}} \int_{Q_{\text{kap}}} u df \quad (4.1-5)$$

Dabei entspricht das Verhältnis der Querschnittsfläche aller Kapillaren im Schnitt A zur Fläche des Schnitts A der Porosität n :

$$\frac{Q_{\text{kap}}}{Q_A} = n. \quad (4.1-6)$$

Der gesamte Volumenstrom senkrecht zum Schnitt A ist:

$$\int_{Q_A} u df = \int_{Q_{\text{kap}}} u df = Q_{\text{kap}} u_a. \quad (4.1-7)$$

Definiert man nun die sogenannte Filtergeschwindigkeit, die der Kontinuumsdarstellung der Strömungsvorgänge im porösen Medium entspricht, indem man die Integration über die Fläche Q_A erstreckt:

$$u_F = \frac{1}{Q_A} \int_{Q_A} u df, \quad (4.1-8)$$

so lässt sich der Volumenstrom senkrecht zum Schnitt A auch darstellen als $Q_A \mathbf{u}_F$ und es gilt:

$$Q_{\text{kap}} \mathbf{u}_a = Q_A \mathbf{u}_F, \quad (4.1-9)$$

oder mit Gleichung (4.1-6):

$$n \mathbf{u}_a = \mathbf{u}_F. \quad (4.1-10)$$

Beschränkt man die Betrachtungen auf die Kapillaren, in denen die Phase α strömt, erhält man analog die Beziehung:

$$n_\alpha \mathbf{u}_{a\alpha} = \mathbf{u}_{F\alpha} \quad (4.1-11)$$

4.1.3.4 Fließgesetz

Als Fließgesetz für die Phase α wird der Ansatz von Darcy benutzt:

$$\mathbf{u}_{F\alpha} = -\frac{\mathbf{K}_\alpha}{\mu_\alpha} (\text{grad } p_\alpha - \rho_\alpha \mathbf{g}), \quad (4.1-12)$$

wobei

\mathbf{u}_F	Filtergeschwindigkeit,
p	Fluiddruck,
\mathbf{K}	fluidabhängiger Permeabilitätstensor,
μ_α	dynamische Zähigkeit.

Der Ansatz ist für kleine Reynoldszahlen in den Poren gut bestätigt und lässt sich unter obiger Annahme auch theoretisch für Strömungen in engen Spalten und Röhren plausibel machen. Bei kleinen Reynoldszahlen können nämlich in den Navier-Stokes-Duhemschen Gleichungen die Trägheitsglieder gegen die Zähigkeitsglieder vernachlässigt werden und unter der Annahme, dass die Strömung dichtebeständig ist, führt die Integration zu einer entsprechenden Gleichung.

4.1.3.5 Relative Permeabilität

Für eine einphasige Strömung wird der Einfluss des strömenden Fluids im Koeffizienten \mathbf{K}/μ des Fließgesetzes (12) allein durch die dynamische Zähigkeit μ beschrieben. Der Einfluss der Porengeometrie ist durch den symmetrischen Tensor \mathbf{K} wiedergegeben.

Bei mehrphasigen Strömungen ändern sich diese Verhältnisse dadurch, dass ein Teil des Porenraumes durch die zusätzlichen Phasen versperrt wird. Die Permeabilität der betrachteten Phase α verringert sich dabei in dem Maße, wie ihre Sättigung abnimmt.

Der Zusammenhang zwischen der Permeabilität \mathbf{K}_α der Phase α und der fluidunabhängigen Permeabilität k wird durch die relative Permeabilität $k_{r\alpha}$ dargestellt:

$$\mathbf{K}_\alpha = k_{r\alpha} \mathbf{K}. \quad (4.1-13)$$

$k_{r\alpha}$ ist eine dimensionslose skalare Funktion der Sättigung S_α :

$$k_{r\alpha} = k_{r\alpha}(S_\alpha), \quad (4.1-14)$$

und hat einen Wertebereich zwischen 0 und 1. Beispiele für relative Permeabilitätsfunktionen sind in Abb. 4.1-2 zu sehen.

Darüber hinaus gilt, dass die Summe der relativen Permeabilitäten aller Phasen zwischen 0 und 1 liegt:

$$0 \leq \sum_{\alpha=1}^{l_{ph}} k_{r\alpha}(S_\alpha) \leq 1. \quad (4.1-15)$$

Die relative Permeabilität $k_{r\alpha} = 0$ wird schon erreicht, wenn der Zusammenhang der Phase α im betrachteten Gebiet durch Entsättigung verloren geht. Das benetzende Fluid bleibt in den engsten Bereichen der Kapillaren, das nicht benetzende Fluid in den weiten Bereichen der Kapillaren zurück. Druckunterschiede im Fluid bewirken nur noch eine vorübergehende Verschiebung des Fluids, da sich durch die entstehenden Kapillardruckunterschiede ein Gegendruckgefälle aufbaut. Unterhalb dieser Residualsättigungsgrenze kann die betreffende Phase nicht mehr strömen.

4.1.3.6 Kontinuitätsgleichung

Für ein Kontrollvolumen, das ganz im Innern einer Kapillare liegt, die die Phase α enthält, gilt die Kontinuitätsgleichung in der üblichen Weise:

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_\alpha \mathbf{u}_{a\alpha}) = 0 \quad (4.1-16)$$

Geht man zur Kontinuumsbetrachtung über, so ist für die Dichte der Phase α in einem Kontrollvolumen, das über den porösen Körper erstreckt ist, der Porenanteil n_α der Phase α am Kontrollvolumen zu berücksichtigen. Die Dichte in der Kontinuumsbetrachtung ist daher $n_\alpha \rho_\alpha$.

Damit lautet die Kontinuitätsgleichung in der Kontinuumsdarstellung:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_\alpha \rho_\alpha) + \operatorname{div}(n_\alpha \rho_\alpha \mathbf{u}_{a\alpha}) = 0 \quad (4.1-17)$$

Ersetzt man entsprechend der Kontinuumsbetrachtung noch die mittlere Fließgeschwindigkeit in den Poren durch die Filtergeschwindigkeit (Gleichung (4.1-11):

$$\mathbf{u}_{F\alpha} = n_\alpha \mathbf{u}_{a\alpha}, \quad (4.1-18)$$

und berücksichtigt noch einen allfälligen Quellterm q , so lautet die Kontinuitätsgleichung für die Phase α :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_\alpha \rho_\alpha) + \operatorname{div}(\rho_\alpha \mathbf{u}_{F\alpha}) - q_\alpha = 0. \quad (4.1-19)$$

Ersetzt man schließlich n_α gemäß Gleichung (4.1-2), so hat man:

$$\frac{\partial}{\partial t} (S_\alpha n \rho_\alpha) + \operatorname{div}(\rho_\alpha \mathbf{u}_{F\alpha}) - q_\alpha = 0, \quad (4.1-20)$$

wobei:

$$\frac{\partial}{\partial t}(S_\alpha n \rho_\alpha) = n \rho_\alpha \frac{\partial S_\alpha}{\partial t} + \rho_\alpha S_\alpha \frac{\partial n}{\partial t} + n S_\alpha \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t}, \quad (4.1-21)$$

mit Sättigungsterm, Korngerüstterm und Speicherterm.

4.1.3.7 Zustandsgleichungen

Für die Gasphase wird näherungsweise die Zustandsgleichung für ideale Gase benutzt:

$$\frac{p_\alpha}{\rho_\alpha} = R_\alpha T \quad (4.1-22)$$

– mit R_α als individueller Gaskonstanten.

Sind die drei Zustandsvariablen ρ_α , p_α und T für einen Zustand 0 bekannt, so lässt sich die Gaskonstante eliminieren, indem man sich auf diesen Zustand bezieht:

$$p_\alpha = \rho_{\alpha 0} \frac{p_\alpha}{\rho_{\alpha 0}} \frac{T_0}{T}. \quad (4.1-23)$$

Als Zustandsgleichung für die tropfbare Phase wird näherungsweise ein linearer Ansatz verwendet:

$$\rho_\alpha = \rho_{\alpha 0} [1 + \beta_{T\alpha}(p_\alpha - p_{\alpha 0}) + \beta_{p\alpha}(T - T_0)] \quad (4.1-24)$$

$\beta_{T\alpha}$ und $\beta_{p\alpha}$ sind dabei der isotherme Kompressibilitätskoeffizient und der isobare thermische Ausdehnungskoeffizient.

4.1.3.8 Kompressibilität des Korngerüstes

Vereinfacht wird im allgemeinen angenommen, dass sich die Porosität des Korngerüstes unter Druckeinfluss proportional zum Anteil des festen Körpers am Gesamtvolumen ändert:

$$\frac{\partial n}{\partial p} = \text{const} \cdot (1 - n) . \quad (4.1-25)$$

Hier soll im folgenden gelten, dass der Druck die Porosität des Gesteins überhaupt nicht ändert:

$$\frac{\partial n}{\partial p} = 0 . \quad (4.1-26)$$

4.1.3.9 Druckdifferentialgleichungssystem

In dem System von grundlegenden Gleichungen kann das Geschwindigkeitsfeld \mathbf{u}_F eliminiert werden, indem das Fließgesetz (4.1-12) in die Kontinuitätsgleichung (4.1-20) eingesetzt wird. Unter Beschränkung auf isotherme Prozesse ($T = \text{const}$) und ein steifes Korngerüst erhält man das "Druckdifferentialgleichungssystem":

$$n\rho_\alpha \frac{\partial S_\alpha}{\partial t} + nS_\alpha \rho_{\alpha 0} \beta_{T\alpha} \frac{\partial p_\alpha}{\partial t} - \text{div} \left[k_{r\alpha} \frac{\rho_\alpha}{\mu_\alpha} K (\text{grad } p_\alpha - \rho_\alpha \mathbf{g}) \right] - \rho_\alpha \mathbf{q} = 0 \quad (4.1-27)$$

mit den holonomen Nebenbedingungen

$$\sum_{\alpha=1}^{l_{\text{ph}}} S_\alpha = 1 \quad (4.1-28)$$

$$p_{c\alpha\psi}(S_\alpha) = p_\psi - p_\alpha \quad (4.1-29)$$

mit $\psi = 1, 2, \dots, l_{\text{ph}}; \quad \alpha \neq \psi$

α ist hierbei der laufende Index für die insgesamt l_{ph} Phasen. In der Gleichung (4.1-27) ist beispielhaft die Zustandsgleichung für eine tropfbare Phase (Gleichung (4.1-24)) eingearbeitet.

4.1.4 Druck-Sättigungs-Differentialgleichung

Für die Fälle, bei denen der Kapillardruck sehr klein ist, etwa in den Klüften, ergibt sich das Problem, dass die Sättigung nicht mehr als eindeutige Umkehrfunktion des Kapillardrucks darstellbar ist. Daher wählt man oft noch eine andere Darstellung.

Aus dem Druck-Differentialgleichungssystem können weitere unbekannte Parameter eliminiert werden, so dass nur noch die unbekannt Parameter $S_1, p_2, p_3, \dots, p_{ph}$ verbleiben. Der Index 1 hat dabei die am stärksten benetzende Phase. Erreicht wird diese Vereinfachung dadurch, dass man die Gleichungen (4.1-29) der Gradientenbildung unterwirft und die Gleichung (4.1-28) nach der Zeit ableitet und dann in das Gleichungssystem (4.1-27) einsetzt:

$$\begin{aligned} \text{grad } p_\alpha &= \text{grad } (p_1 + p_{c1\alpha}) \\ &= \text{grad } p_1 + \sum_{\psi=2}^{l_{ph}} \frac{dp_{c1\alpha}}{dS_\psi} \text{grad } S_\psi \quad \text{für } \alpha \geq 2 \end{aligned} \quad (4.1-30)$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (1 - \sum_{\psi=2}^{l_{ph}} S_\psi) = - \sum_{\psi=2}^{l_{ph}} \frac{\partial S_\psi}{\partial t} \quad (4.1-31)$$

Druck-Sättigungs-Differentialgleichungssystem:

$$\begin{aligned} - \text{div} \left[\rho_1 \frac{k_{r1}}{\mu_1} K \text{grad } p_1 \right] + n \left[1 - \sum_{\psi=2}^{l_{ph}} S_\psi \right] \frac{d\rho_1}{dp_1} \frac{\partial p_1}{\partial t} - n \rho_1 \sum_{\psi=2}^{l_{ph}} \frac{\partial S_\psi}{\partial t} \\ + \text{div} \left[\rho_1^2 \frac{k_{r1}}{\mu_1} K g \right] - \rho_1 q_1 = 0 \end{aligned} \quad (4.1-32)$$

für die Phase 1.

$$\begin{aligned} - \text{div} \left[\rho_\alpha \frac{k_{r\alpha}}{\mu_\alpha} K \text{grad } p_1 \right] - \text{div} \left[\rho_\alpha \frac{k_{r\alpha}}{\mu_\alpha} K \sum_{\psi=2}^{l_{ph}} \frac{dp_{c1\alpha}}{dS_\psi} \text{grad } S_\psi \right] \\ + n S_\alpha \frac{d\rho_\alpha}{dp_\alpha} \frac{\partial p_1}{\partial t} + n S_\alpha \frac{d\rho_\alpha}{dp_\alpha} \sum_{\psi=2}^{l_{ph}} \frac{dp_{c1\alpha}}{dS_\psi} \frac{\partial S_\psi}{\partial t} + n \rho_\alpha \frac{\partial S_\alpha}{\partial t} \end{aligned}$$

$$+ \operatorname{div} \left[\rho_{\alpha}^2 \frac{k_{r\alpha}}{\mu_{\alpha}} K g \right] - \rho_{\alpha} q_{\alpha} = 0 \quad (4.1-33)$$

für die Phasen $\alpha \geq 2$.

4.1.4.1 Nichtisothermes Zweiphasensystem mit Phasenübergängen

Im Hartgestein ist das Zweiphasensystem Wasser-Luft von besonderer Bedeutung. Will man dabei für eine verfeinerte Darstellung den Phasenübergang Wasser - Wasserdampf durch Verdampfen und Kondensation zulassen, muss man energetische Beziehungen berücksichtigen. Luft soll im Wasser löslich und der Wasserdampf mit Luft mischbar sein. Das Verschwinden und Wiedererscheinen einer der beiden Phasen ist dann möglich.

Als primäre Variablen werden Gasdruck, Gassättigung und Temperatur gewählt. Beim Übergang des Systems von zwei Phasen auf eine Phase wird anstelle der Gassättigung der Luftmassenanteil an der verbleibenden Phase als Primärvariable eingeführt.

Aus dem Satz von Primärvariablen können dann die sekundären Variablen, Dichte, Massenanteil, Zähigkeit, innere Energie und Enthalpie berechnet werden.

4.1.5 Stoffgesetze

Zu den Stoffgesetzen der Fluide, die im allgemeinen als Zustandsgleichungen bezeichnet werden, kommen die Stoffgesetze, die die Auswirkungen der Materialporosität beschreiben. Die hier angegebenen Daten stammen aus Messungen im Bereich des Grimselstollens [5].

Dem Modellkörper wird dementsprechend eine Porosität von 1 % und eine absolute Permeabilität von 10^{-18} m^2 zugeordnet. Die Abhängigkeit der relativen Permeabilitäten des Wassers und der Luft vom Sättigungsgrad des Gesteins wurden ebenfalls im Rahmen des NAGRA-Programmes an Laborproben gemessen, die aus der Wandung des Grimselstollens entnommen waren. Da die Messwerte stark streuen, werden für das Modell Ausgleichsfunktionen (nach Corey) verwendet:

Relative Permeabilität für Wasser:

$$k_{rw} = S_e \frac{2+3\lambda}{\lambda} \quad (4.1-34)$$

mit

$$S_e = \frac{S - S_{rw}}{1 - S_{rw} - S_m}$$

Residualsättigung des Wassers $S_{rw} = 0,45$

Residualsättigung der Luft $S_m = 0$

und $\lambda = 2$.

Relative Permeabilität für Luft:

$$k_{rn} = (1 - S_e)^2 \cdot \left(1 - S_e \frac{2+\lambda}{\lambda} \right) \quad (4.1-35)$$

mit den gleichen Werten der Parameter wie oben. Graphisch dargestellt sind diese relativen Permeabilitätsfunktionen in Abb. 4.1-2.

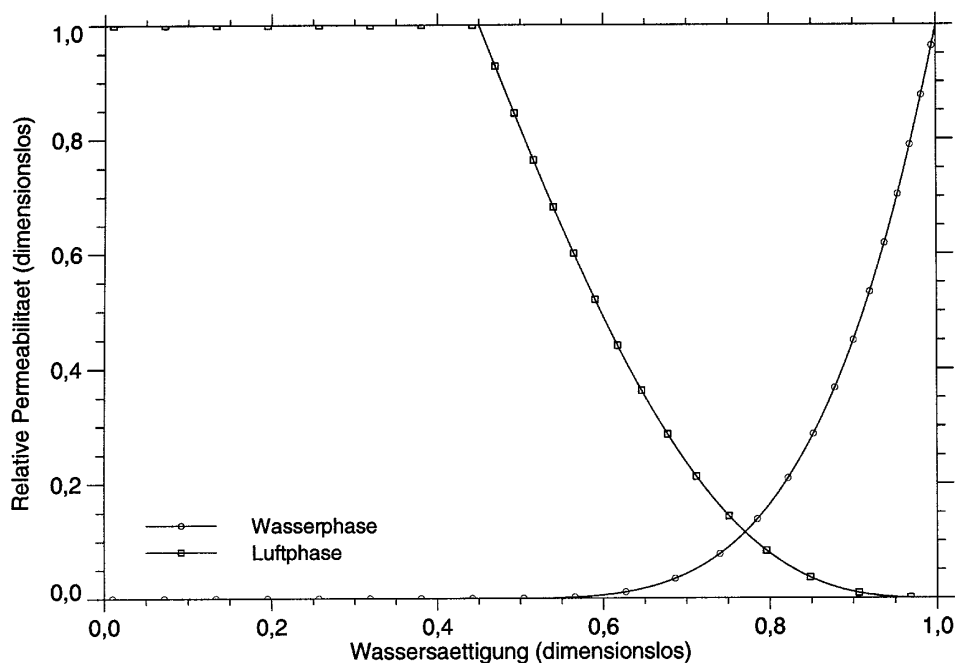


Abb. 4.1-2 Relative Permeabilitäten der Wasser- und der Luftphase, ermittelt in Laborversuchen [3].

Für die in Laborversuchen gemessenen Abhängigkeiten des Kapillardrucks p_c von der Wassersättigung wird folgende Ausgleichsfunktion nach Corey verwendet:

$$p_c = -p_b S_e^{-\frac{1}{\lambda}} \quad (4.1-36)$$

mit

$$S_e = \frac{S - S_{rw}}{1 - S_{rw} - S_m}$$

Residualsättigungen	$S_{rw}=0,40,$
	$S_m=0,$
Formwert	$\lambda=0,7,$
Druckkoeffizient	$p_b=Pa \cdot v.$

Die grafische Darstellung der Kapillardruck - Sättigungsbeziehung ist in Abb. 4.1-3 gegeben.

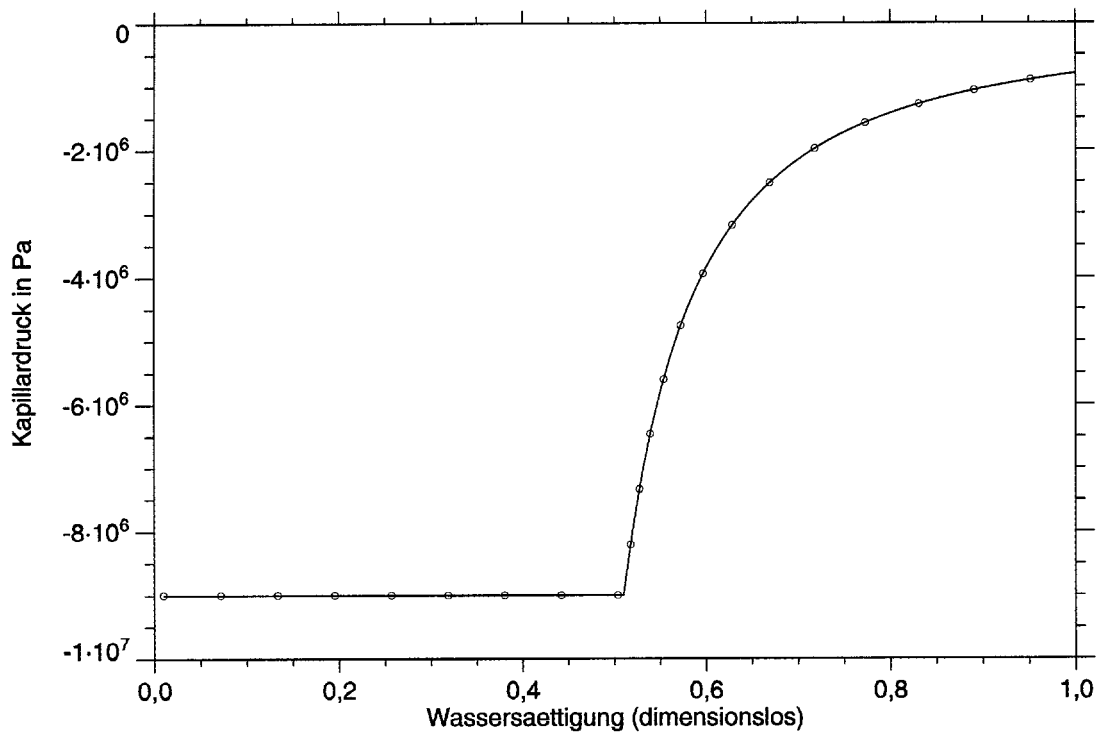


Abb. 4.1-3 Kapillardruckfunktion nach Labormessungen [5] .

Unterhalb des Bereichs, für den Messwerte vorhanden sind, wird ein konstanter Kapillardruck angenommen. Ein solches "Plateau" wird z. B. bei homogenem Sandstein häufig gefunden.

4.1.6 Anfangsbedingungen

Die Rechnungen am Prinzipmodell sollen darstellen, wie sich die ursprünglichen Sättigungs- und Druckverhältnisse im ungestörten Gebirge durch das Auffahren des Stollens im Laufe der Zeit verändern. Daher werden bei den Modellrechnungen Anfangsbedingungen für Sättigungen, Drücke und Geschwindigkeiten der Fluide zu Grunde gelegt, die den Bedingungen des ungestörten Gebirgskörpers entsprechen.

Messungen im Abstand von 30 m von der Stollenwand haben nahezu vollständige Wassersättigung des Porenraumes ergeben. Im Modell wird eine Wassersättigung von $S_w = 0,999$ angesetzt, um den Einfluss einer denkbaren Gasphase mitzuerfassen. Die Anfangssättigung der Gasphase ist dann entsprechend Gleichung (4.1-28) $S_n = 0,001$.

Messungen der Gebirgswasserdrücke [6] lieferten in 30 m Abstand vom Stollen Werte von über 2,2 MPa, die Messwerte in geringerem Abstand waren alle deutlich niedriger. Nach Vorschlag der Grimsel-Experimentatoren wurde für die Rechnungen ein Anfangsdruck für die Wasserphase von 1,8 MPa festgelegt. Daraus folgt gemäß Gleichung (4.1-4) bzw. (4.1-29), die den Zusammenhang zwischen den Drücken der benetzenden und der nicht benetzenden Phase sowie dem Kapillardruck wiedergibt, für die Gasphase ein Anfangsdruck von 2,602 MPa.

Welche Fluidströmungen im ungestörten Gebirge vorhanden sind, wurde bisher noch nicht untersucht. Für die Modellrechnung ist angenommen, dass Wasser- und Gasphase anfangs in Ruhe sind, also $\mathbf{u}_w = 0$ und $\mathbf{u}_n = 0$. Druck und Sättigung sind dann räumlich konstant.

Der bisher beschriebene statische Anfangszustand des Modells, der den Verhältnissen des ungestörten Gebirges entspricht, muss nun in den Zustand überführt werden, der sich beim Auffahren des Stollens einstellt. Zur Vereinfachung ist angenommen, dass die Auffahrung momentan erfolgt, so dass man am Modellrand, der die Stollenwand

darstellt, schon die neuen Zustände für Druck und Sättigung hat, der übrige Modellkörper aber noch im alten Zustand ist. Für die Sättigungsbedingungen an der Stollenwand sind zwei extreme Bedingungen denkbar:

Modell 1: Die Stollenwand ist völlig trocken. Dies ist nur denkbar in einem luft- bzw. gasgefüllten Stollen. Zur Vermeidung von Rechenproblemen wird angesetzt $S_w = 0,001$ an der Stelle $x = 0$. Entsprechend Gleichung (4.1-28) ist dann dort $S_n = 0,999$.

Modell 2: Die Stollenwand ist völlig nass. Das ist in einem gefluteten Stollen so, ist aber auch möglich in einem luft- oder gasgefüllten Stollen, wenn austretendes Sickerwasser auf der Wand steht oder an ihr herabläuft. Angesetzt wird hier $S_w = 0,999$ bei $x = 0$, entsprechend einer Gassättigung von $S_n = 0,001$.

Für beide oben betrachteten Sättigungsbedingungen wird zunächst nur der Fall untersucht, in dem der Stollen unter Atmosphärendruck steht. Das ergibt für $x = 0$ die Anfangsbedingung $p_n = 0,1$ MPa. Der zugeordnete Wasserdruck p_w bestimmt sich dann nach Gleichung (4.1-29). Bei vollständiger Wassersättigung stimmt p_w jedoch bei der verwendeten Coreyschen Darstellung des Kapillardrucks nicht, wie zu erwarten ist, mit dem Gasdruck p_n überein. Realistische Kapillardruckkurven fallen schon bei geringer Abweichung vom Wert $S_w = 1$ sehr steil auf ein Niveau ab, das als Eintrittsdruck bezeichnet wird, und haben von da ab einen flacheren Verlauf. Eine Ausgleichsfunktion, die dieses Kurvenverhalten besser widerspiegelt, wurde 1980 von van Genuchten angegeben [26] .

Den Strömungsmedien Wasser und Luft wird eine konstante Temperatur von $12,5$ °C zugeordnet. Diese Temperatur wurde im umgebenden Gebirge des Grimselstollens gemessen [5] .

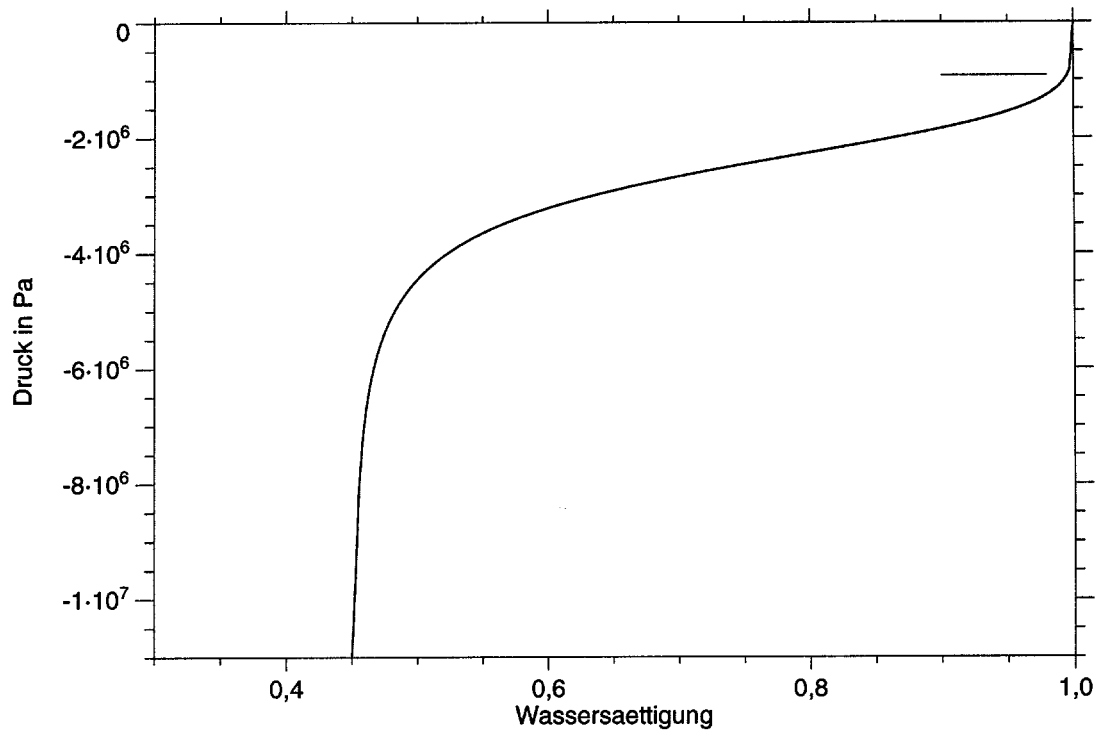


Abb. 4.1-4 Beispiel für eine realistische Kapillardruckkurve und dem Eintrittsdruckniveau (waagerechte Linie - vgl. Abb. 4.1-3).

4.1.7 Randbedingungen

Für den Rand $x = 10$ m werden Druck und Sättigung mit den Werten des ungestörten Gebirges festgehalten; an der Stollenwand bei $x = 0$ m gelten ebenfalls stets die im Abschnitt "Anfangsbedingungen" festgelegten Werte:

Tab. 4.1-1 Randbedingungen für die beiden betrachteten 1D-Zweiphasenfluss Modelle.

	Modell 1	Modell 2
$x = 0$ m	$S_w = 0,001$	$S_w = 0,999$
	$S_n = 0,999$	$S_n = 0,001$
	$p_n = 0,1$ MPa	$p_n = 0,1$ MPa
$x = 10$ m	$S_w = 0,999$	$S_w = 0,999$
	$S_n = 0,001$	$S_n = 0,001$
	$p_w = 1,8$ MPa	$p_w = 1,8$ MPa

Die in der Tabelle noch fehlenden Größen für p_w bei $x = 0$ m und p_n für $x = 10$ m sind mit Hilfe der jeweilig benutzten Kapillardruckkurve $p_c(S_w)$ nach der Gleichung (4.1-29) zu berechnen. Dies wird vom verwendeten Rechenprogramm automatisch ausgeführt.

4.2 Das Rechenprogramm

4.2.1 Möglichkeiten des Programms und Herkunft

Für die numerische Berechnung des gestellten Problems wurde das Programm MUFTE verwendet. MUFTE steht in zwei verschiedenen Versionen zur Verfügung:

Das "isotherme MUFTE" gestattet die Berechnung von Ein- und Zweiphasenströmungen in porösen Medien nach dem Druck-Sättigungs-Differentialgleichungssystem [32] und [33] bei konstanter Temperatur für drei-, zwei- und eindimensionale Modelle. Die Entwicklung des Programms erfolgte durch Helmig [27] , [29] , unter Benutzung von Teilen des Programms ROCKFLOW [28] , Universität Hannover.

Mit dem "nichtisothermen MUFTE" können Ein- und Zweiphasenströmungen von Wasser und / oder Luft in porösen Medien berechnet werden, bei denen die Wasserphase Luft lösen kann und die Luftphase Wasserdampf aufnehmen kann. Die entsprechenden Beziehungen für die Gaslöslichkeit und die Phasenübergänge Wasserverdampfung und -kondensation sind im Programm enthalten. Massen- und Energiebilanz werden entsprechend dem Kap. 4.1.3.7 berücksichtigt. Der Ausbau des Programms MUFTE für nichtisotherme Zweiphasen-, Zweikomponenten-Wasser-Luftströmungen erfolgte durch Emmert, Universität Stuttgart [28] .

4.2.2 Lösungsmethode

Als Lösung der anstehenden Anfangs-Randwertaufgabe wird ein approximativer Ansatz gewählt, der über zunächst noch freie Koeffizientenfunktionen verfügt, aber die Randbedingungen stets erfüllt. Normiert man die Differentialgleichung so, dass die rechte Seite null ist, bleibt nach dem Einsetzen des Lösungsansatzes im allgemeinen rechts ein "Residuum" übrig, das die unbekanntenen Koeffizientenfunktionen enthält.

Dieses Residuum muss im Innern des Lösungsgebietes durch geeignete Wahl der Koeffizientenfunktionen zu einem Minimum gemacht werden.

Bei beiden Versionen von MUFTE wird diese Aufgabe nach der Methode der "gewichteten Residuen" gelöst. Hierzu wird das Residuum nacheinander mit n verschiedenen, geeignet vorgehenden "Testfunktionen" multipliziert, die von den Ortsvariablen abhängen, und über das gesamte Lösungsgebiet integriert. n ist dabei die Anzahl der unbekannt Koeffizientenfunktionen. Jedes dieser n Gebietsintegrale muss null werden, damit das Residuum minimal wird. Auf diese Weise erhält man n Gleichungen zur Bestimmung der n Koeffizientenfunktionen des Lösungsansatzes.

4.2.3 Diskretisierung

Das vorliegende Anfangs-Randwertproblem wird, ausgehend von den vorgegebenen Anfangswerten, für einzelne Zeitpunkte gelöst, die in - eventuell variablen - Zeitschritten Δt aufeinanderfolgen. Die Zeitdiskretisierung wird dadurch erhalten, dass die ersten Ableitungen nach der Zeit durch den einfachen Differenzenquotienten ersetzt werden:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{u_{n+1} - u_n}{\Delta t} \quad (4.2-1)$$

Die Indizes n und n+1 kennzeichnen aufeinanderfolgende Zeitpunkte t_n und t_{n+1} .

Die Funktionswerte selbst werden durch einen Mittelwert zwischen u_n und u_{n+1} ausgedrückt:

$$u = u_n + \theta \cdot (u_{n+1} - u_n), \quad 0 \leq \theta \leq 1 \quad (4.2-2).$$

Wählt man $\theta = 0,5$ (Crank-Nicholson), ist das Verfahren von 2. Ordnung genau.

Die räumliche Diskretisierung erfolgt nach der Methode der finiten Elemente. Dreidimensionale Integrationsgebiete werden in Hexaeder mit acht Eckknoten zerlegt, zweidimensionale Gebiete in Vierecke, eindimensionale Gebiete in Linienelemente mit zwei Endknoten. Allgemein ist eine Degeneration von Elementen durch das Zusammenfallen von Knoten zugelassen, nicht jedoch beim Programm MUFTE.

In diesen - geometrisch relativ einfach geformten - Elementen kann nun die räumliche Diskretisierung dadurch vorgenommen werden, dass beliebige Funktionswerte aus dem Elementgebiet durch einfache Interpolationsfunktionen dargestellt werden, die die diskreten Funktionswerte in den Knoten als Stützwerte benutzen. Sind r,s,t räumliche Koordinaten im Element, hat man z. B.

$$f(r,s,t) = \sum_{i=1}^n \Omega_i(r,s,t) \cdot f_i \quad (4.2-3)$$

(n Anzahl der Elementknoten),

wobei die "Ansatzfunktion" Ω_i im einfachen Fall in den einzelnen Variablen linear sein kann:

$$\Omega_i(r,s,t) = \frac{1}{2^3} (1+a_i r)(1+b_i s)(1+c_i t) \quad (4.2-4).$$

Die Methode der gewichteten Residuen wird nun auf jedes Element einzeln angewandt, wobei aber an aufeinanderfallenden Knoten verschiedener Elemente gleiche Funktionswerte verlangt werden, um die Stetigkeit der Lösung im gesamten Lösungsgebiet zu erhalten. Als Test- oder Gewichtsfunktion wird nach dem Standard-(Bubnow-)Galerkin-Verfahren die lineare Ansatzfunktion $\Omega_i(r,s,t)$ selbst benutzt.

Um die Konvergenz gegen die richtige Lösung sicherzustellen, können quadratische oder kubische Funktionen zur linearen Testfunktion addiert werden (Upwind-Technik, modifiziertes Petrow-Galerkin-Verfahren).

Das entstehende diskretisierte Gleichungssystem für die Unbekannten f_i an den Knoten ist für das vorliegende Problem stark nichtlinear. Es wird iterativ nach dem Newton-Raphson-Verfahren gelöst. Dabei wird jede Gleichung nach den Unbekannten in eine Taylorreihe um einen Näherungswert entwickelt und alle Glieder zweiter und höherer Ordnung vernachlässigt. Das Lösungsverfahren konvergiert lokal quadratisch. Berechnet man die Koeffizientenmatrix für das linearisierte System nur beim ersten Iterationsschritt, so ist das Verfahren nur von erster Ordnung lokal konvergent. Um mit größeren Zeitschritten (erweiterter Konvergenzbereich) arbeiten zu können, wird das Newton-Raphson-Verfahren noch mit einem line-search-Algorithmus modifiziert.

4.2.4 Benutzte Programmversion

Die Berechnungen wurden ausgeführt mit dem Programm "MUFTE. Nichtisothermes Mehrphasen-Mehrkomponenten Modell. Version 3.0, 6/1996.". Das Programm ist in FORTRAN 77 geschrieben, der Aufbau ist modular. Die Installation des Programms MUFTE erfolgte u. a. auf einer SUN-Workstation "Sparcstation 10" mit 96 MB Hauptspeicher und Plattenspeicherplatz im Gigabytebereich.

Die Steuerung des Programmablaufs erfolgt über eine ASCII-Eingabedatei, die mit einer Maske versehen ist, so dass die zeilen- und spaltengerechte Eintragung der Steuerdaten keine Probleme macht. In einem Handbuch sind die notwendigen Eingaben erläutert. Die Eingabedateien für die isotherme und die nichtisotherme Version von MUFTE unterscheiden sich in der Struktur geringfügig. Die nichtisotherme Version entspricht auch allgemein einer Weiterentwicklung des Programms, z. B. bei der Zeitschrittsteuerung und bei der Ergebnisausgabe.

Die Ausgabe der Ergebnisse erfolgt in Tabellenform. Möglich ist eine ASCII-Ausgabe zur individuellen Weiterverwendung, eine Ausgabe zur Weiterverarbeitung mit dem Grafiksystem GSS (Grafisches System Strömungsmechanik, [28]) der Universität Hannover und eine Ausgabe zur Verwendung für das Grafiksystem GNUPLOT [31] , das im public domain zur Verfügung steht.

4.3 Ergebnisse

4.3.1 Räumliche und zeitliche Diskretisierung

Das eindimensionale, 10 m lange Modell (Abb. 4.1-1) wurde für die Berechnung in 200 gleich große finite Elemente von 0,05 m Länge unterteilt. Die Zeitschrittlängen werden vom Programm automatisch so gesteuert, dass nach einer vorgegebenen Anzahl von Iterationen der absolute Fehler für die Druck- und Sättigungswerte gerade kleiner als 10^{-6} Einheiten bleibt. Diese Genauigkeitsgrenzen sind bei der Beurteilung der Ergebnisse zu berücksichtigen.

4.3.2 Druckverhältnisse

Der Beginn der Rechnung entspricht dem Zustand, der beim "plötzlichen" Auffahren des Stollens in das ungestörte Gebirge herrscht. In Abb. 4.3-1, die die Druckentwicklung der Luftphase bei Modell 1 bzw. 2 widerspiegelt, erkennt man dementsprechend am Stollenrand $x = 0$ m für den Zeitpunkt 0 s einen Sprung vom Atmosphärendruck auf den konstanten Anfangsdruck im Gebirge.

Im folgenden gleicht sich der Drucksprung aus, indem eine Druckabschwächung in das Gebirge hineinläuft. Das Muster dieser Kurvenschar ist von Ausgleichsvorgängen bekannt, die als Lösung parabolischer Differentialgleichungen - etwa bei Temperatur- oder Konzentrationssprüngen - auftreten. Nach etwa 12 h Modellzeit macht sich der Einfluss des rechten Modellrands deutlich bemerkbar, indem sich der Druckgradient am rechten Randpunkt dann schnell vergrößert. Da der Druck am Rand konstant gehalten wird, ist eine weitere Drucksendung dort nicht möglich und der Ausgleichsvorgang führt zu einem stationären Druckverlauf mit einem Gradienten, der in einem weiten Bereich des Modells konstant ist. Abb. 4.3-2 zeigt die entsprechende Kurvenschar für den Druck der benetzenden Wasserphase, ebenfalls für Modell 1. Die Druckwerte von Wasser- und Luftphase unterscheiden sich an jeder Stelle um den dort gerade herrschenden Kapillardruck, der wiederum von der Sättigung abhängt.

$$p_n(x, t) - p_w(x, t) = p_c(S_w(x, t)) \quad (4.3-1)$$

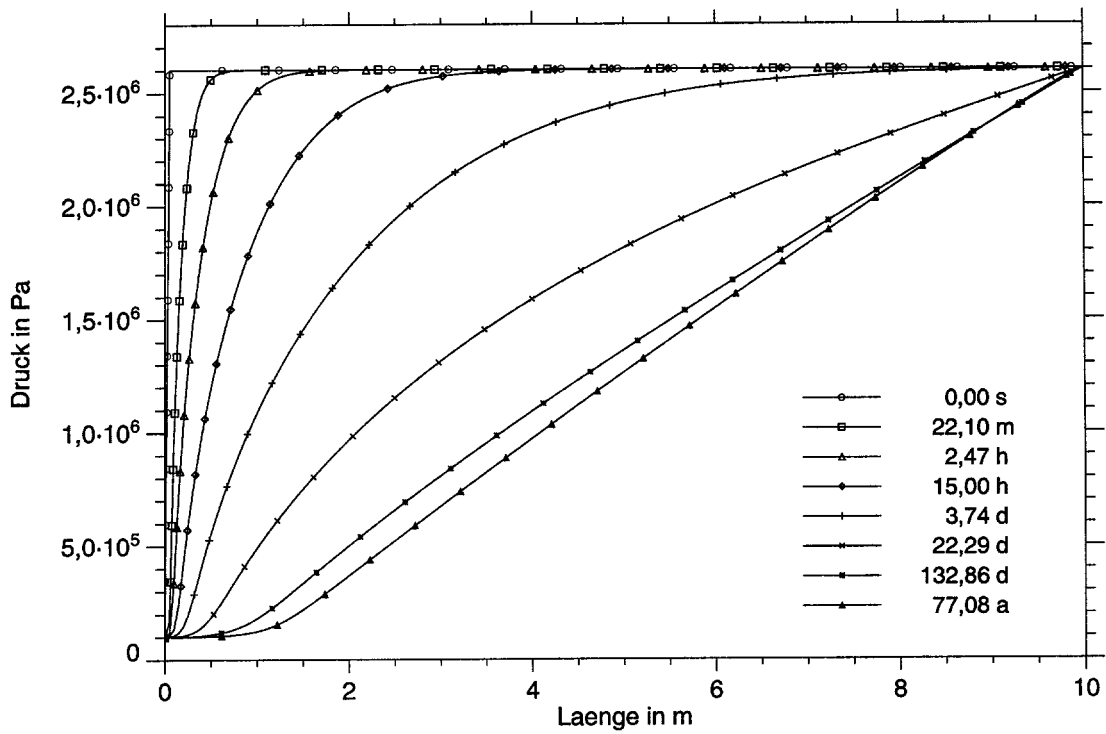


Abb. 4.3-1 Modell 1: Druckentwicklung der Luftphase.

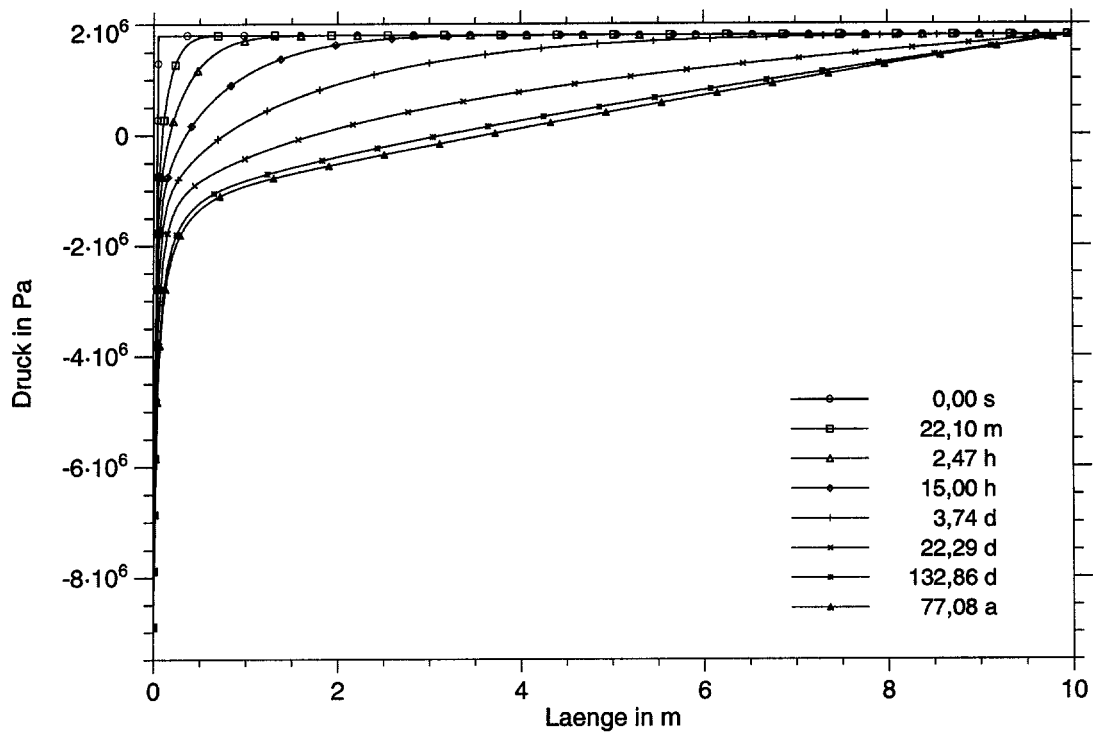


Abb. 4.3-2 Modell 1: Druckentwicklung der Wasserphase.

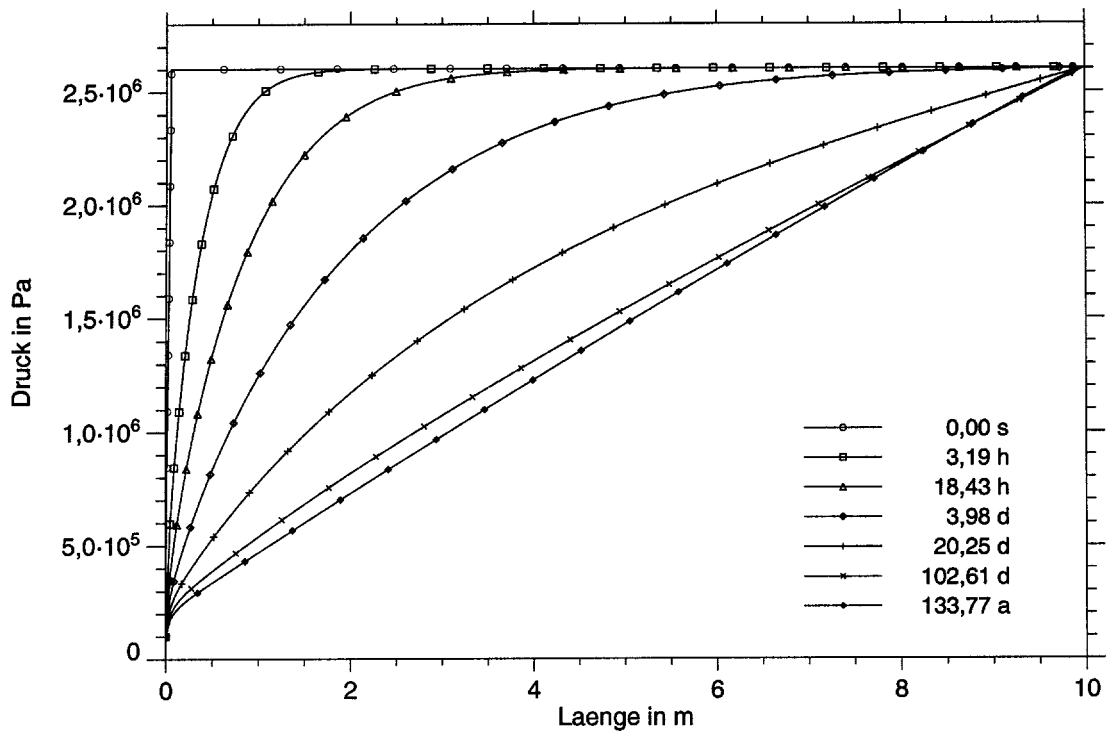


Abb. 4.3-3 Modell 2: Druckentwicklung in der Luftphase.

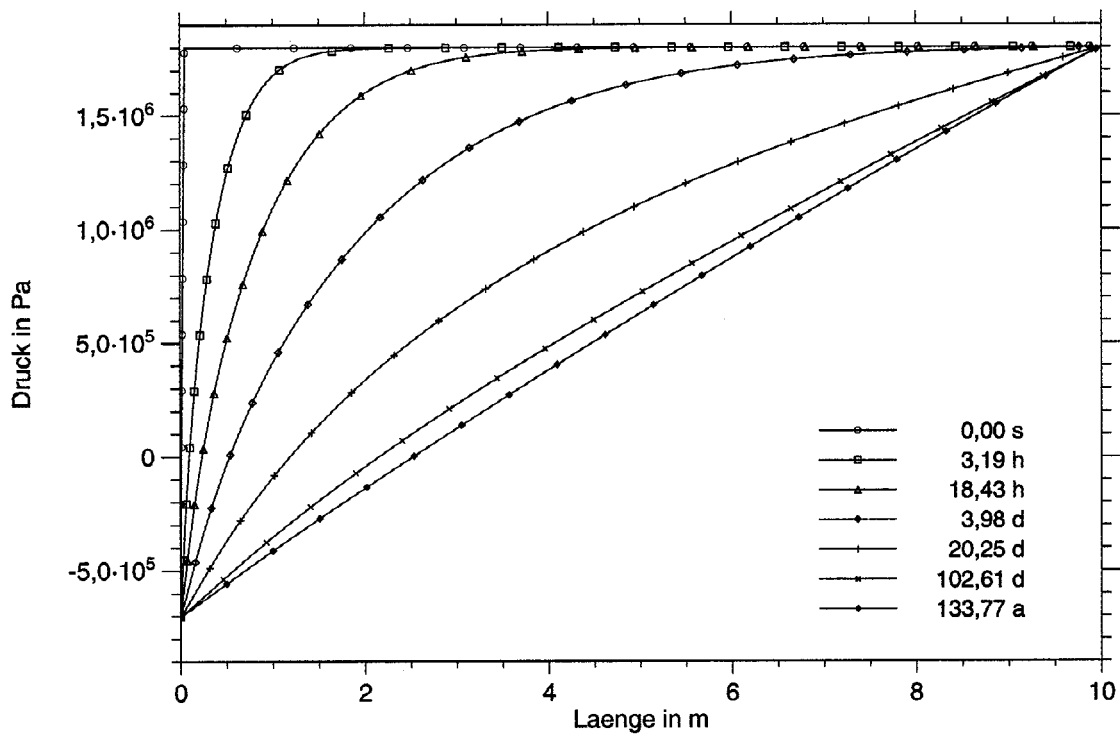


Abb. 4.3-4 Modell 2: Druckentwicklung in der Wasserphase.

Auch im Modell 2 mit der Randsättigung $S_w = 0,999$ an der Stollenwand ($x = 0$ m) drückt sich das hohe Eintrittsdruckniveau in dem hohen Druckunterschied zwischen der Luft- und Wasserphase wider (vgl. Abb. 4.3-3 und Abb. 4.3-4).

Der Druck der Wasserphase ist beim Modell 1 mit der Randsättigung $S_w = 0,001$ an der Stollenwand ($x = 0$ m) im stollennahen Bereich negativ, es herrscht eine Zugspannung. Erst im Abstand von mehr als etwa 2 bis 3 m ist der Druck nach ca. 30 Tagen positiv.

Im Grimselstollen wurde der Druck der Wasserphase bis zu 11,5 m tief im Gebirge gemessen (siehe [5]). Die Messwerte haben eine stärkere Streuung, jedoch scheinen sie in dem Bereich, der mehr als 2 m von der Stollenwand entfernt ist, gut zu den berechneten Werten zu passen. Wahl einer größeren Modelllänge würde offenbar noch bessere Übereinstimmung ergeben. Negative Drücke wurden nicht gemessen, Messungen aber auch nicht näher als etwa 1,25 m am Stollen ausgeführt.

Ob daher die berechneten negativen Drücke realistisch sind, steht dahin. Während nach Pohl [32] Zerreifestigkeiten des Wassers von über 3,34 MPa unter geeigneten Versuchsbedingungen möglich sind, treten etwa bei Wasserströmungen um Schraubenpropeller schon Kavitationserscheinungen auf, sobald der lokale Wasserdruck unter den (positiven) Dampfdruck des Wassers sinkt (Prandtl [33]). Es entstehen Wasserdampfblasen, in denen konstanter Druck - der Dampfdruck des Wassers - herrscht. Die Entstehung dieser Kavitationsblasen ist offenbar an das Vorhandensein von "Kernen" - etwa aus mikroskopisch kleinen Gasbläschen - gebunden.

Denkt man sich die Möglichkeit zur Kavitation auf die vorliegende Zweiphasenströmung übertragen, so könnten in den wassergefüllten Poren unter dem Einfluss hinreichend niedrigen Drucks Bläschen entstehen, die kleiner wären als der Porenquerschnitt, oder abschnittsweise den Porenquerschnitt ausfüllten. Die Volumenzunahme bei dieser Phasenumwandlung führte zu einer Reaktion der Umgebung. Falls der Druck in der Wasserphase dabei nicht wieder anstiege, würde der betreffende Wasserfaden vollständig verdampfen. Drücke der Wasserphase, die kleiner wären als der Dampfdruck des Wassers, könnten nicht auftreten.

Da man beim Gebirgswasser wohl vom Vorhandensein von Kernen für die Dampfblasenbildung ausgehen kann, scheint dieser vollständige Übergang des Wassers in seinen

Dampf realistisch, wenn der Wasserdruck unter den Verdampfungsdruck sinkt. Es handelt sich hierbei um den Siedevorgang.

Im Rechenprogramm MUFTE ist der Siedevorgang offensichtlich nicht berücksichtigt. Das sollte bei der Beurteilung der Rechenergebnisse beachtet werden. Eine Beachtung des Vorgangs könnte besonders in Bereichen, in denen jetzt negativer Druck der Wasserphase angezeigt wird, zu starken Abänderungen der Ergebnisse führen.

Die Messungen im Grimselstollen weisen auf das Verschwinden des Wasserdrucks in etwa 2 m Entfernung von der Stollenwand hin. Dies passt zunächst etwa zu beiden Modellen. Jedoch wird der Drucknullpunkt beim Modell 2 mit der hohen Randsättigung nur deswegen in größerem Abstand von der Stollenwand gefunden, weil die verwendete Coreysche Ausgleichskurve für die Kapillardruck-Sättigungsbeziehung den Kapillardruck in der Nähe der vollständigen Wassersättigung eben nicht korrekt darstellt. So gibt Modell 1 die Druckmessungen besser wieder und man kann auf eine geringe Wassersättigung auf der Wand des Grimselstollens schließen.

Generell hat die Auswahl der Kapillardruck-Sättigungsfunktion einen starken Einfluss auf den Verlauf der Druckkurven. So werden sich besonders die Kurvenverläufe des Drucks bei großen Modellzeiten ändern, wenn man von der Coreykurve zu anderen Ausgleichskurven übergeht, da bei großen Modellzeiten die Sättigungsverteilung entlang des Modells schon erheblich von der gleichmäßigen Anfangsverteilung abweicht.

4.3.3 Sättigungsverhältnisse

Die Abb. 4.3-5 und Abb. 4.3-6 geben den Überblick über die räumlich - zeitliche Entwicklung der Sättigungsverhältnisse bei den Modellen 1 und 2.

Aus ihnen geht hervor, dass im weiter entfernt gelegenen Gebiet die Sättigungskurven in Form und zeitlicher Abfolge einen ähnlichen Verlauf wie die Druckkurven haben, jedoch macht sich hier der Einfluss des rechten Modellrandes erst nach ungefähr einem halben Jahr deutlich bemerkbar. Nach rund 50 Jahren ist die Sättigungsverteilung quasistationär, deutlich später als die Druckverteilung. Die Wassersättigung bleibt stets relativ hoch im Bereich von etwa 0.94 bis 0.999.

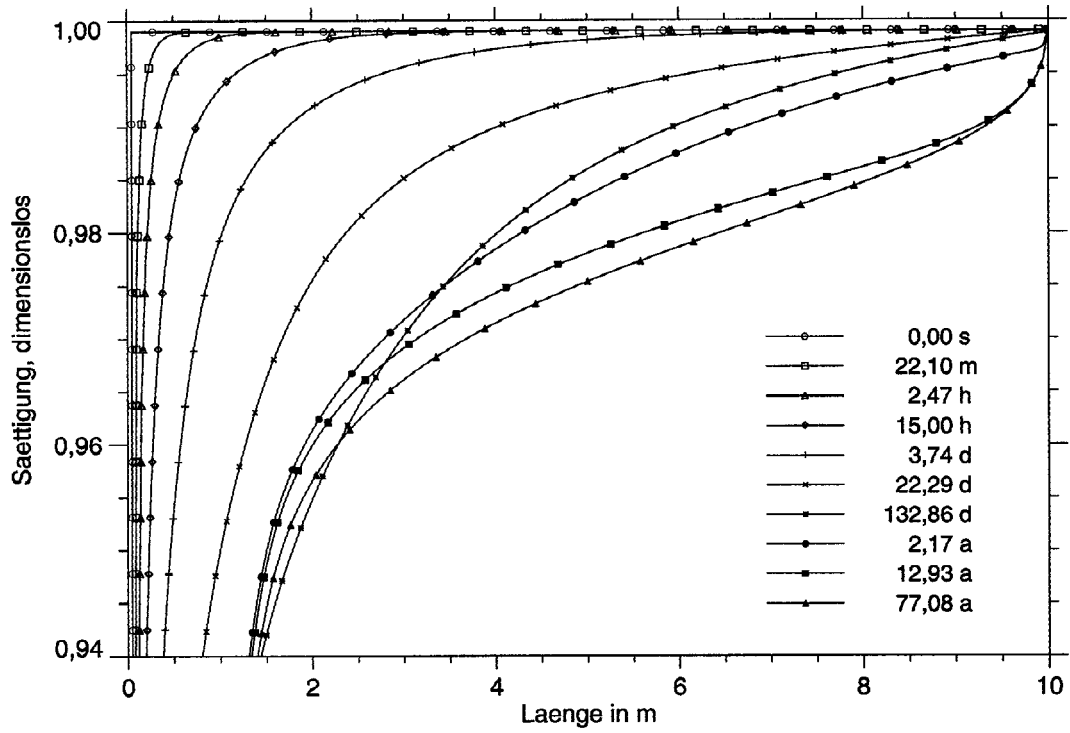


Abb. 4.3-5 Modell 1: Entwicklung der Wassersättigung.

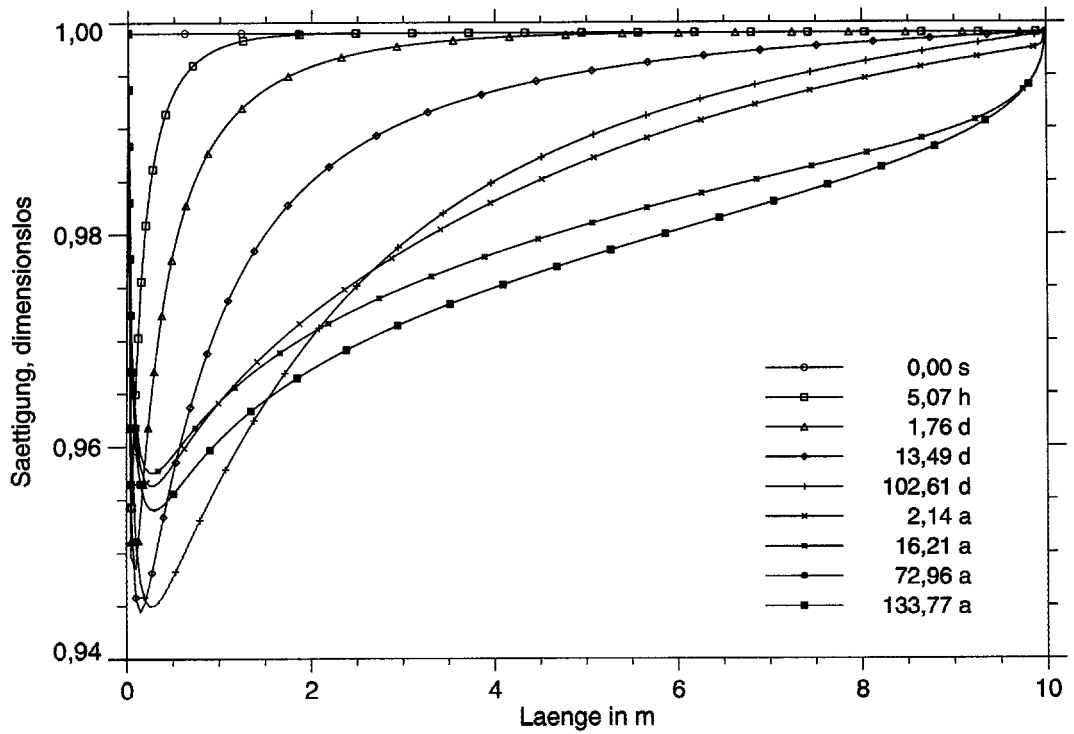


Abb. 4.3-6 Modell 2: Entwicklung der Wassersättigung.

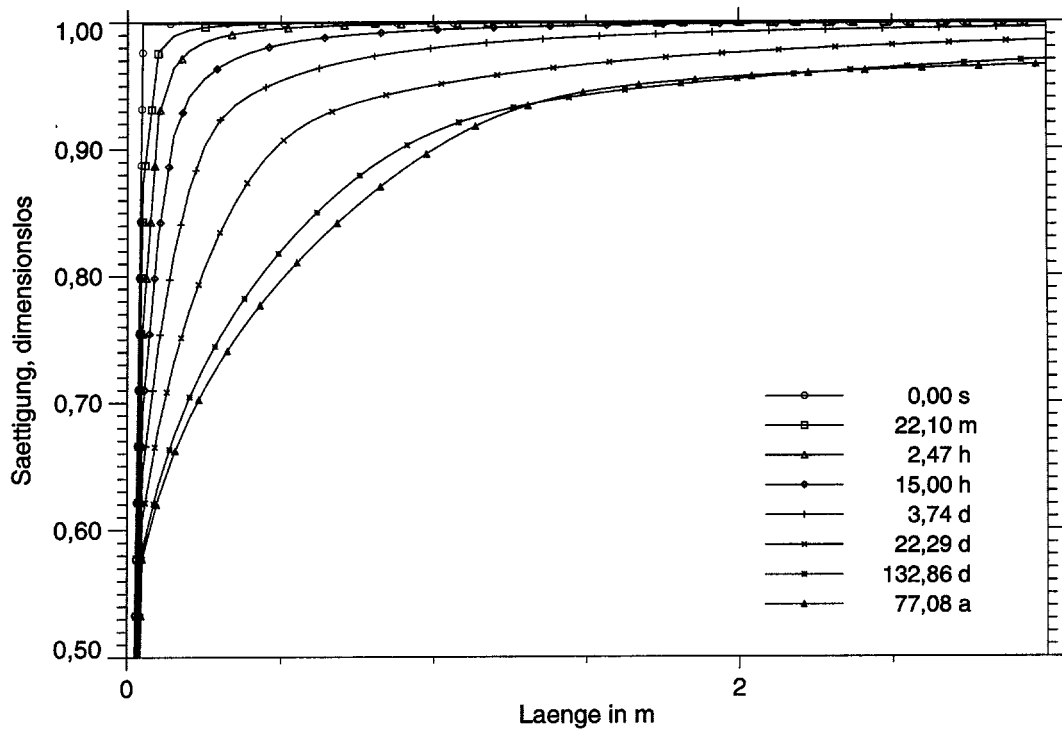


Abb. 4.3-7 Modell 1: Entwicklung der Wassersättigung in der Randzone des Stollens.

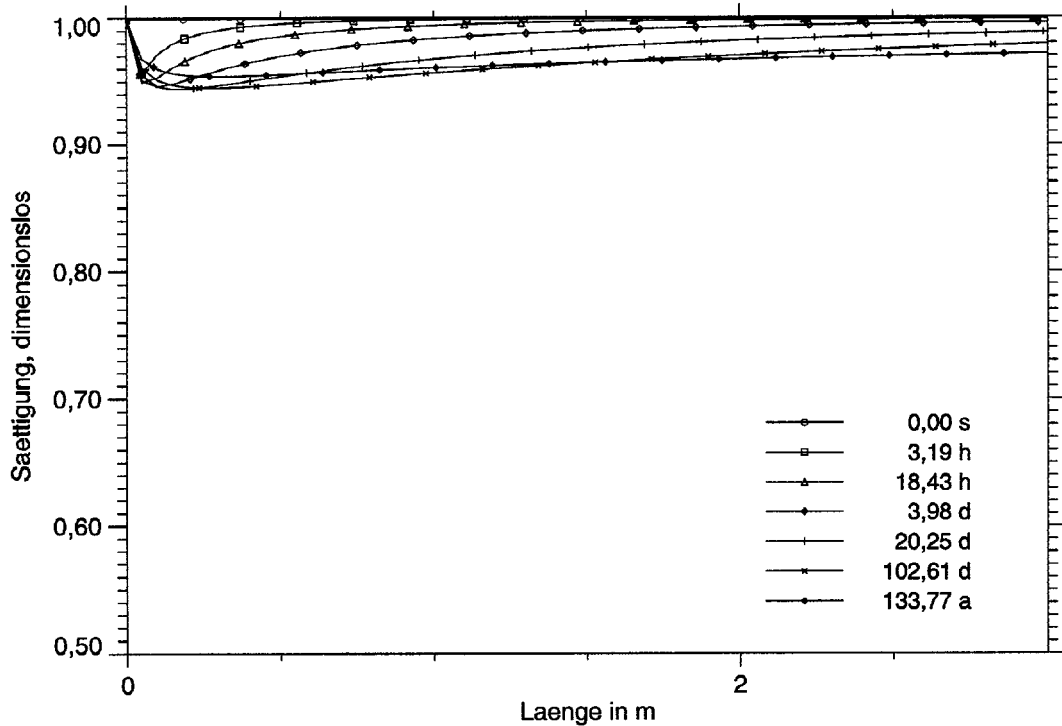


Abb. 4.3-8 Modell 2: Entwicklung der Wassersättigung in der Randzone des Stollens.

Betrachtet man bei beiden Modellen die Bereiche, die weiter als etwa zwei Meter vom Stollenrand entfernt sind, so erkennt man, dass die Kurvenbilder sich dort kaum unterscheiden. Ob die Randbedingung am Stollenrand $S_w = 0,001$ oder $S_w = 0,999$ ist, hat offenbar nur einen Einfluss im Umkreis von etwa 2 m um den Stollen herum, die Kurvenbilder für Modell 1 und Modell 2 zeigen in diesem Nahfeld natürlich starke Unterschiede.

Ein Vergleich der Abb. 4.3-7 und Abb. 4.3-8 legt den Schluss nahe, dass bei Vorgabe einer Randsättigung von etwa 0,91 besonders schnell ein stationärer Sättigungszustand im gesamten Modell erreicht werden würde. Wenn man nämlich die beiden stationären Sättigungskurven der Modelle, die ja für $\chi \geq 2\text{m}$ fast übereinstimmen, nach kleineren x -Werten hin verlängert und dabei darauf achtet, dass die Kurvenkrümmung etwa konstant bleibt, erhält man ungefähr diesen Wert. Er ist natürlich von den Modellannahmen abhängig und dürfte insbesondere schon mit der Modelllänge etwas variieren.

4.3.4 Massenfluss

4.3.4.1 Massenübergang von der Wasserphase zur Luftphase

Je höher der Partialdruck eines Gases über einer Flüssigkeit ist, desto mehr Gasmasse löst sich in der Flüssigkeit (Henrysches Gesetz). Dementsprechend ist auch der Massenanteil der Luft an der Wasserphase dem Druck der Luftphase proportional, vergleiche Abb. 4.3-9 mit Abb. 4.3-1 und Abb. 4.3-10 mit Abb. 4.3-3. Da beim Durchströmen des Modells der Druck der Wasserphase abfällt, geht also gelöste Luft aus der Wasserphase in die Luftphase über und der Massenanteil der Luft an der Wasserphase sinkt von $4,18 \cdot 10^{-4}$ auf $0,16 \cdot 10^{-4}$.

Trotz dieses Übertritts von Luft aus der Wasserphase in die Gasphase erhöht sich der Massenanteil der Luft an der Luftphase beim Durchströmen des Modellgebietes nicht, sondern sinkt noch ab (vgl. Abb. 4.3-11 und Abb. 4.3-12).

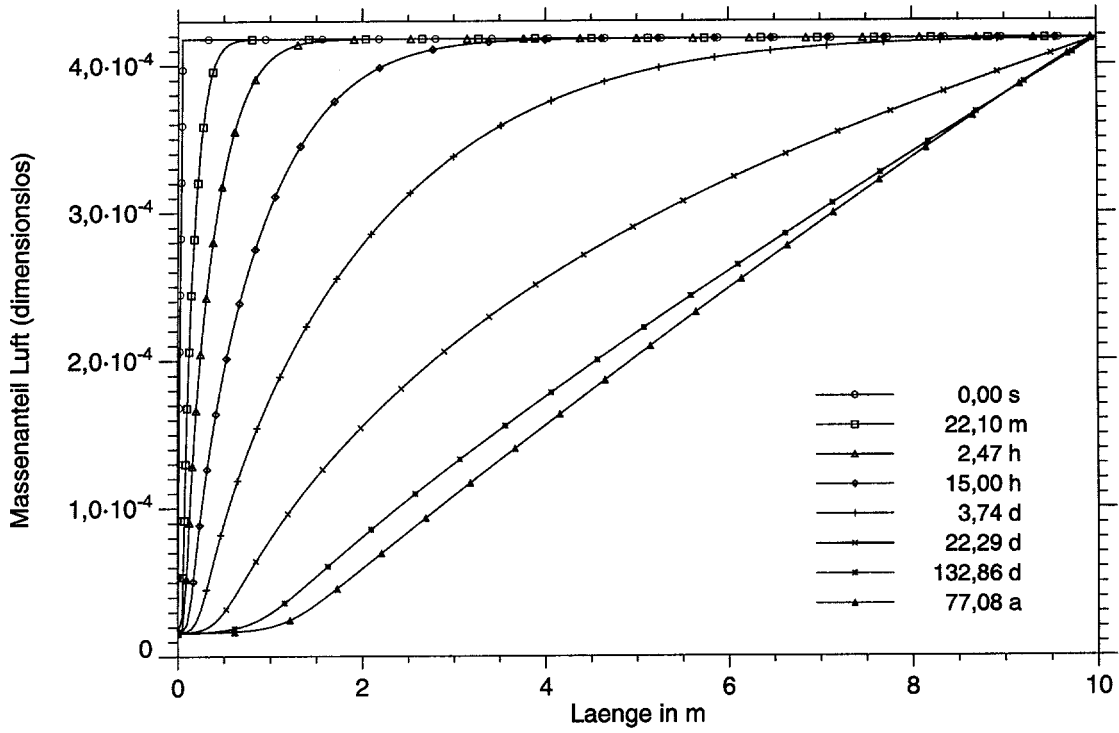


Abb. 4.3-9 Modell 1: Der Luftmassenanteil an der Wasserphase ist dem Druck der Luftphase proportional (vgl. Abb. 4.3-1).

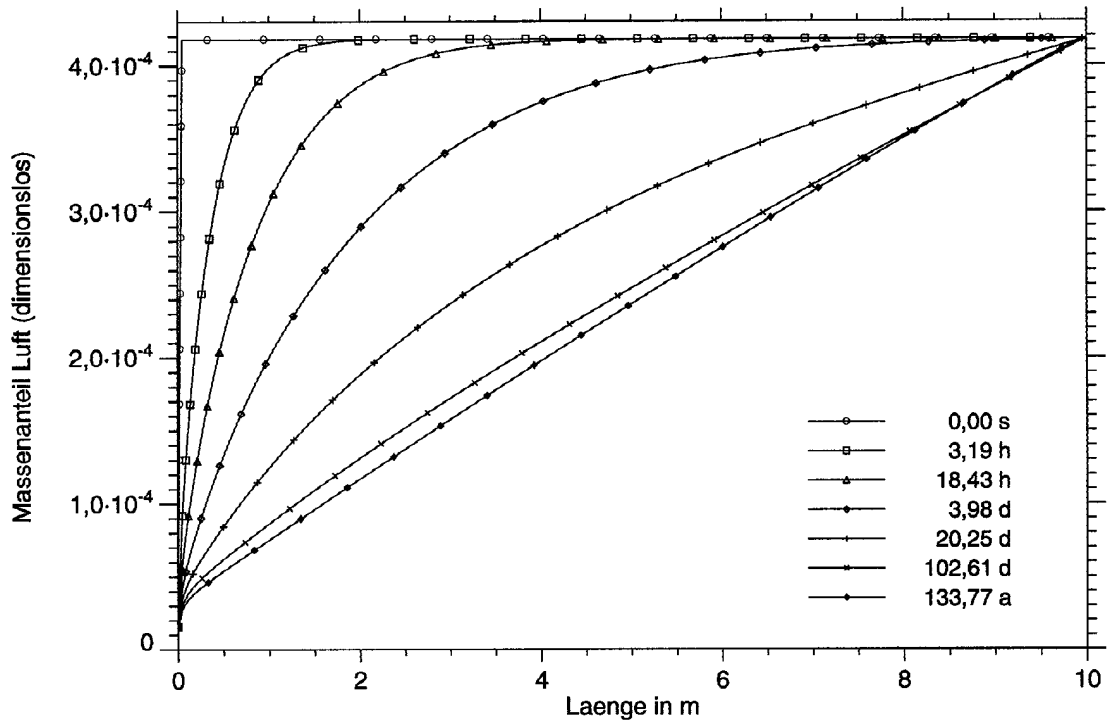


Abb. 4.3-10 Modell 2: Der Luftmassenanteil an der Wasserphase ist dem Druck der Luftphase proportional (vgl. Abb. 4.3-3).

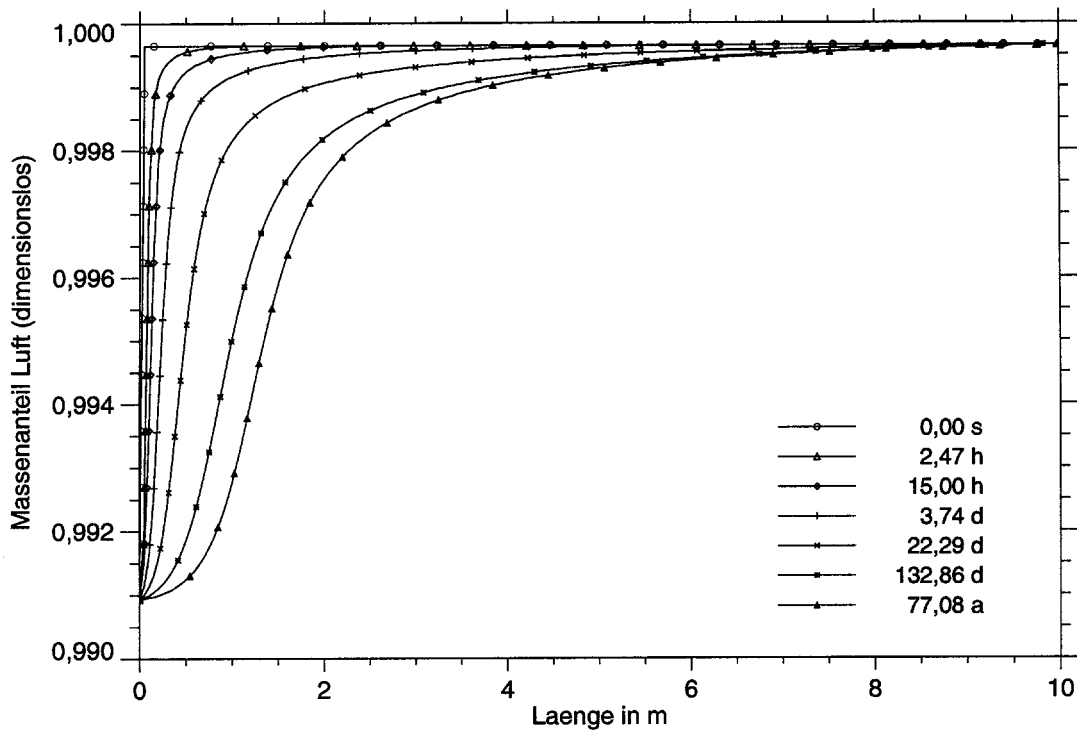


Abb. 4.3-11 Modell 1: Der Massenanteil der Luftphase (Wasserdampf) nimmt zum Stollen hin ($x = 0$ m) relativ stark zu.

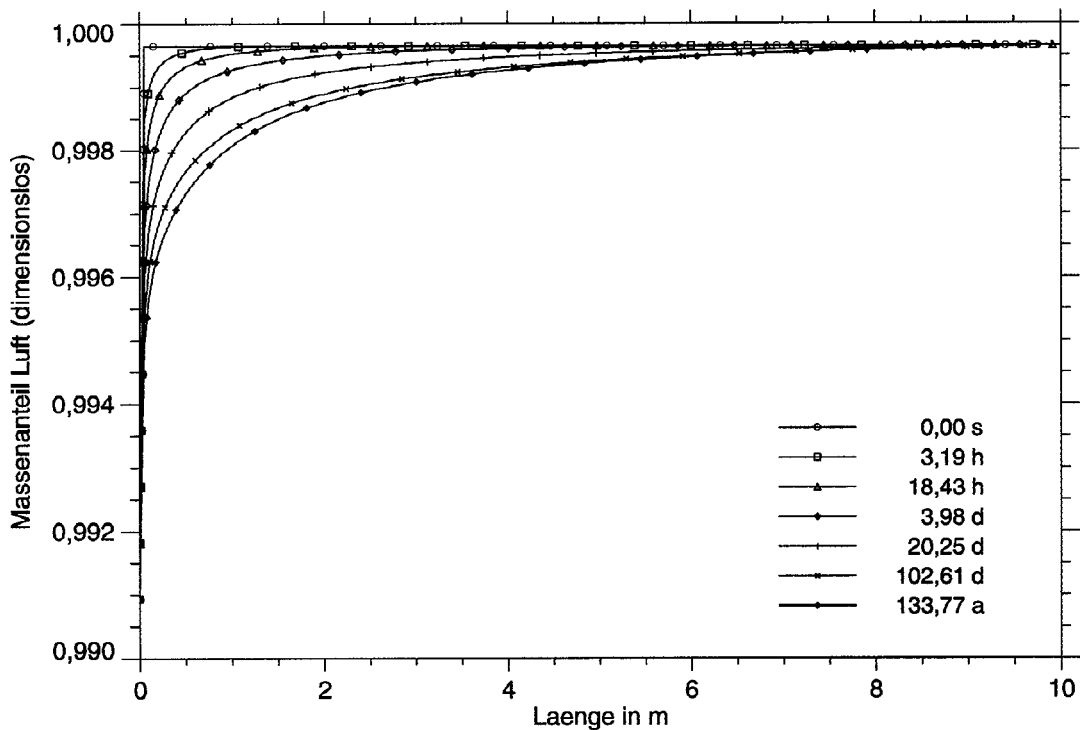


Abb. 4.3-12 Modell 2: Der Massenanteil der Luftphase (Wasserdampf) nimmt zum Stollen hin ($x = 0$ m) weniger stark zu als bei Modell 1.

Das ist darauf zurückzuführen, dass gleichzeitig Wasser in die Luftphase hinein verdunstet und den Wasserdampfanteil überproportional vergrößert.

Die Masse, die von der Wasserphase zur Luftphase übergeht, ist verglichen mit der Masse der Wasserphase sehr gering, verglichen mit der Masse der Luftphase aber groß. Beides wird in den Kapiteln 4.3.4.2 und 4.3.4.3 deutlich.

4.3.4.2 Massenfluss der Wasserphase

In den Abb. 4.3-13 und Abb. 4.3-14 sind die zeitlichen Entwicklungen der Massenflüsse bzw. Massenstromdichten bei den Wasserphasen der Modelle 1 und 2 gegenübergestellt. Das negative Vorzeichen der Flüsse bedeutet ein Strömen aus dem Gebirgsinneren zum Stollenrand.

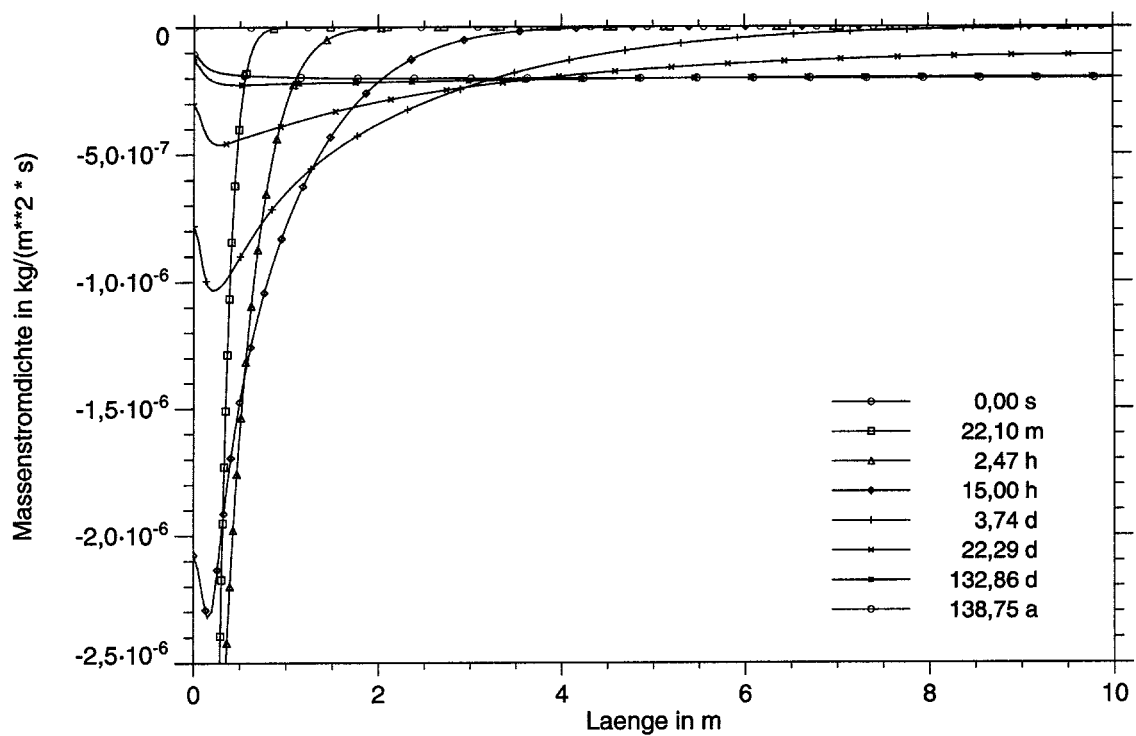


Abb. 4.3-13 Modell 1: Entwicklung der Massenstromdichte der Wasserphase.

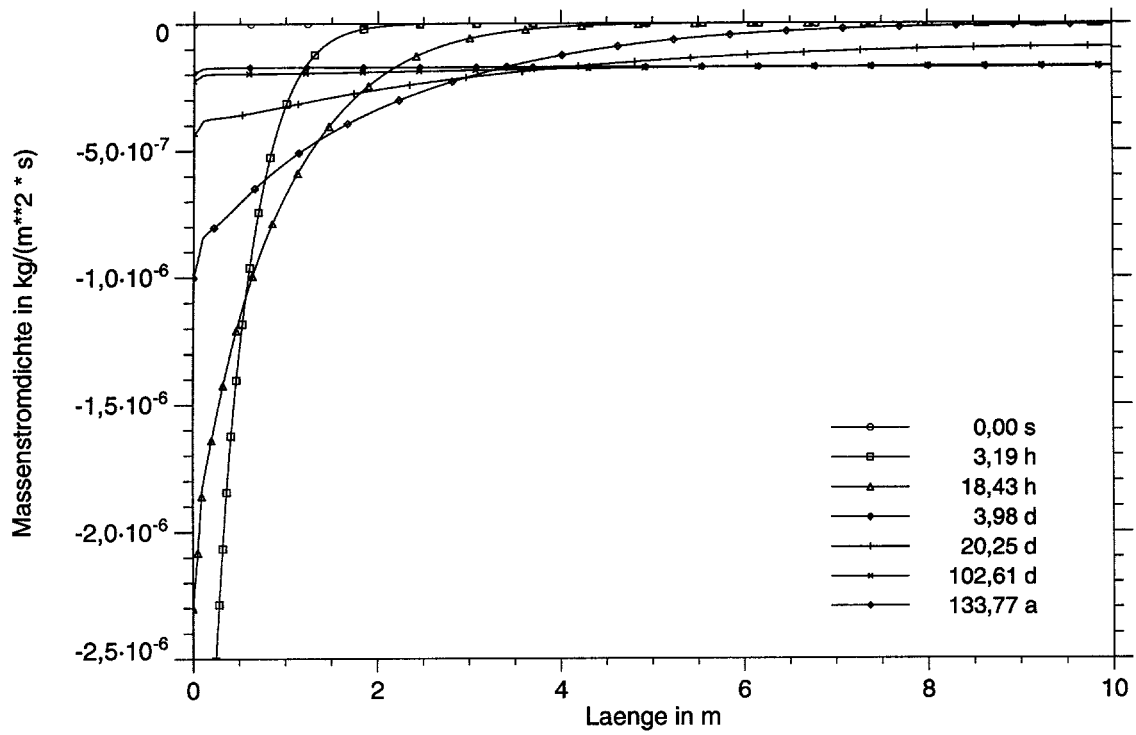


Abb. 4.3-14 Modell 2: Entwicklung der Massenstromdichte der Wasserphase.

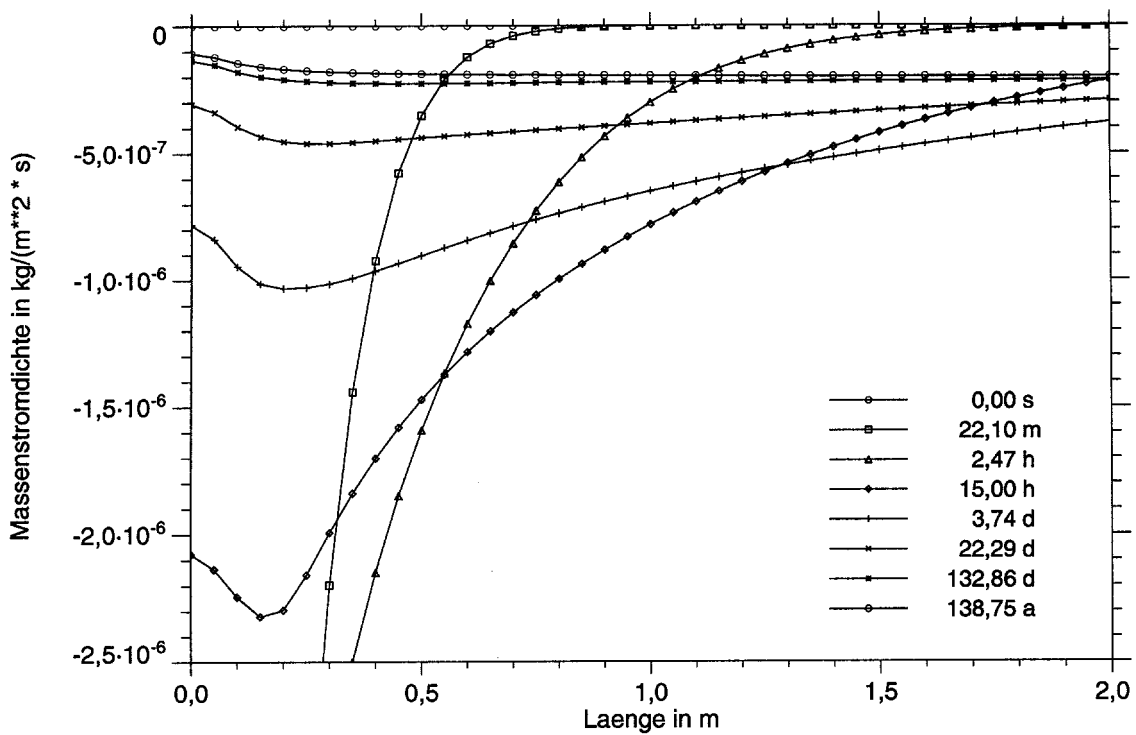


Abb. 4.3-15 Modell 1: Massenstrom der Wasserphase in der randnahen Zone.

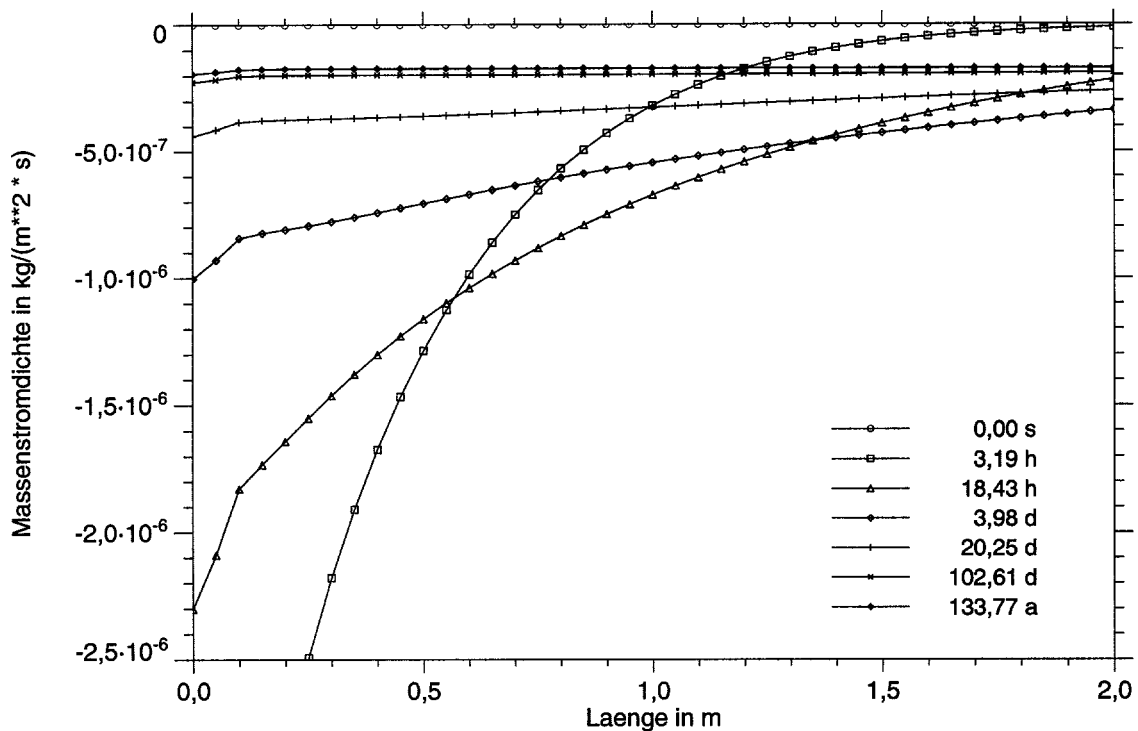


Abb. 4.3-16 Modell 2: Massenstrom der Wasserphase in der randnahen Zone.

Nach Modellvorgabe entwickeln sich die Massenströme aus der Ruhe heraus (vgl. Kap.2.2.3.4) und erreichen ihre höchsten Beträge gleich zu Beginn in der Nähe der Stollenwand, wo der Abstrom erfolgt, während die Strömung im tieferen Gebirge zunächst noch nicht eingesetzt hat.

Da die Dichte ρ für die Wasserphase nahezu konstant ist, ergibt sich dieses Verhalten der Massenstromdichte ρu im wesentlichen aus dem Verlauf des Druckgradienten (erkennbar in Abb. 4.3-2 und Abb. 4.3-4), der im Darcyschen Fließgesetz (Gleichung (4.1-13)) in einfacher Weise mit der Geschwindigkeit u zusammenhängt.

Im stollennahen Bereich von etwa 0,5 m zeigen die beiden Modelle deutliche Unterschiede im Verlauf der Massenströme (vgl. die Ausschnittsvergrößerungen Abb. 4.3-15 und Abb. 4.3-16). Beim Modell 1 mit der geringen Randsättigung $S_w = 0,001$ ist der Abstrom in den Stollen in einer wandnahen Zone von etwa 0,2 m deutlich behindert, da die relative Permeabilität bei verringerter Wassersättigung sehr klein ist (Abb. 4.1-2). Diese relative Permeabilität tritt im Darcyschen Fließgesetz (Gleichung (4.1-13)) als Koeffizient des Druckgradienten auf und führt so zu den geringeren Geschwindigkeiten. Das Modell 2 mit der hohen Randsättigung $S_w = 0,999$ hat in der

Randzone eine entsprechend hohe relative Permeabilität und so ist auch die Massenstromdichte dort erhöht.

Außerhalb der stollennahen Randzone sind die Unterschiede in den Massenstromdichten der beiden Modelle nach etwa einem Tag Modellzeit jedoch nicht sehr groß. Dies ist angesichts der völlig unterschiedlichen Sättigungsrandbedingungen an der Stollenwand bemerkenswert.

Die weitere zeitliche Entwicklung der Massenflüsse entspricht der Entwicklung der Druckgradienten: In der stollennahen Zone wird der Massenfluss geringer, im tieferen Gebirge größer, und schließlich ist er im ganzen Modell fast konstant. Aus dem tiefen Gebirge tritt langfristig ein stationärer Massenstrom in den Stollen aus.

Dieser stationäre Massenstrom ist bei Modell 1 größer als bei Modell 2, da sich bei Modell 1 mit der geringeren Randsättigung am Stollen auch ein größerer stationärer Druckgradient einstellt als bei Modell 2 (vergleiche Abb. 4.3-2 und Abb. 4.3-4). Bei größer gewählter Modelllänge werden die Unterschiede zwischen den Druckgradienten und damit auch zwischen den Massenströmen natürlich geringer, so dass bei realen Verhältnissen der stationäre Wassermassenstrom aus dem Gebirge von den Sättigungsbedingungen im Stollen unabhängig sein dürfte.

4.3.4.3 Massenfluss der Luftphase

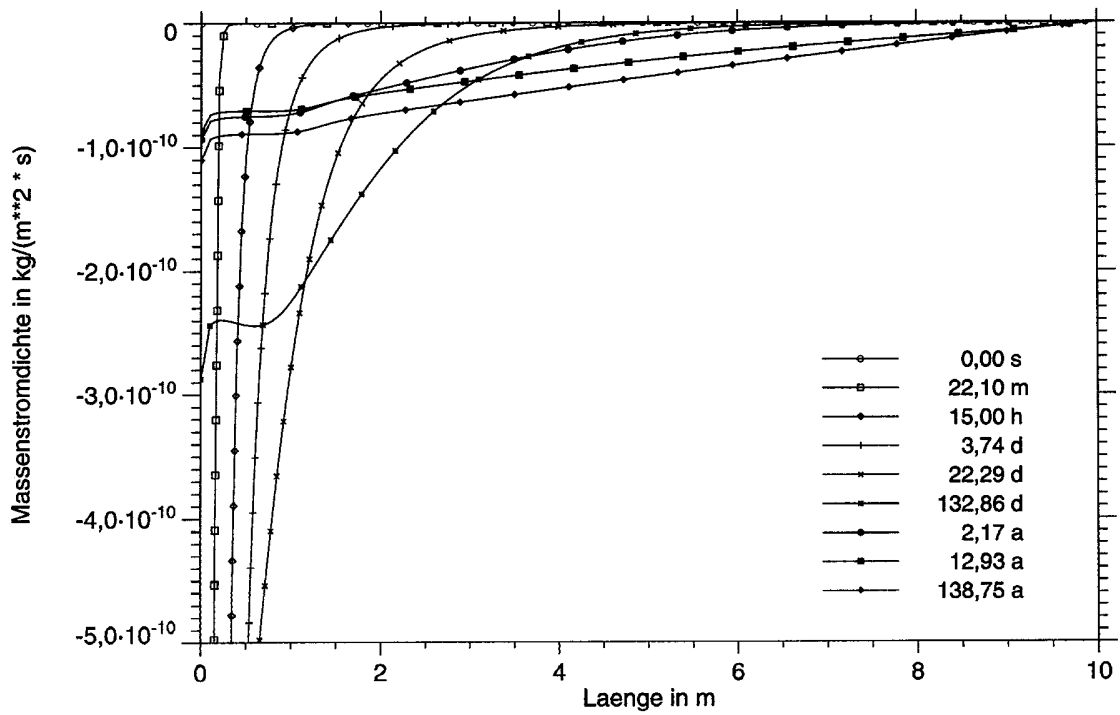


Abb. 4.3-17 Modell 1: Entwicklung des Massenstromes in der Luftphase.

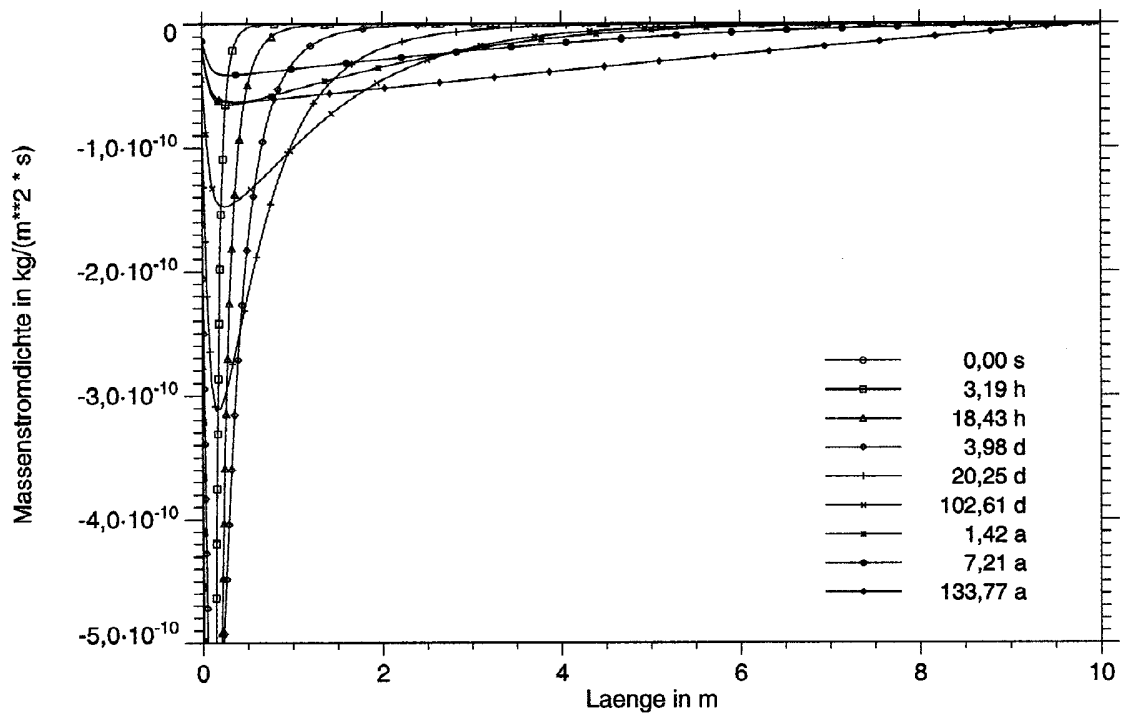


Abb. 4.3-18 Modell 2: Entwicklung des Massenstromes der Luftphase.

Die Massenstromdichten $\rho_{\mathbf{u}}$ der Luftphase werden für die beiden Modelle in Abb. 4.3-17 und Abb. 4.3-18 dargestellt.

Auch hier ergibt sich das Verhalten der Massenströme im wesentlichen aus dem Verlauf der Druckgradienten (Abb. 4.3-1 und Abb. 4.3-3). Die Abweichungen in der stollennahen Randzone erklären sich wie beim Massenstrom der Wasserphase durch die Änderungen der relativen Permeabilität unter dem Einfluss der Sättigung. Da die relative Permeabilität der Luftphase in gegensinniger Weise von der Wassersättigung abhängt wie die relative Permeabilität der Wasserphase (Abb. 4.1-2), findet man auch in der Randzone eine Verringerung des Luft-Massenstromes, wo der Wasser-Massenstrom sich erhöht (Modell 1), und eine Verstärkung des Luft-Massenstroms, wo der Wasser-Massenstrom abnimmt (Modell 2).

Auffällig ist, dass hier der stationäre Massenstrom nicht wie bei der Wasserphase über das ganze Modell hin konstant ist, sondern dass sich die Massenstromdichte zum Stollen hin ständig verstärkt und nur beim Modell 2 ($S_w = 0,999$) in der randnahen Zone von etwa 0,2 m wieder eine Abschwächung erfährt.

Der Grund für diese Zunahme des stationären Luftmassenstroms in Richtung auf den Stollen ist der Massenübergang aus der Wasserphase durch Entgasung und Verdampfung. Man sieht dies an der Kontinuitätsgleichung 4.1.-21: Für den stationären Zustand verschwindet der erste Term, und ohne den Quellterm q_{α} , der den Massenübergang von der einen zur anderen Phase beschreibt, würde die Massenstromdichte $\rho_{\mathbf{u}}$ entlang des Modells konstant sein, wie man durch Volumenintegration erkennt.

Zum Vergleich mit den Massenströmen sind in den Abb. 4.3-19 und Abb. 4.3-20 sind die zeitlichen Entwicklungen der Verläufe der Filtergeschwindigkeiten für die beiden Modelle wiedergegeben.

Auch für große Zeiten bleiben die Verläufe stark nichtlinear, die Filtergeschwindigkeit nimmt zum Stollen hin schneller zu als die Massenstromdichte $\rho_{\mathbf{u}}$. Dies ist verständlich, da die Luftdichte entsprechend der Druckentlastung zum Stollen hin sogar noch abnimmt.

Ursache für die Zunahme der Luftgeschwindigkeit zum Stollen hin ist die Volumenzunahme der Luftphase beim Durchströmen des Modells. Einmal expandiert die Luftphase durch die Druckentlastung entsprechend dem idealen Gasgesetz, zum anderen erhöht sich das Volumen durch den Massenübergang aus der Wasserphase durch Entgasung und Verdampfung.

Zusätzlich vergrößert aber auch die Zunahme der Luftsättigung die relative Permeabilität der Luftphase, so dass auch hierdurch die Geschwindigkeit zunimmt. Die Abschwächung der Geschwindigkeit beim Modell 2 in der Nähe der Stollenwand ist dementsprechend auf die geringe Luftsättigung wegen der dortigen Randbedingung zurückzuführen.

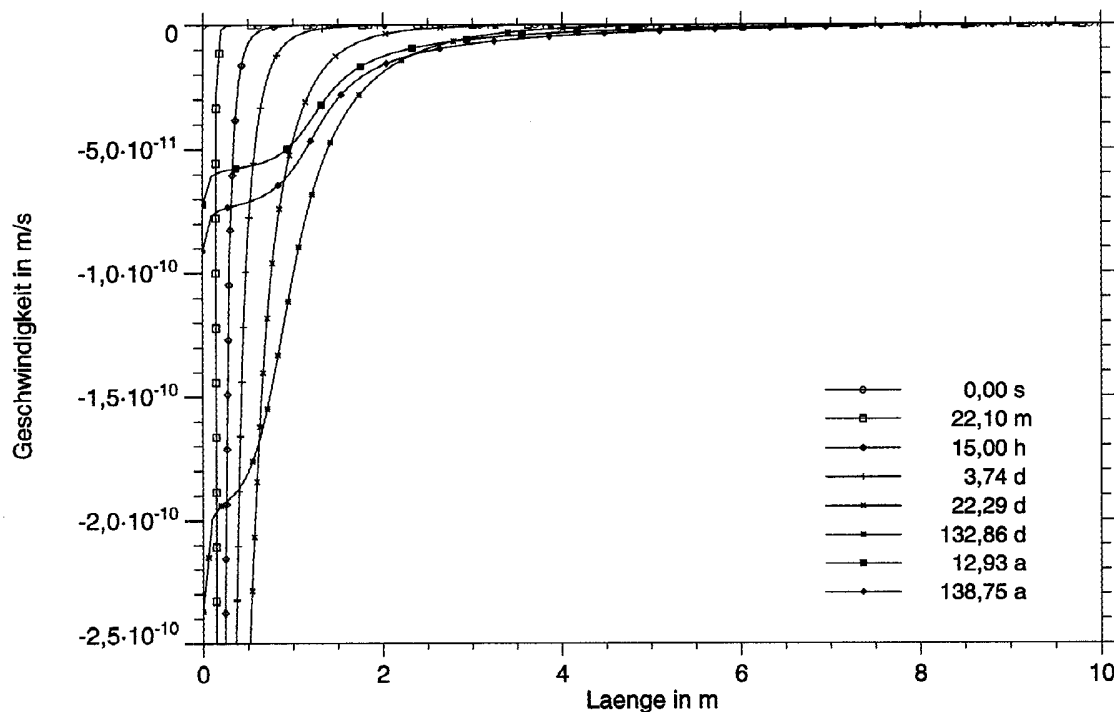


Abb. 4.3-19 Modell 1: Die Filtergeschwindigkeit der Luftphase nimmt entlang der Modellachse zum Stollen hin zu.

4.3.4.4 Summe der Massenflüsse

Da zwischen Wasser- und Luftphase Massenübergänge stattfinden, sind in den Kontinuitätsgleichungen 3.1.-21 für die beiden Phasen Quellterme zu berücksichtigen, die den Massenübergang beschreiben. Diese Terme haben in den beiden Gleichungen denselben Betrag, aber unterschiedliches Vorzeichen, denn was der einen Phase an

Masse verloren geht, gewinnt die andere Phase hinzu. Addiert man also die beiden Kontinuitätsgleichungen, so verschwinden die Quellterme.

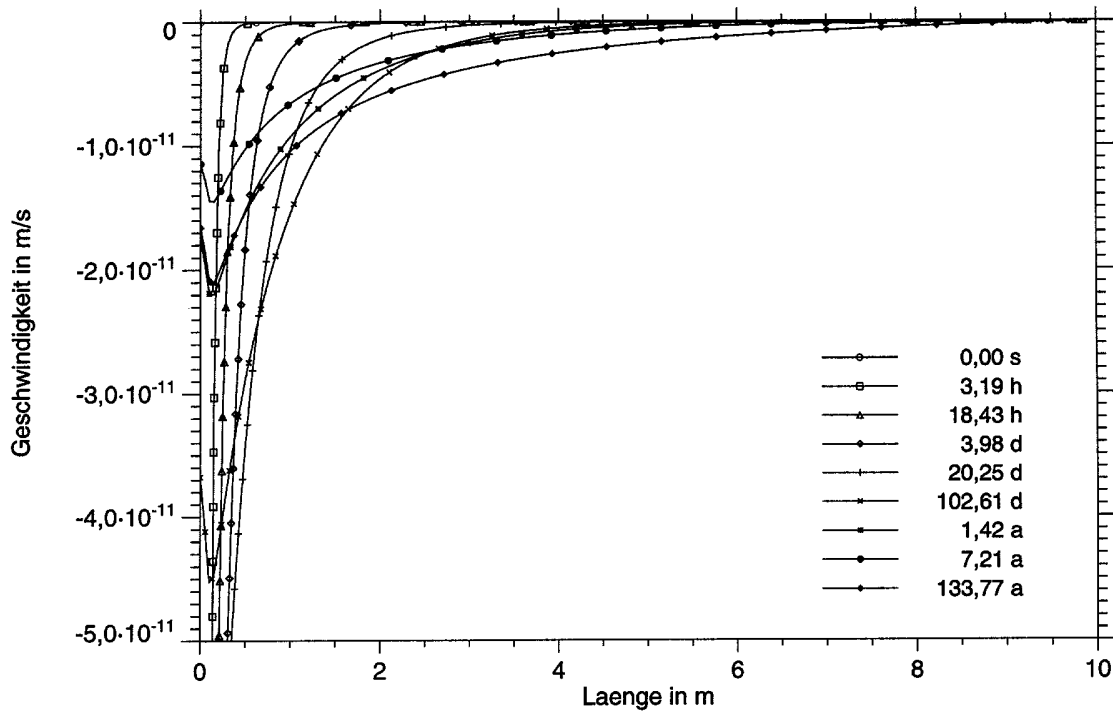


Abb. 4.3-20 Modell 2: Die Filtergeschwindigkeit der Luftphase nimmt entlang der Modellachse zum Stollen hin zu. Anderer Maßstab als bei Modell 1.

Im stationären Fall sind die partiellen Ableitungen nach der Zeit null und es folgt, dass dann die Summe aus den Massenflüssen der beiden Phasen auch räumlich konstant ist. In Abb. 4.3-21 sind diese stationären Massenflüsse für Modell 1 und Modell 2 aufgetragen.

Im größten Teil des Modellbereiches zeigen die Kurven den erwarteten konstanten Verlauf. Die Massenstromdichte beträgt beim Modell 1 mit der geringen Randsättigung im Stollen $0,2024 \cdot 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ entsprechend $6,383 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ a})$, beim Modell 2 mit der hohen Randsättigung $0,1726 \cdot 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ entsprechend $5,443 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ a})$, also 14,72 % weniger. Wie am Ende von Kap.4.3.4 erläutert, erklären sich die Unterschiede durch unterschiedliche Druckgradienten in den beiden Modellen.

An den rechten Modellrändern zeigen sich kleine Abweichungen von den konstanten Werten in der breiten Modellmitte. Dies beruht auf numerischen Randeffekten bei der Berechnung der Geschwindigkeit im Randknoten und ist unerheblich.

Am linken Modellrand (Stollen) erkennt man große Abweichungen vom konstanten Verlauf. Dies deutet auf recht ungenaue Berechnungen im Rechenprogramm hin. Der Einwand, dass der Massenfluss eben noch nicht stationär sei, entfällt, wie man an der Auftragung der Massenstromdichten an ausgewählten Punkten über der Zeit sieht (Abb. 4.3-22 bis Abb. 4.3-25).

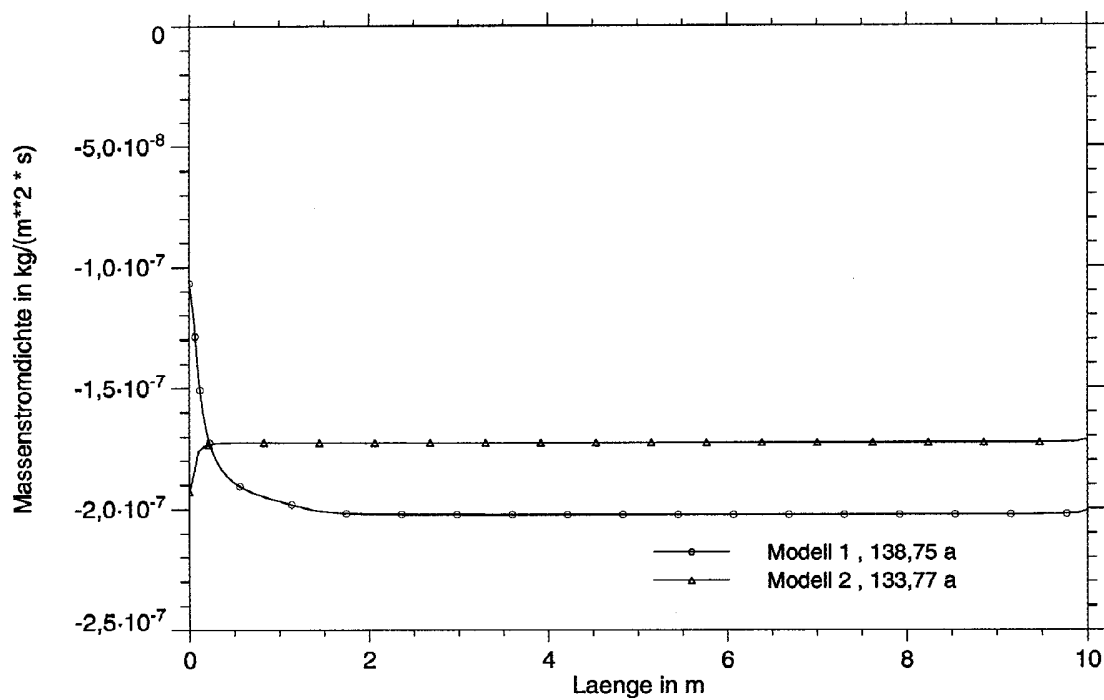


Abb. 4.3-21 Summe der Massenflüsse im stationären Bereich.

4.3.4.5 Zustrom in den Stollen

Von besonderem Interesse bei den Ergebnissen der Rechnung ist der Verlauf der Massenströme in den Stollen hinein, da diese Zuströme eventuell mit eingelagerten Gütern in Wechselwirkung treten können. In den Abb. 4.3-22 bis Abb. 4.3-25 sind daher für beide Modelle die Massenströme an der Stollenwand ($x = 0$ m, Knoten 1) über der logarithmisch geteilten Zeitachse aufgetragen.

Vom Verlauf abweichende Änderungen der Massenströme am Stollenrand sind auf numerische Randeefekte zurückzuführen, vergleiche Kap.4.3.4. Es werden daher zum Vergleich in den Abbildungen noch weitere Massenströme an Nachbarknoten eingetragen und zusätzlich noch der Massenstrom am Knoten 41 in 2 m Entfernung vom Stollen, wo die Berechnung korrekt zu sein scheint.

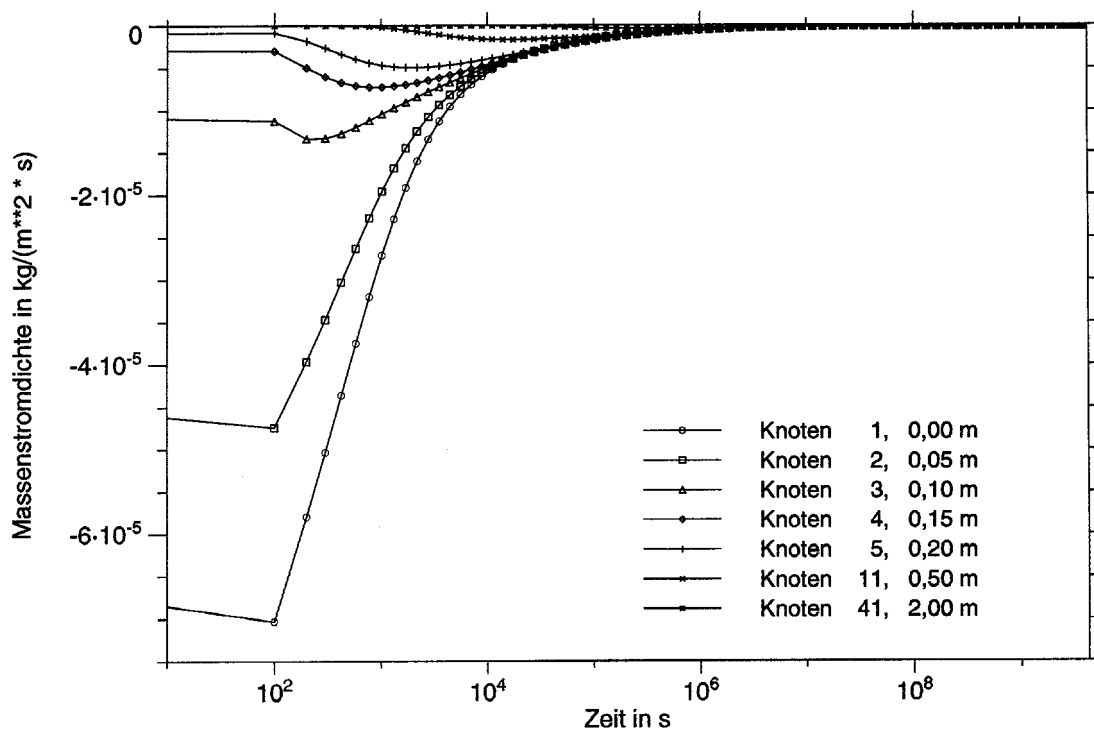


Abb. 4.3-22 Modell 1: Zeitlicher Verlauf der Massenstromdichte (Wasserphase) im Gebirge und an der Stollenoberfläche (Knoten 1).

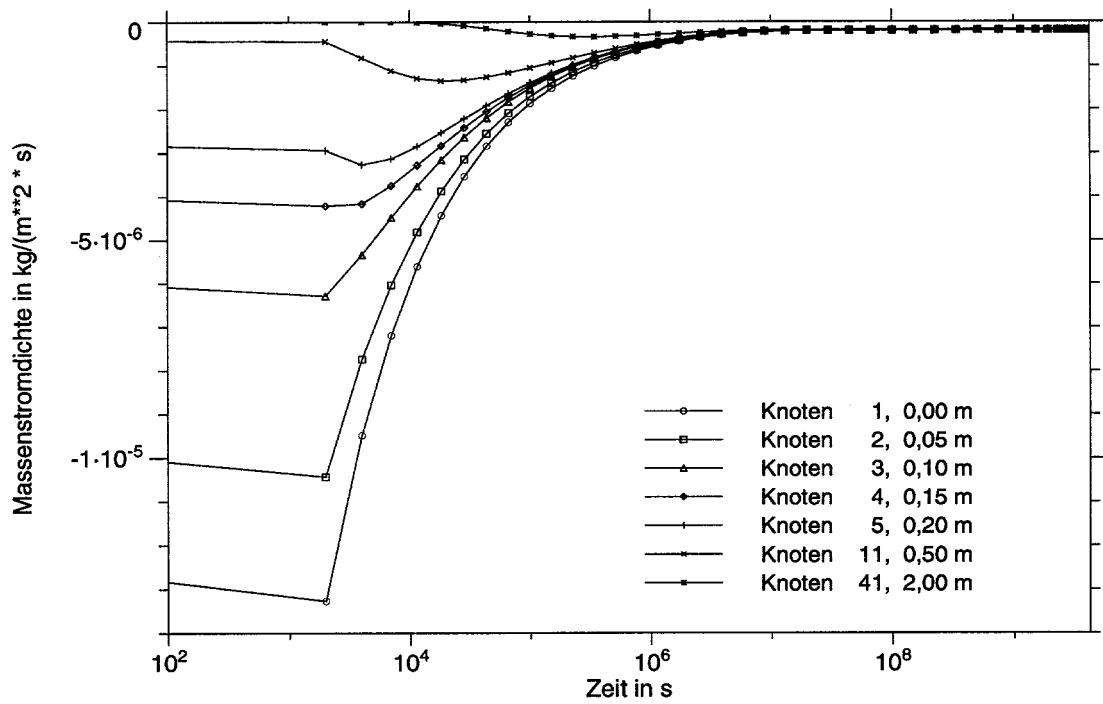


Abb. 4.3-23 Modell 2: Ähnlicher zeitlicher Verlauf der Massenstromdichte (Wasserphase) im Gebirge und an der Stollenoberfläche (Knoten 1) wie im Modell 1.

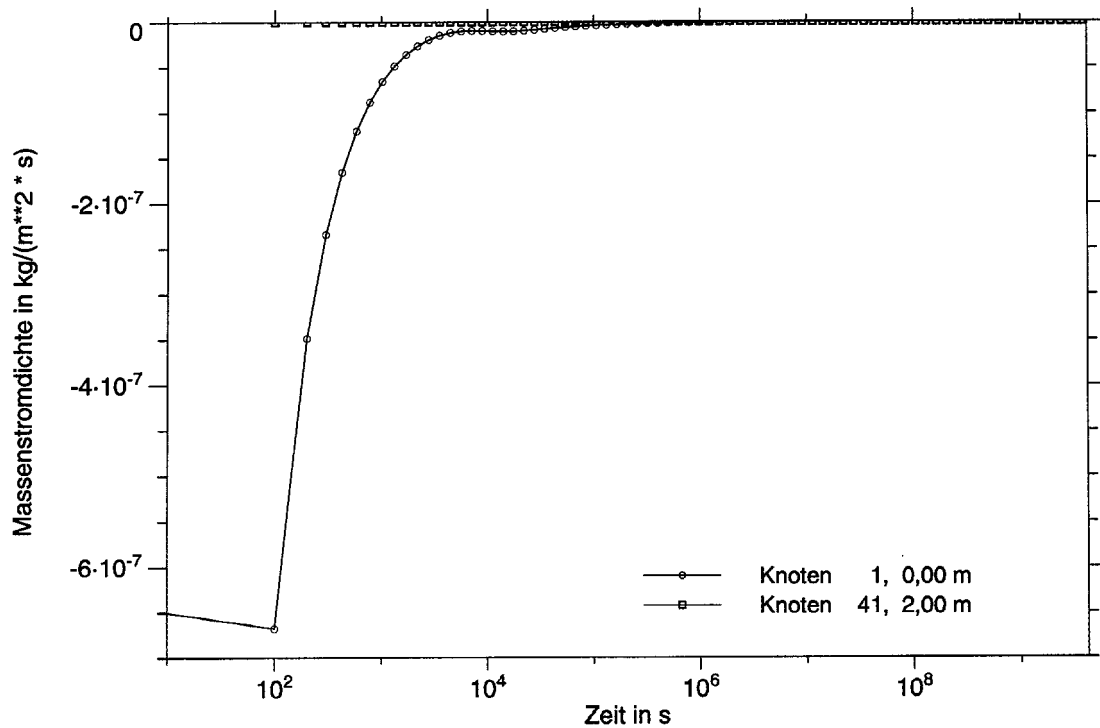


Abb. 4.3-24 Modell 1: Zeitlicher Verlauf der Massenstromdichte (Luftphase) im Gebirge (Knoten 41) und an der Stollenoberfläche (Knoten 1)

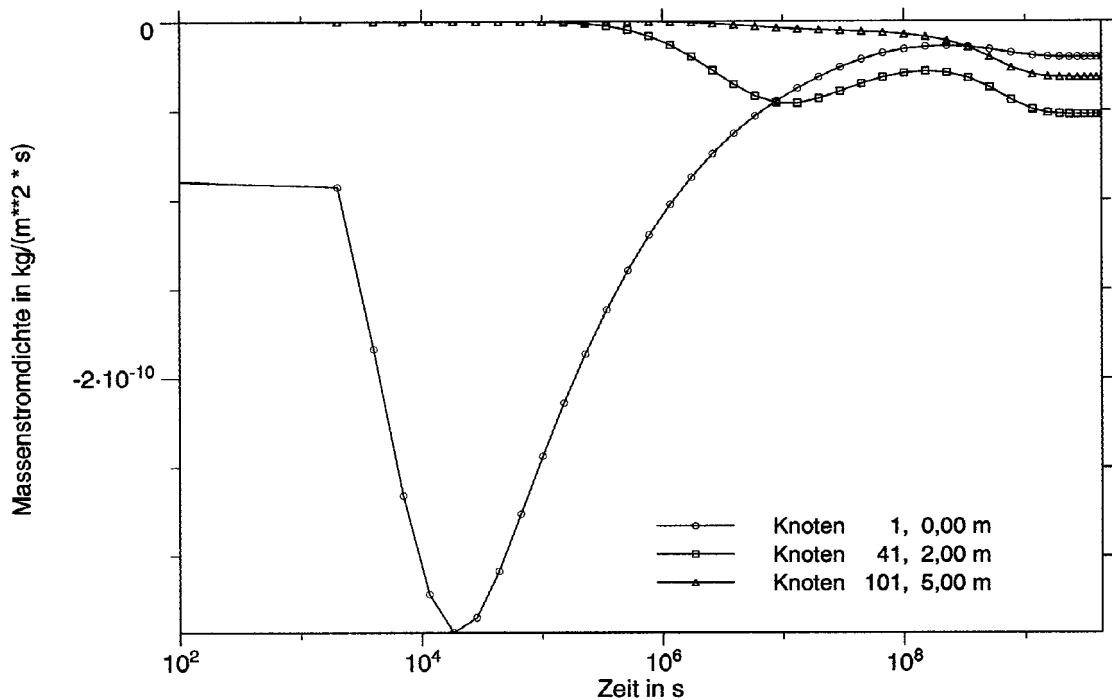


Abb. 4.3-25 Modell 2: Abweichender zeitlicher Verlauf der Massenstromdichte (Luftphase) im Gebirge (Knoten 41 und 101) und an der Stollenoberfläche (Knoten 1)

Man erkennt in den Abb. 4.3-22 und Abb. 4.3-23, dass die Massenströme der Wasserphase in den einzelnen Kontrollpunkten anfangs relativ groß sind, und zwar um so größer, je näher die Kontrollpunkte am Stollenrand liegen. Schon nach wenigen Stunden Modellzeit sind die Massenströme aber stark abgeklungen und haben sich dabei sehr angeglichen. Nach etwa 10^7 s sind die maximalen Unterschiede in den Massenströmen an den verschiedenen Kontrollpunkten auf weniger als ein Hundertstel gesunken.

In den randnahen Kontrollpunkten sind die absoluten Veränderungen am größten, die Annäherungen an den kleinen stationären Endwert erfolgen dort in relativ großen Sprüngen (numerische Randeffekte), so dass hier eventuell die Erklärung für die in, Abb. 4.3-21 dargestellten Abweichungen der Randmassenströme vom erwarteten Verlauf liegen könnte.

Entsprechend der Modellannahme ist zu Beginn der Modellzeit am Stollenrand ein starker Drucksprung vorhanden und so springen auch die Zuströme in den Stollen (Knoten 1) am Anfang von null sofort auf große Werte. Anschließend nehmen die Zu-

ströme in den Stollen dann schnell ab und werden schließlich für beide Modelle stationär. Während dabei für die Wasserphasen der beiden Modelle die Zuströme monoton fallen, durchlaufen die Zuströme der Luftphasen noch ein Maximum und ein Minimum, die allerdings nur bei Modell 2 stärker ausgeprägt sind, siehe Abb. 4.3-25.

Dieser etwas schwankende Verlauf des Zustroms ergibt sich bei der langsamen Druckabnahme aus dem Wechselspiel zwischen der Massenzunahme der Luftphase durch Entgasung sowie Verdampfung der Wasserphase und der Expansion der Luftphase.

Die stationären Werte für den Zustrom werden bei der Wasserphase nach etwa 10^7 s (entsprechend etwa 116 d) erreicht und betragen für Modell 1 ungefähr $6,4 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{a})$ und für Modell 2 ungefähr $5,4 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{a})$. Der Zustrom der Luftphase wird bei beiden Modellen erst viel später nach etwa $1,5 \cdot 10^{-9}$ s (entsprechend 48 a) stationär. Bei Modell 1 beträgt er $0,10 \cdot 10^{-9} \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{s})$ (entsprechend $3,15 \text{ g}/(\text{m}^2 \text{a})$), bei Modell 2 etwa $0,020 \cdot 10^{-9} \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{s})$ (entsprechend $0,63 \text{ g}/(\text{m}^2 \text{a})$).

Aufgrund von numerischen Randeffekten, die in Kap.4.3.4.1 dargelegt sind, gelten diese Werte nur näherungsweise. Für die stationären Zuströme der Wasserphase übernimmt man besser die in Kap.4.3.4.4 angegebenen Werte für den stationären Gesamtmassenstrom (Anteil der Luftphase am Massenstrom ist kleiner als 10^{-3}).

Da ein Stoffaustausch zwischen Wasser- und Luftphase möglich ist, sind die Anteile von Wasser- und Luftkomponente an den beiden Phasen beim Durchströmen des Modells variabel. Die Wasserphase gibt bei der allmählichen Druckentlastung gelöste Luft und Wasserdampf an die Luftphase ab. Der Anteil der Wasserdampfkomponente an der Luftphase wird durch den Dampfdruck des Wassers bestimmt, der Anteil der gelösten Luft an der Wasserphase ergibt sich aus dem Henryschen Gesetz, nach dem bei konstanter Temperatur, wie hier vorausgesetzt, die maximal lösliche Gasmenge dem Partialdruck des Gases über der Flüssigkeit proportional ist.

Die Zustandsgrößen Luftdruck und Temperatur, die Einfluss auf den Wasserdampfdruck und den Partialdruck der Luft (N_2 und O_2) haben, sind am Stollenrand konstant: (0,1 MPa und $12,5 \text{ }^\circ\text{C}$) und stimmen bei beiden Modellen überein. Daher ist auch das

Komponentenverhältnis der Phasen dort unveränderlich und bei beiden Modellen gleich. Im Zustrom zum Stollen ist der Luftmassenanteil an der Luftphase 0,99093 und der Luftmassenanteil an der Wasserphase $1,5842 \cdot 10^{-5}$.

4.4 Zusammenfassung der Modellierungsergebnisse

Im vorliegenden Bericht werden die Zweiphasen-Strömungen von Wasser und Luft beschrieben, die sich in der Umgebung eines plötzlich aufgefahrenen Stollens in einem gering permeablen, stark wassergesättigten Gebirge ergeben. Die Berechnung der Strömungen erfolgt anhand eines eindimensionalen Prinzipmodells, das die Strukturierung des Gebirges durch Klüfte, Scherzonen und unterschiedliche Gesteinssubstanz unberücksichtigt lässt und nur die wesentlichen Ausbildungen der Geschwindigkeits-, Druck- und Sättigungsfelder wiedergibt.

Das Modell erstreckt sich von der Stollenwand ausgehend in radialer Richtung bis 10 m tief in das Gebirge. Dort werden hohe, zeitlich konstante Druck- und Wassersättigungswerte zugrundegelegt, die für den Anfangszeitpunkt auch im gesamten Modellkörper gelten sollen. Im Stollenraum wird Atmosphärendruck angenommen, einmal zusammen mit sehr geringer Wassersättigung auf der Stollenwand (Modell 1), das andere Mal zusammen mit hoher Wassersättigung auf der Wand (Modell 2). Die Stoffgesetze, die Auswirkungen der Gesteinsporosität beschreiben, sind an Messwerte aus dem Bereich des schweizerischen Grimselstollens angepasst [6].

Die numerischen Rechnungen wurden mit dem Finite-Elemente-Programm MUFTE [27], ausgeführt, dessen mathematische Grundlagen dargelegt werden. Entwickelt wurde das Programm MUFTE von R. Helmig, unter Verwendung von Teilen des Programms ROCKFLOW [28], zur Berechnung von isothermen Zweiphasen-Strömungen in porösen Medien. Die hier verwendete Version wurde von M. Emmert [30] für nichtisotherme Wasser-Luft-Strömungen ausgestaltet, bei der mögliche Phasenübergänge zwischen den Fluiden berücksichtigt werden.

Die Ergebnisse der Rechnungen zeigen, dass sich der anfängliche Sprung zwischen dem Fluiddruck im Stollen und dem höheren Fluiddruck im Gebirge im Sinne eines Ausgleichsvorgangs langsam abbaut. Für die Wasserphase wird der Druck in einer ringförmigen Umgebung von 2 bis 3 m um den Stollen herum negativ. Dies könnte sich

dadurch erklären, dass im Rechenprogramm MUFTE Siedevorgänge nicht berücksichtigt sind, die das Wasser in Dampf überführen, sobald der Verdampfungsdruck im Wasser unterschritten wird.

Der Sättigungszustand an der Stollenwand (Sättigungsrandbedingung) beeinflusst die Sättigungsverteilung im Gebirge nur in einem Gebiet bis zu etwa 2 m um den Stollen herum. Eine großräumige Austrocknung des Gesteins durch Entfeuchtung der Stollenluft bei konstanter Temperatur kann mit dem benutzten Modell nicht erreicht werden. Die Wassersättigung bleibt in Bereichen, die mehr als 1,5 m Abstand von der Stollenwand haben, stets größer als 0,94.

Entlang der Modellachse hat der Wasser-Massenstrom nach etwa 100 Tagen einen nahezu konstanten Verlauf. Der Luft-Massenstrom nimmt jedoch entlang der Modellachse in Richtung auf den Stollen zu und hat nach etwa 10 Jahren bis auf die Randzone einen linearen Verlauf. Ursache für das Anwachsen des Luft-Massenstroms in Strömungsrichtung ist die Massenzunahme durch Entgasung und Verdampfung der Wasserphase.

Die Wasser-Massenstromdichte in den Stollen hinein ist nach etwa 116 Tagen konstant und beträgt unter Modellannahmen $0,2024 \cdot 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ bzw. $6,38 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ a})$ bei geringer Randsättigung und etwa 14,7 % weniger bei hoher Randsättigung. Die Massenstromdichte der Luft in den Stollen hinein bleibt unter Modellannahmen nach etwa 48 Jahren konstant. Sie beträgt bei geringer Wassersättigung am Stollenrand $0,10 \cdot 10^{-9} \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ bzw. $3,15 \text{ g}/(\text{m}^2 \text{ a})$ und bei hoher Wassersättigung 80 % weniger.

Bei den Berechnungen wurden keine Diffusionseffekte berücksichtigt, jedoch ergaben die Rechnungen, dass die Luftphasendichte in Richtung auf den Stollenrand stets monoton fällt, wobei im Stollen keine erhöhte Luftphasendichte besteht. Setzt man diese Verhältnisse auch für den reinen Luftanteil der Luftphase (Luft-Wasserdampf-Gemisch) voraus, kann unter den Modellannahmen keine Luft aus dem Stollen in das Gebirge hineindiffundieren.

Beim "Ventilationstest" [5] wird der Luftphase im Stollen unter konstantem Druck künstlich Wasserdampf entzogen. Hierdurch steigt die Dichte des reinen Luftanteils im

Stollen an. Sobald diese Dichte höher ist als im umgebenden porösen Gestein, beginnt die Luftdiffusion in das Gebirge hinein, sofern der vom Druckgradienten bestimmte Luftmassenstrom aus dem Gebirge nicht überwiegt.

Zukünftige weiterführende Rechnungen sollten mit einem zweidimensionalen Modell, das - unter Ausnutzung der vertikalen Symmetrieebene - den Stollenquerschnitt umschließt, die Wirkung der Schwerkraft auf die Strömung untersuchen. Dabei erscheint eine Ausdehnung des Modells etwa 40 bis 50 m tief in das Gebirge angemessen, damit die störenden Außenrandeinflüsse erst nach hinreichend langer Zeit wirksam werden. Vordringlich erscheint es aber, das Rechenprogramm mit der Möglichkeit auszustatten, Siedevorgänge zu berücksichtigen, wenn der Flüssigkeitsdruck lokal unter den Verdampfungsdruck sinkt. Das Auftreten von Gebieten mit unrealistischen negativen Wasserdrücken könnte dann vermieden werden. Danach könnten weitere sinnvollen Randbedingungen auf der Stollenwand untersucht werden, z. B. eine Massenstromdichte, die sich aus einer Verdampfungsbedingung in der Stollenatmosphäre ergibt.

Bewertung des Erreichten und Ausblick

Ausgangspunkt für das Vorhaben "Untersuchung der physikalischen Prozesse und Parameter..." sind praktische Fragen nach den Modellierungsmöglichkeiten der Gasmigration in einem gering durchlässigen wassergesättigten Gebirge, den dafür erforderlichen Basisdaten und dem Wiederaufsättigungsverhalten von Gebirgstteilen, die über längere Zeit belüftet wurden. Die Endlagerrelevanz der Untersuchungen leitet sich aus den Anforderungen der Sicherheitsanalyse ab, soweit diese für die Entwicklung von Szenarien für die Gas- und Schadstoffausbreitung in einem Endlager von Bedeutung sind. Darüber hinaus ermöglichen die erzielten neuen Erkenntnisse eine differenzierte Beschreibung des Stollennahfeldes als Teil der geologischen Barriere eines Endlagers.

Aufgrund der vorliegenden Ergebnisse können folgende Schlussfolgerungen gezogen und begründet werden:

- Der Fluidtransport im intergranularen Porenraum der Matrix wird durch die Kapillardruck-Sättigungsbeziehung bestimmt. Gas und Wasser sind stagnierende Fluide, die hydraulisch unbeweglich sind.
- Ungestörte Matrixbereiche sind für die freie Gasphase als undurchlässig anzusehen.
- Verdunstungseffekte beschränken sich auf die Stollenoberfläche und sind reversibel. Eine großräumige langfristige Veränderung der Fließverhältnisse in der Matrix kann ausgeschlossen werden.
- Die numerische Simulation der Zweiphasenfluss-Verhältnisse bestätigt, dass Austrocknungsprozesse reversibel sind und stollennah nur eine unwesentliche Entsättigung der Matrix stattfindet.

Im mikroskaligen Bereich der ungestörten Gesteinsmatrix bestimmen die hohen Kapillardrücke die Gasmigration. Nach den Laborergebnissen erfordern die feinen intergranularen Porenräume der Gesteinsmatrix extrem hohe Gasdrücke (Gaseintrittsdrücke), um das Porenwasser als benetzende Phase zu verdrängen. Die vollständige hydraulische Entsättigung dieser Poren ist praktisch nicht möglich, da der größte Teil des Porenwassers als residuale Phase hydraulisch nicht verdrängt werden

kann. Die relative Permeabilitäts-Sättigungsbeziehung kann entsprechend den Parameteransätzen von BROOKS-COREY und Van GENUCHTEN beschrieben werden. Eine Ergänzung stellt die neu entwickelte PUSCH-REITENBACH Korrelation dar, die zusätzlich den Reibungswiderstand der Phasen berücksichtigt. Ein kohärenter Zweiphasenfluss ist aber praktisch nur in einem sehr kleinen Sättigungsbereich gegeben. Sättigungsänderungen um etwa 10 % bewirken, dass sich die effektive Wasserpermeabilität um mehrere Größenordnungen verringert und damit praktisch undurchlässig ist. Andererseits ist diese Sättigungsänderung nicht ausreichend, um eine signifikante Gasmigration zuzulassen.

Die für den mikroskaligen Bereich ermittelten Parametermodelle wurden für den makroskaligen Bereich durch die Ergebnisse der In-situ-Untersuchungen weitgehend bestätigt. Auch mit Injektionsdrücken über 3 MPa konnte in den wassergesättigten Matrixbereichen kein Gas ins Gebirge eingepresst werden. Die Matrix ist damit für Gas praktisch undurchlässig. Die in situ gemessenen höheren Gassperrdrücke können durch das, als Kontinuum großräumig wirkende, verbundene intergranulare Porennetzwerk erklärt werden.

Die Wasserpermeabilität wird durch die Stollenbelüftung um etwa eine Größenordnung verringert. Dieser Prozess ist jedoch reversibel und beschränkt sich auf den Zeitraum der Belüftung. Vermutet werden Verdunstungseffekte in den oberflächennah vergrößerten Poren, durch die sich ein etwa 0,5 bis 1-m-tiefer ungesättigter Saum an der Stollenoberfläche ausbildet. Eine weitreichende Austrocknung der Gebirgsmatrix durch die Stollenbelüftung findet nicht statt. Der ermittelte Unterdruck in dem ungesättigten Saum bewirkt, dass der advektive Wasserfluss aus dem Gebirge zum Erliegen kommen muß. Damit liefern die Matrixbereiche keinen Beitrag zur Wasserbilanz. Folgerichtig sind es die flächenmäßig kleinen aber höher durchlässigen Bereiche (Klüfte / Scherzonen), die die Wasserbilanz bestimmen.

Mit der weiterentwickelten Methode der Gleichstromgeoelektrik können zerstörungsfrei die makroskaligen zeitlichen und räumlichen Widerstandsänderungen ermittelt und mit Sättigungsänderungen korreliert werden. Die vorliegenden Ergebnissen unterstreichen die Aussage, dass keine tiefgreifende Austrocknung des Gebirges durch die Stollenbelüftung hervorgerufen wird. Die Abschätzungen gehen von einer räumlich eng begrenzten Entsättigung von maximal 10 % aus.

Die Ergebnisse der Prognoserechnungen mit dem Rechenprogramm MUFTE unterstreichen die Aussage, dass unter den gewählten Modellrandbedingungen nur stollennah (bis zu 2-m-Entfernung von der Stollenoberfläche) eine minimale Entsättigung auftreten kann. Die mit den o. g. konstitutiven Sättigungsbeziehungen erzielten Ergebnisse weisen für diesen Bereich eine Entsättigung von maximal 6 % aus. Bei der Nachbildung der Stollenbelüftung bildet sich ähnlich wie bei den In-situ-Messungen mittelfristig eine Unterdruckzone aus. Der Massenstrom von Wasser aus dem Gebirge nimmt nach ca. drei Monaten einen linearen Verlauf an, was auch bedeutet, dass die entsättigte Zone nicht fortschreitet, sondern über den Zeitraum der Belüftung in ihrer Ausdehnung und der Größenordnung ihrer Entsättigung gleichbleibt.

Hinsichtlich einer in Endlagerkammern eventuell entstehenden Gasphase ist davon auszugehen, dass das Gas nicht über die homogene ungestörte Gebirgsmatrix entweichen kann, da der Matrixporenraum nicht die Bedingungen für kohärente Zweiphasenflussverhältnisse erfüllt. Für eine übergreifende Beurteilung der Zweiphasenflussverhältnisse in einem granitischen Gebirge wie dem Grimsel-Granodiorit wird auf die Schlussfolgerungen aus den gemeinsamen Untersuchungen verwiesen [3]. Der projektübergreifende Synthesebericht berücksichtigt neben der Gebirgsmatrix auch die Scherzonen und Kluffnetze und gibt eine Übersicht über den derzeitigen Kenntnisstand über die Bewertung eines Stollennahbereiches aus der Sicht der Sicherheitsanforderungen an ein Endlagerkonzept.

Die neuen Erkenntnisse tragen wesentlich zur Absicherung der Annahmen für die Gasmigration in granitischen Matrixbereichen bei. Mit ihnen kann das geologische Fernfeld mit ausreichender Genauigkeit charakterisiert werden. Auch wenn einzelne offene Fragen, z. B. hinsichtlich der Übertragbarkeit der Erkenntnisse auf andere Wirtsgesteine zurückgeblieben sind, reichen die Datenbasis und die Methoden aus, um eine abgesicherte Simulation der Fließverhältnisse durchzuführen, wie sie für Sicherheitsbetrachtungen erforderlich sind.

5 Literaturverzeichnis

- [1] Nagra (1985): Grimsel Test Site. Overview and Test Programs. Technical Report 85-46, Nagra, Baden/Schweiz.
- [2] Nagra (1985): Nukleare Entsorgung Schweiz: Konzept und Übersicht über das Projekt Gewähr 19985.- Projektbericht NGB 85-01, Nagra, Baden/Schweiz.
- [3] Marschall, P., Fein, E., Kull, H., Lanyon, W., Liedtke, L., Müller-Lyda, I., Shao, H. H. (1999): Grimsel Test Site. Conclusions of the Tunnel Nearfield Programme (CTN).- NAGRA Technischer Bericht, NTB 99-07, Wettingen, Schweiz.
- [4] Flach, D., Jockwer, N., Kull, H., Komischke, M., Rothfuchs, T. (1997): Preliminary Investigations for the Characterization and Selection of a Test Field for a Two-Phase Flow Experiment in the Äspö Hard Rock Laboratory, GRS – 145, Köln.
- [5] Kull, H., Brewitz, W., Klarr, K.: (1993): Felslabor Grimsel. Ventilationstest – In-situ-Verfahren zur Permeabilitätsbestimmung im Kristallin. NAGRA Technischer Bericht, NTB 91-02, Wettingen, Schweiz.
- [6] Kull, H., Miehe, R.: Felslabor Grimsel. Der Einfluss der Stollen-Ventilation auf die hydraulischen Fließverhältnisse im ausbruchsnahen Gebirgsbereich (Kristallin). NAGRA Technischer Bericht, NTB 94-04, Wettingen, Schweiz, Juli 1995.
- [7] Frieg, B. & Vomvoris, S. (editors) (1994): Grimsel Test Site. Investigation of Hydraulic Parameters in the Saturated and Unsaturated Zone of the Ventilation Drift.- NAGRA Technical Report, NTB 93-10, Wettingen, Schweiz.
- [8] Nyikes, K., Pusch, G., Reitenbach, V.: Zwei-Phasenflusseigenschaften von kristallinem Gesteinsmaterial. GRS-Auftragsbericht 6/97.
- [9] Fatt, I., Dykstra, H.: Relative Permeability Studies, Petroleum Transactions, 192 (1951), 249.
- [10] Burdine, N.T.: Relative Permeability Calculations from Pore Size Distribution Data, Petroleum Transactions, 198 (1953), 17
- [11] Corey, A.T.: The Interrelation Between Gas and Oil Relative Permeabilities, Producers Monthly, Nov. 1954, 38

- [12] Brooks, R.H.& Corey, A.T.: Properties of porous media affecting fluid flow. Journal of the Irrigation and Drainage Division, Proceedings ASCE, (1966), p.61-88.
- [13] Honarpour, M.M.; Koederitz, L.; Harvey, A.H.: Relative Permeability of Petroelum Reservoirs, Boca Raton, Florida, CRC Press, 1986
- [14] Purcell, W.R.: „Capillary Pressures-Their Measurement Using Mercury and the Calculation of Permeability therefrom,,„ Petroleum Transactions, 190 (1949), 39.
- [15] Nyikes, K., Pusch, G., Reitenbach, V.: A New Concept for the Correlation of Relative Permeability Data and Capillary Pressure for Microfissured Rocks, 1996 International Symposium of the Society of Core Analysts, Montpellier, France, September 8-10, 1996, SCA-9608
- [16] Carman, P.C. (1961): L'écoulement des Gaz á Travern les Milieux Poreux. Bibliothèque des Sciences et Techniques Nucléaires, Presses Universitaires de France, Paris.
- [17] Bossart, P. & Mazurek, M. (1991): Grimsel Test Site. Structural Geology and Water Flow-Paths in the Migration Shear-Zone.- Nagra Technical Report 91-12.- Nagra/Wettingen/Switzerland.
- [18] Baertschi, P.; Alexander, W.R.; Dollinger, H. (1991): Grimsel Test Site. Uranium Migration in Crystalline Rock: Capillary Solution Transport in the Granite of the Grimsel Test Site, Switzerland.- Nagra Technical Report 90-15, Nagra/Baden/Switzerland.
- [19] Vomvoris, S., Frieg, B.: Overview of Nagra field and modeling activities in the ventilation drift (1988 - 1990). NAGRA Technical Report, NTB 91-34, Wettingen, Switzerland, 1992.
- [20] Horner, D.R.: Pressure buildup in wells.- Proc. Third world Pet. Congr., The Hague, Sec.II, p.503-523, 1951.
- [21] Al-Khalifa, A.A., Al-Hashim, H.S. & Menouar, H.K.: Revised pulse testing correlation charts. SPE paper 14253, 60th SPE-Conference, Las Vegas, 1985.
- [22] Sabet, M.A.: Well Test Analysis. Gulf Publishing Co.Houston,1991.
- [23] Adams, J.: GTS-EDZ: Hydraulic testing results for the excavation disturbed zone investigation at the Grimsel Test Site. Nagra NIB 96-36, Wettingen, 1996.
- [24] Fisch, H.R. & Adams, J.: Borehole sealing project (BOS) at the Grimsel Test Site. Hydraulic Testing – Steps 1 and 2. Nagra NIB 96-26, Wettingen, 1996.

- [25] Correa, N.R. (Ed.), Rivera, A., Kuhlmann, U., Schröder, U., Müri, F.: Grimsel Test Site. Modeling of Groundwater Flow at the Subregional Scale: Boundary Conditions, Transient and Thermal Effects, Inverse Modeling. NAGRA Technical Report, NTB 94-07, Wetingen, Switzerland, December 1994.
- [26] van Genuchten, M.T.: A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. Soil Sci.Soc. Am. J. 44, 1980. S. 892 - 898.
- [27] Helmig, R.: Theorie und Numerik der Mehrphasenströmungen in geklüftet - porösen Medien. Bericht Nr. 34, Institut für Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen, Universität Hannover, 1993.
- [28] ROCKFLOW 1988 - 1994: Theorie und Benutzeranleitung zum Programmsystem ROCKFLOW. Benutzerhandbuch, Institut für Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen, Universität Hannover, 1994, fortlaufend ergänzt.
- [29] Helmig, R.; Braun, C.; Emmert, M.: MUFTE - A numerical model for simulation of multiphase flow processes in porous and fractured-porous media. Programmdokumentation (HG 208). Technical Report 94/3. Institut für Wasserbau, Universität Stuttgart 1994 - 1997.
- [30] Emmert, M.: Physikalische Beschreibung und numerische Modellierung von nichtisothermen Mehrphasen / Mehrkomponentenprozessen in heterogenen porösen Medien. Dissertation, Institut für Wasserbau, Universität Stuttgart, 1996.
- [31] Williams, T. and Kelley, C.: GNUPLOT - An Interactive Plotting Program. Available at: info-gnuplot@dartmouth.edu.
- [32] Pohl, R.W.: Mechanik, Akustik und Wärmelehre. 13. Auflage, 1955. Springer-Verlag, Berlin - Göttingen - Heidelberg. S.121-122.
- [33] Prandtl, L.: Führer durch die Strömungslehre. 6. Auflage, 1965. Verlag Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig.
- [34] Yaramanci, U. (1995). Geoelektrische und petrophysikalische Untersuchungen der Gebirgsfeuchte im Granit des Felslabors Grimsel. Teil I: Labormessungen. Teil II: Planung eines In-situ-Versuches. Bericht zum Forschungsauftrag GSF 31/1398845/94 für die Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS).
- [35] Yaramanci, U. (1996). Geoelektrische und petrophysikalische Untersuchungen der Gebirgsfeuchte im Granit des Felslabors Grimsel. Teil III: Auswertung des In-situ-Versuches. Bericht zum Forschungsauftrag 02 E

87850 - 77277 - UA 1429 für die Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS).

- [36] Archie, G. E. (1942). Electrical resistivity as an aid in core analysis interpretation. Trans. Amer. Inst. Min. Eng. 146, 54-62.
- [37] Cole, K. S., Cole, R. H. (1941). Dispersion and absorption in dielectrics I. Alternating current characteristics. J. Chem. Phys. 9, 341-351.
- [38] Flach, D., Yaramanci, U. (1989). Geophysical investigations in a sealing construction and test site in rock salt: Seismology, seismic tomography and geoelectrics. In: Proceedings of Joint NEA/CEC Workshop on Sealing of Radioactive Waste Repositories, Braunschweig, 1988, 163-172.
- [39] Yaramanci, U., Flach, D. (1989b). Entwicklung einer vollautomatischen Gleichstrom-Geoelektrikanlage für den Einsatz im Vorhaben "Dammbau im Salzgebirge". GSF-Bericht 1/89.

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.-1	Ursache und Auswirkung der Gasfreisetzung aus einer Endlagerstrecke.	3
Abb. 2.1-1	Dünnschliffaufnahme einer granitischen Gesteinsmatrix (A) unter dem UV-Mikroskop (Bildausschnitt 2,7 x 1,9 mm). Das intergranulare Porenraumsystem (hell) wurde mit einem fluoreszierenden Kunstharz imprägniert.....	7
Abb. 2.1-2	REM-Aufnahme von Porenräumen in einer Quarzmatrix mit intragranularen Frakturen (links) und intergranularen Korngrenzflächen (rechts).....	7
Abb. 2.1-3	REM-Aufnahme der spaltenförmigen Porenräume in einer Quarzmatrix (links). Einzelne größere Porenkanäle zwischen den Mineralecken (rechts).	8
Abb. 2.1-4	Druckverluste in einem Spaltennetzwerk bei getrennter Phasenströmung.....	11
Abb. 2.1-5	Verdrängungsmodell für getrennte Phasenströmung bei Entsättigung unter konstantem Druck [8]	11
Abb. 2.2-1	Mineralogische Zusammensetzung repräsentativer Gesteinstypen aus dem Untersuchungsbereich.....	16
Abb. 2.2-2	Schema der Anlage für die Verdrängungsmethode mit einer stagnierenden Phase [8]	17
Abb. 2.2-3	Schema der Anlage zur Bestimmung des Durchbruchdruckes unter triaxialen Bedingungen [8]	19
Abb. 2.2-4	"Forward Incremental Pressure Approximation Method" und "Backward Break-Through Time Extrapolation Method" am Beispiel von Kern L 52000-131 dargestellt.....	23
Abb. 2.2-5	Durchbruchdruck (Gaseintrittsdruck) und absolute Permeabilität kristalliner Grimsel-Granit- bzw. Granodiorit-Kerne unter spannungsfreien Bedingungen.	24
Abb. 2.2-6	Kapillare Entsättigungsfunktionen der kristallinen Gesteinsproben L 512 und L 519.....	25
Abb. 2.2-7	Relative Permeabilitätsfunktionen der Granitprobe L 512.....	27
Abb. 2.2-8	Relative Permeabilitätsfunktionen der Granodioritprobe L 519.....	27
Abb. 2.3-1	Lageplan der Versuchsstände im Ventilationsstollen.....	31
Abb. 2.3-2	Vertikalschnitt vom 1. Versuchsstand BOVE 94.001 längs der Stollenachse und den verschiedenen Ebenen des Bohrrasters.....	32

Abb. 2.3-3	Vertikal- (links) und Horizontalschnitt (rechts) vom 2. Versuchstand mit der Lage der 5°-geneigten Bohrungen S1 bis S5.....	33
Abb. 2.3-4	Schema eines Minipackersystemes.	34
Abb. 2.3-5	Schema der Datenerfassungsanlage.	35
Abb. 2.3-6	Einstellung der Klimabedingungen während der Versuchsdurchführung.....	35
Abb. 2.3-7	Druckentwicklung im Stollennahbereich während der Belüftungsschritte I-III.....	37
Abb. 2.3-8	Entwicklung und Abhängigkeit der effektiven Wasserpermeabilität im Stollennahbereich während der Belüftungsschritte I-II.	39
Abb. 2.3-9:	Gasinjektion (schrittweise) zur Ermittlung des Gaseintrittdruckes. Die Intervallen sind 30 bzw. 240 cm von der Stollenoberfläche entfernt.	44
Abb. 3.2-1	Anordnung und Bezeichnung der Elektroden (x) auf dem Granodiorit-Gesteinsblock in x- und y-Richtung	60
Abb. 3.2-2	Elektrische Gesteinsleitfähigkeit in Abhängigkeit vom Sättigungsgrad.	67
Abb. 3.3-1	Blockschaltbild der geoelektrischen Datenerfassungsanlage.	68
Abb. 3.4-1	Simulation geoelektrischer Messungen mit finiten Differenzen.....	73
Abb. 3.4-2	Schematische Darstellung der Elektrodennetzwerkes.	75
Abb. 3.4-3	Beispiel für die Entwicklung des scheinbaren Widerstandes während der Belüftungsphase 1 bis 3. Dargestellt ist das horizontale Messprofil 901x7c01.....	80
Abb. 3.4-4	Widerstandsverteilung am 44. Tag (zu Beginn der Entfeuchtung) in der Profilebene x7. Dargestellt sind die scheinbaren (oben, mitte) und berechneten wahre Widerstände (Inversion).....	84
Abb. 3.4-5	Widerstandsverteilung am 190. Tag (nach Beendigung der Entfeuchtung) in der Profilebene x7. Dargestellt sind die scheinbaren (oben, mitte) und berechneten wahre Widerstände (Inversion).....	84
Abb. 4.1-1	Form und Lage des Modellkörpers.....	92
Abb. 4.1-2	Relative Permeabilitäten der Wasser- und der Luftphase, ermittelt in Laborversuchen [3].....	103
Abb. 4.1-3	Kapillardruckfunktion nach Labormessungen [5]	104
Abb. 4.1-4	Beispiel für eine realistische Kapillardruckkurve und dem Eintrittsdruckniveau (waagerechte Linie - vgl. Abb. 4.1-3).	107
Abb. 4.3-1	Modell 1: Druckentwicklung der Luftphase.....	113

Abb. 4.3-2	Modell 1: Druckentwicklung der Wasserphase.....	113
Abb. 4.3-3	Modell 2: Druckentwicklung in der Luftphase.....	114
Abb. 4.3-4	Modell 2: Druckentwicklung in der Wasserphase.....	114
Abb. 4.3-5	Modell 1: Entwicklung der Wassersättigung.....	117
Abb. 4.3-6	Modell 2: Entwicklung der Wassersättigung.....	117
Abb. 4.3-7	Modell 1: Entwicklung der Wassersättigung in der Randzone des Stollens....	118
Abb. 4.3-8	Modell 2: Entwicklung der Wassersättigung in der Randzone des Stollens....	118
Abb. 4.3-9	Modell 1: Der Luftmassenanteil an der Wasserphase ist dem Druck der Luftphase proportional (vgl. Abb. 4.3-1).	120
Abb. 4.3-10	Modell 2: Der Luftmassenanteil an der Wasserphase ist dem Druck der Luftphase proportional (vgl. Abb. 4.3-3).	120
Abb. 4.3-11	Modell 1: Der Massenanteil der Luftphase (Wasserdampf) nimmt zum Stollen hin ($x = 0$ m) relativ stark zu.	121
Abb. 4.3-12	Modell 2: Der Massenanteil der Luftphase (Wasserdampf) nimmt zum Stollen hin ($x = 0$ m) weniger stark zu als bei Modell 1.	121
Abb. 4.3-13	Modell 1: Entwicklung der Massenstromdichte der Wasserphase.	122
Abb. 4.3-14	Modell 2: Entwicklung der Massenstromdichte der Wasserphase.	123
Abb. 4.3-15	Modell 1: Massenstrom der Wasserphase in der randnahen Zone.....	123
Abb. 4.3-16	Modell 2: Massenstrom der Wasserphase in der randnahen Zone.....	124
Abb. 4.3-17	Modell 1: Entwicklung des Massenstromes in der Luftphase.....	126
Abb. 4.3-18	Modell 2: Entwicklung des Massenstromes der Luftphase.....	126
Abb. 4.3-19	Modell 1: Die Filtergeschwindigkeit der Luftphase nimmt entlang der Modellachse zum Stollen hin zu.	128
Abb. 4.3-20	Modell 2: Die Filtergeschwindigkeit der Luftphase nimmt entlang der Modellachse zum Stollen hin zu. Anderer Maßstab als bei Modell 1.	129
Abb. 4.3-21	Summe der Massenflüsse im stationären Bereich.	130
Abb. 4.3-22	Modell 1: Zeitlicher Verlauf der Massenstromdichte (Wasserphase) im Gebirge und an der Stollenoberfläche (Knoten 1).....	131
Abb. 4.3-23	Modell 2: Ähnlicher zeitlicher Verlauf der Massenstromdichte (Wasserphase) im Gebirge und an der Stollenoberfläche (Knoten 1) wie im Modell 1.	132

Abb. 4.3-24	Modell 1: Zeitlicher Verlauf der Massenstromdichte (Luftphase) im Gebirge (Knoten 41) und an der Stollenoberfläche (Knoten 1)	132
Abb. 4.3-25	Modell 2: Abweichender zeitlicher Verlauf der Massenstromdichte (Luftphase) im Gebirge (Knoten 41 und 101) und an der Stollenoberfläche (Knoten 1).....	133

Tabellenübersicht

Tab. 2.2-1	Absolute Gaspermeabilitäten und Klinkenberg-Konstanten sowie gemessene und errechnete Permeabilität für Wasser (bei 100 % Wassersättigung).....	21
Tab. 2.2-3	Kapillare Entsättigungsfunktionen und effektiven Permeabilitäten an kristallinem Kernmaterial (Proben L 512 und L 519) im Drainagefall für Gas und im Imbibitionsfall für Wasser.....	26
Tab. 2.2-4	Kritische Sättigungen der Kernproben.....	26
Tab. 2.2-5	Übersicht über spezifische Gesteinskennwerte granitischer bis granodioritischer Gesteine [34]	29
Tab. 2.3-1	Zusammengefasstes Ergebnis der Injektionsversuche. Einfluss der Stollenbelüftung auf die effektive Wasserpermeabilität in Abhängigkeit von der Entfernung zur Stollenoberfläche	40
Tab. 2.3-2	Zusammengefasstes Ergebnis der Kommunikationsversuche. Einfluss der Stollenbelüftung auf die effektive Wasserpermeabilität in Abhängigkeit von der Entfernung zur Stollenoberfläche	43
Tab. 3.2-1	Funktion der Gesteinsleitfähigkeit σ_0 bei Vollsättigung in Abhängigkeit von der Elektrolytleitfähigkeit σ_w (Proben Zg151 A/1 bis Zg 158 A/1)	56
Tab. 3.2-2	Formationsfaktor und Grenzschichtleitfähigkeit bei Vollsättigung mit Porenflüssigkeit verschiedener Leitfähigkeiten	57
Tab. 3.2-3	Bestimmung des Sättigungsexponenten n aus den Steigungen der Ausgleichsgeraden in Gleichung (3.2-11)	58
Tab. 3.2-4	Überblick der Messungen am Gesteinsblock	61
Tab. 3.2-5	Relevante Gesteinsparameter zur Interpretation geoelektrischer Labormessungen.....	66
Tab. 3.4-1	Versuchsablauf.....	78
Tab. 4.1-1	Randbedingungen für die beiden betrachteten 1D-Zweiphasenfluss Modelle.....	107

Anhang

Anhang 1 Bestimmung des Sättigungsindex I an acht Referenzbohrkernen

		m_w [g]	S [%]	G [%]	σ_w [S/m]	σ_m [10^{-5} S/m]	σ [10^{-5} S/m]	I σ_v/σ
Zg 151 A/1	0	0,0749	100,00	0,9183	0,00981	9,239	9,239	1,000
	1	0,0569	75,97	0,6976	0,01275	7,308	5,623	1,643
	2	0,0449	59,95	0,5505	0,01599	5,671	3,479	2,656
	3	0,0349	46,60	0,4279	0,02034	4,182	2,017	4,581
	4	0,0289	38,58	0,3543	0,2436	2,564	1,033	8,944
	5	0,0229	30,57	0,2807	0,03042	1,111	0,358	25,807
Zg 152 A/1	0	0,0955	100,00	0,9322	0,01009	9,459	9,459	1,000
	1	0,0665	69,63	0,6491	0,01426	6,163	4,361	2,169
	2	0,0505	52,88	0,4929	0,01854	4,144	2,255	4,195
	3	0,0465	48,69	0,4539	0,02006	2,960	1,489	6,353
	4	0,0335	35,08	0,3270	0,02744	1,417	0,521	18,155
	5	0,0270	28,27	0,2635	0,03371	0,318	0,095	99,568
Zg 153 A/1	0	0,0946	100,00	0,9308	0,01043	8,888	8,888	1,000
	1	0,0721	76,22	0,7095	0,01352	6,794	5,241	1,696
	2	0,0531	56,13	0,5225	0,01811	4,782	2,754	3,227
	3	0,0421	44,50	0,4142	0,02261	3,911	1,804	4,927
	4	0,0301	31,82	0,2962	0,03114	2,826	0,947	9,385
	5	0,0226	23,89	0,2224	0,04093	1,624	0,414	21,469
Zg 154 A/1	0	0,1059	100,00	0,9836	0,01632	10,610	10,610	1,000
	1	0,0829	78,28	0,7700	0,02062	8,219	6,505	1,631
	2	0,0664	62,70	0,6167	0,02548	5,612	3,594	2,952
	3	0,0529	49,95	0,4913	0,03166	3,891	2,006	5,289
	4	0,0439	41,45	0,4077	0,03783	2,566	1,107	9,584

Fortsetzung von vorheriger Seite

	5	0,0359	33,90	0,3334	0,04583	1,773	0,631	16,815
Zg 155 A/1	0	0,0895	100,00	0,8914	0,01228	10,487	10,487	1,000
	1	0,0660	73,74	0,6573	0,01643	8,502	6,355	1,650
	2	0,0495	55,31	0,4930	0,02162	5,638	3,202	3,275
	3	0,0390	43,58	0,3885	0,02714	3,543	1,603	6,542
	4	0,0290	32,40	0,2888	0,03602	2,046	0,698	15,024
	5	0,0215	24,02	0,2141	0,04792	0,721	0,185	56,686
Zg 156 A/1	0	0,0880	100,00	0,8497	0,01572	42,573	42,573	1,000
	1	0,0670	76,14	0,6470	0,02039	18,520	14,278	2,982
	2	0,0520	59,09	0,5021	0,02598	10,196	6,169	6,901
	3	0,0400	45,45	0,3862	0,03337	6,577	3,098	13,742
	4	0,0330	37,50	0,3186	0,04009	3,509	1,376	30,940
	5	0,0285	32,39	0,2752	0,04611	1,360	0,464	91,752
Zg 157 A/1	0	0,0971	100,00	0,8985	0,01394	35,552	35,552	1,000
	1	0,0786	80,95	0,7273	0,01706	20,622	16,851	2,110
	2	0,0546	56,23	0,5052	0,02416	10,399	6,000	5,925
	3	0,0216	22,25	0,1999	0,05853	7,416	1,766	20,131
	4	-	-	-	-	3,298	-	-
	5	-	-	-	-	1,321	-	-
Zg 158 A/1	0	0,1037	100,00	0,9972	0,01626	10,907	10,907	1,000
	1	0,0862	83,12	0,8289	0,01940	8,753	7,336	1,481
	2	0,0637	61,43	0,6126	0,02589	5,322	3,342	3,264
	3	0,0432	41,66	0,4154	0,03751	2,010	0,871	12,522
	4	0,0322	31,05	0,3096	0,04966	1,181	0,387	28,183
	5	0,0247	23,82	0,2375	0,06395	3,484	0,886	12,310

Anhang 2 Spezifischer Widerstand [$10^4 \Omega m$] am großen Gesteinsblock für Z1-G

y \ x	30	40	50	60	70	80
27,5	7,31	6,65	6,37	6,12	6,89	7,29
22,5	7,05	6,38	5,35	5,00	6,53	6,62
17,5	5,99	6,36	6,65	6,11	5,20	5,71
12,5	7,32	6,30	6,79	7,01	6,95	6,16
7,5	8,59	7,52	7,35	7,71	7,44	6,53

Anhang 3 Spezifischer Widerstand [$10^4 \Omega m$] am großen Gesteinsblock für Z2-G

y \ x	30	40	50	60	70	80
27,5	1,56	1,53	0,82	0,89	4,64	5,74
22,5	3,88	3,44	3,26	3,13	4,41	4,89
17,5	0,08	4,32	5,18	2,81	1,98	3,03
12,5	3,27	3,83	1,51	0,14	0,26	3,55
7,5	2,66	6,71	6,12	3,55	3,58	4,87

Anhang 4 Spezifischer Widerstand [$10^4 \Omega m$] am großen Gesteinsblock für Z3-K

y \ x	30	40	50	60	70	80
27,5	0,88	0,85	0,94	0,79	0,58	0,71
22,5	0,91	0,49	0,53	0,95	0,20	0,59
17,5	0,63	0,26	0,61	1,13	0,51	0,29
12,5	0,48	0,29	0,61	1,68	0,38	0,20
7,5	1,89	1,11	0,74	1,15	2,38	2,49

Anhang 5 Spezifischer Widerstand [$10^4 \Omega m$] am großen Gesteinsblock für Z4-K.

y \ x	30	40	50	60	70	80
27,5	1,53	0,59	1,94	0,44	0,35	0,42
22,5	2,11	0,10	1,82	1,39	0,10	0,55
17,5	0,99	0,05	0,77	1,32	1,89	0,30
12,5	0,24	0,79	1,29	0,24	0,48	0,27
7,5	1,95	0,58	1,63	0,52	0,21	0,10

Anhang 6 Spezifischer Widerstand [$10^4 \Omega m$] am großen Gesteinsblock für Z5-K.

y \ x	30	40	50	60	70	80
27,5	0,91	1,82	1,62	1,44	0,28	1,35
22,5	1,26	1,23	0,57	1,82	0,02	1,20
17,5	0,19	0,11	1,01	2,36	0,54	0,23
12,5	1,21	0,92	1,55	3,99	0,63	0,18
7,5	0,10	1,63	1,23	1,82	0,21	0,17

Anhang 7 Phase [Grad] am großen Gesteinsblock für Z3-K

y \ x	30	40	50	60	70	80
27,5	5,6	6,6	5,6	6,4	9,0	7,2
22,5	5,2	9,0	8,6	5,0	20,4	7,8
17,5	8,2	16,1	8,6	4,8	6,6	14,2
12,5	11,2	15,8	9,8	4,4	9,0	17,4
7,5	-4,6	6,2	4,8	3,0	11,0	13,6

Anhang 8 Phase [Grad] am großen Gesteinsblock für Z4-K

y \ x	30	40	50	60	70	80
27,5	-175,4	-173,8	-177,4	-5,8	-171,2	-173,0
22,5	-177,2	-153,8	-179,9	-2,4	-147,30	-175,4
17,5	0,0	-77,0	-171,6	174,4	-179,2	-28,0
12,5	-164,4	-1,0	-176,8	-164,2	-175	-5,4
7,5	0,0	-14,2	-177,3	-5,4	-172,6	-34,6

Anhang 9 Phase [Grad] am großen Gesteinsblock für Z5-

y \ x	30	40	50	60	70	80
27,5	5,8	2,5	3,2	4,8	4,3	4,4
22,5	4,0	3,2	8,6	2,4	-171,3	3,4
17,5	5,4	7,4	4,0	2,2	4,0	16,4
12,5	3,2	-81,4	4,2	2,2	2,6	1,8
7,5	38,0	3,2	3,5	1,8	16,0	12,0

**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