

**Magmenfragmentation im bruchhaften Regime:
ein neues Modell zur Energiebilanzierung am
Beispiel der Phlegräischen Felder/Italien.**

Dissertation

zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Bayrischen Julius-Maximilians-Universität
Würzburg

vorgelegt von

Johannes Georg Raue

aus Oberstdorf

Würzburg 2004

Eingereicht am:

bei der Fakultät für Geowissenschaften

1. Gutachter: Prof. Dr. B. Zimanowski

2. Gutachter: Prof. Dr. V. Lorenz

der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. B. Zimanowski

2. Prüfer: Prof. Dr. R. Klemd

der mündlichen Prüfung

Tag der mündlichen Prüfung:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Zusammenfassung

Die bruchhafte Fragmentation von höherviskosem Magma ist ein bedeutender Prozess im explosiven Vulkanismus. Deren Fragmentationsenergie ist linear an die Entstehung neugebildeter Bruchfläche gekoppelt. Aus diesem Grund ist es wichtig, die mechanische Energie der Schmelzefragmentation zu quantifizieren, um die physikalischen Vorgänge während dieses vulkanologischen Vorgangs besser verstehen zu können. Deshalb war es das Ziel der vorliegenden Arbeit eine Kenngröße der Fragmentationsleistung von vulkanischen Schmelzen der Phlegräischen Felder (Neapel/Italien) zu definieren und somit ihren vulkanischen Ablagerungen spezifische Fragmentationsenergien zuzuweisen.

Das Vulkangebiet der Phlegräischen Felder ist durch langanhaltenden explosiven Vulkanismus gekennzeichnet. Die bruchhaft entstandenen Feinaschen-Ablagerungen intermediärer Zusammensetzung bedecken ein Gebiet von ca. 1000 km². Dieses Gebiet wird heute von ca. 2 Millionen Menschen bevölkert.

Diese Arbeit stellt eine Methodik vor, mit der die Fragmentationsenergie von solchen höherviskosen Schmelzen intermediärer Zusammensetzung durch Laborexperimente und Granulometrie der erzeugten Partikel ermittelt werden kann. Die Materialparameter der kritischen Schubspannung und des kritischen Scherstress wurden mit einem sogenannten Gasdruck-Fragmentations-Versuch (GFV) experimentell bestimmt. Ferner konnten durch den GFV Erkenntnisse über das Fragmentationsverhalten dieser Schmelzen unter verschiedenen treibenden Gasdrücken gewonnen werden.

Dieser spezielle Versuchsaufbau basiert auf Fragmentation von Schmelze durch Druckluft, die von unten in einen Tiegel geleitet wird. Ein individuell einstellbarer Gasdruckluftstoß führt in der Schmelze zu einer Zunahme der Schubspannung und einem Druckaufbau, der vergleichbar mit der Kraftrampe eines Biegeversuchs ist. Während dieser Zeit kommt es zur Mikrobruchbildung, die sich von der Schmelzoberfläche nach unten fortsetzt. Nach dem Überschreiten der Bruchgrenze relaxiert das Schmelzmaterial durch Ausbildung von Sprödbrüchen und wird nach oben ausgeworfen. Die Aufzeichnung der physikalischen Parameter und die optische Versuchsüberwachung erlaubten eine komplette Energiebilanzierung des Vorgangs. Die neugebildete Bruchfläche der entstandenen Partikel wird durch Granulometrie und Anwendung der Methode von Brunnauer-Emmet-Teller (BET) bestimmt. Somit kann die Fragmentationsenergie auf die Bruchfläche bezogen und als Materialparameter des kritischen Scherstress ausgedrückt werden.

Der GFV wurden durch normierte Laborexperimente an dem selben Schmelzmaterial ergänzt. Dabei dienten statische Biegeversuche unter Raumtemperatur zur Überprüfung der über GFV bilanzierten Scherstressse. Die Rotationsviskosimetrie zeigte, dass der Materialparameter der Viskosität nicht geeignet ist, um Rückschlüsse über Materialverhalten im bruchhaften Regime zu ziehen.

Anschließend wurde einer definierten Tephraschicht der Phlegräischen Felder eine spezifische Fragmentationsenergie zugeordnet, indem die experimentellen Ergebnisse auf Felddaten bezogen wurden. Diese spezifische Energie von ca. $8 \cdot 10^{10}$ kJ entspricht der Sprengkraft von ca. 20.000 Tonnen Trinitrotoluol (TNT).

Die Qualität eines *hazard assessment* gefährdeter Vulkangebiete wie z.B. der Phlegräischen Felder wird durch die Kenntnis der Energieaufteilung während des Eruptionsprozesses (Fragmentationsenergie, Auswurfenergie etc.) wesentlich verbessert. Die Kenntnis der Energien dient beispielsweise der Skalierung ballistischer Modelle, mit deren Hilfe dichtbevölkerte Zonen ausgewiesen werden können, die bei künftigen Eruptionen der Phlegräischen Felder durch den Niedergang von Pyroklastika bedroht sind.

Abstract

The brittle fragmentation of highly viscous melt is a major part of explosive eruptions. It is important to quantify the mechanical energy needed for the melt-fragmentation in order to assess this volcanic physical process.

The Phlegrean Volcanic Field (Naples/Italy) is characterized by long-term explosive volcanism. Fine-ash deposits of brittle origin and intermediate composition cover an area of about 1000 km². Nowadays this area is inhabited by about 2 Million people.

This thesis presents a method to determine the fragmentation energy of such highly viscous melts of intermediate composition, using laboratory experiments and granulometry data of the produced particles. The rock parameters critical shear stress and fragmentation energy were determined, using the so called "Gas-Fragmentation-Test" (GFV). Further, the GFV was useful to determine the fragmentation behaviour of these melts under varying driving pressures.

This special fragmentation setup is based on a gas pressure blow (applying compressed air) which leads to a shear tension increase in the melt volume. The pressure built-up is comparable to a load force of a centre-loading flexural test. During this time microcrack propagation migrates from the upper melt surface downward. After exceeding the fragmentation limit the melt relaxes, resulting in brittle fractures.

The monitoring of the partition of energies as well as the highspeed video recording of the process allows the calculation of the total fragmentation energy. The total fracture area of particles was quantified, using granulometry and the multipoint Brunnauer-Emmett-Teller method. Thus the fragmentation energy was related to the total fracture area and expressed as critical shear stress, which represents a material parameter.

The GFV were complemented by standardised laboratory experiments. Static centre-loading flexural tests were carried out on the same material to check the ambient temperature shear stress values. Moreover measurements showed that determination of the melts viscosity this parameter is not useful to describe fragmentation in the brittle field.

Afterwards the fragmentation energy needed to produce one tephra layer of the Phlegrean material was calculated, using the experimental results and field data. This energy value of approx. $8 \cdot 10^{10}$ kJ corresponds to the explosive power of approx. 20.000 tons of trinitrotoluene (TNT).

Finally, the knowledge of energy-partitioning is a useful tool to scale numerical models of the eruption and to improve the quality of hazard assessment in vulnerable volcanic regions like the Phlegrean Volcanic Field. In this way densely urbanized regions, which are threatened by the deposit of pyroclastics, were determined.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Physikalisch Vulkanologischen Institut der Julius Maximilians Universität Würzburg unter der Leitung von Prof. Dr. Bernd Zimanowski durchgeführt. Ihm gebührt ausdrücklicher Dank für seine professionelle und doch von Freundschaft geprägter Betreuung der Arbeit.

Weiterer Dank geht an Prof. Dr. Volker Lorenz für zahllose Hinweise und Anregungen, die der Gesamtqualität der Arbeit zuträglich waren.

Vielen Dank an meine italienischen Kollegen Prof. Dr. Pierfrancesco Dellino, Dr. Roberto Isaia, Giuseppe Ventrella und Giuseppe „Gius“ Braia für eine erfolgreiche und nette Zusammenarbeit.

Dank an die „Mainzer“ Prof. Dr. Dietmar Schenk, Dr. Frieder Enzmann und Barbara Nitt für die freundliche Aufnahme während Messungen an ihrem Institut.

Ferner gebührt den Herrschaften Wolfram „Wolle“ Schuhmann, Anselm „Ans“ Koopmann, Christian „Loe“ Lenk, Dr. Ralf Büttner, Dr. Laurence „Renzi“ Diele, Hermann Beyrichen, Steffen Bez, Ingo Sonder, Dieter Harth, Iris Gering, Christine „Chris“ Wörrlein, Anton „Toni“ Uttinger, Ruppert Wassermann, Jutta Lingstädt, Prof. Dr. Helga de Wall und Dr. Markus Wilmsen Dank für ihre Hilfe und für eine gute Zeit.

RAUE, H., 2004: Magmenfragmentation im bruchhaften Regime: ein neues Modell zur Energiebilanzierung am Beispiel der Phlegräischen Felder/Italien. Diss. (Dr. rer. nat.), Univ. Würzburg, 154 S., 101 Abb., 14 Tab..

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung.....	3
Abstract.....	4
Danksagung.....	5
Inhaltsverzeichnis.....	6
1 Einführung	9
1.1 Zielsetzung und Motivation	9
1.2 Katastrophenschutz gefährdeter Vulkanregionen.....	11
1.3 Theoretische Betrachtungen zur Entstehung vulkanischer Asche höherviskoser Magmen	12
1.3.1 Eruptionstypen	12
1.3.2 Vulkanische Aschen aus magmatischen Eruptionen	13
1.3.3 Vulkanische Aschen aus phreatomagmatischen Eruptionen	14
1.3.4. Fragmentation von Magma – Stand der Forschung.....	15
1.4 Geologie der Phlegräischen Felder/Italien (CF).....	17
1.4.1 Überblick	17
1.4.2 Geologischer Rahmen der CF	18
1.4.3 Morphologie und Vulkano-Tektonik der CF.....	19
1.4.4 Überblick der jüngeren vulkanologischen Geschichte der CF (<12ka)	21
1.4.4.1 Stand der Forschung.....	21
1.4.4.2 Stratigraphie der jüngeren vulkanologischen Geschichte	21
1.4.5 Die Agnano/Monte Spina (AMS) Tephra.....	24
1.4.5.1 Stand der Forschung.....	24
1.4.5.2 Stratigraphie.....	24
1.4.5.3 Abfolge B – Typusablagerung einer katastrophalen AMS Explosion	26
1.4.6 Astroni (AST) Tephra	28
1.4.6.1 Stand der Forschung.....	28
1.4.6.2 Stratigraphie.....	28
1.4.6.3 Einheit 7 – Typusablagerung einer katastrophale AST Explosion	30
1.4.7 Das Ausgangsmaterial der Gasdruck-Fragmentation-Versuche (GFV)	31
1.5 Theoretische Betrachtungen bruchhafter Deformation von Festkörpern	34
1.5.1 Allgemeines.....	34
1.5.2 Die Glasübergangstemperatur	34
1.5.3 Typen von Deformationen	35
1.5.4 Bruchmechanische Gesetzmäßigkeiten unter Festkörperverhalten.....	36
1.5.4.1 Dehnung	36
1.5.4.2 Scherung.....	37
1.5.5 Grundlagen der Bruchbildung	38
1.5.5.1 Allgemeine Betrachtungen	38
1.5.5.2 Beschreibung der Brucharten	39
1.5.5.3 Grundlagen der Bruchausbreitung	40
1.5.5.4 Dynamische Bruchbildung	42

2	Experimentelle Arbeiten	44
2.1	Der Gasdruck-Fragmentation-Versuch (GFV).....	44
2.1.1	Ziel und Problemstellung.....	44
2.1.2	Experimentelles GFV Setup	46
2.1.3	Eichung des GFV Setup.....	50
2.1.4	Messungen und optische Analyse	54
2.1.4.1	Trigger-Zeit Verlauf	54
2.1.4.2	Gasdruck-Zeit Verlauf	54
2.1.4.3	Rückstoßkraft-Zeit Verlauf.....	59
2.1.4.4	Seismik.....	60
2.1.4.5	Highspeed-Kamera Analyse (HKA).....	61
2.1.5	Bestimmung der neugebildeten Bruchfläche.....	65
2.1.5.1	Vorgehensweise.....	65
2.1.5.2	Bestimmung der Korngrößenverteilung nach DIN 18 123.....	65
2.1.5.3	Identifikation von Fehlerquellen durch Histogrammanalyse.....	66
2.1.5.4	Bestimmung der Korndichte nach DIN 18 124.....	68
2.1.5.5	Bestimmung des Porenvolumen durch Tauchwägung nach DIN 18 125 T1.....	68
2.1.5.6	Bestimmung der Oberfläche nach der BET-Methode	69
2.1.5.7	Bestimmung der Oberfläche durch Modellierung.....	71
2.1.5.8	Eichtabellen der spezifischen Oberflächen	72
2.1.6	Morphologische Analyse der erzeugten Partikel.....	73
2.1.6.1	Auflicht-Binokular-Mikroskopie (ABM).....	73
2.1.6.2	Raster-Elektronen-Mikroskopie (REM).....	76
2.1.6.3	Durchlicht-Dünnschliff-Mikroskopie (DDM)	79
2.1.6.4	Partikelklassifikation nach DELLINO et al. (2001)	80
2.1.7	Ergebnisse der materialabhängigen GFV	82
2.1.7.1	Ergebnisse der Messungen und Analysen.....	82
2.1.7.2	Ergebnisse der Granulometrie.....	87
2.1.8	Ergebnisse der druckabhängigen GFV	90
2.1.8.1	Ergebnisse der Messungen und Analysen.....	90
2.1.8.2	Ergebnisse der Granulometrie.....	99
2.1.9	Gegenüberstellung der materialabhängigen GFV.....	107
2.1.9.1	Messwerte und Analysen	107
2.1.9.2	Granulometrie	109
2.1.9.3	Energiebetrachtung und Scherraten-Modellierung.....	112
2.1.9.4	Fazit	115
2.1.10	Gegenüberstellung der druckabhängigen GFV.....	117
2.1.10.1	Messwerte und Analysen	117
2.1.10.2	Granulometrie	121
2.1.10.3	Energiebetrachtung und Scherraten-Modellierung.....	123
2.1.10.4	Fazit	128
2.2	Begleitende Laborversuche	130
2.2.1	Biegeversuch mit Mittelpunkt-Belastung nach DIN 52 112	130
2.2.1.1	Allgemeines.....	130
2.2.1.2	Kurzbeschreibung des Biegeversuchs mit Mittelpunkt-Belastung (Verfahren A) und Geräteanforderungen.....	130
2.2.1.3	Durchführung des Biegeversuchs mit Mittelpunkt-Belastung.....	131
2.2.1.4	Planimetrierung der neugebildeten Bruchfläche	132
2.2.1.5	Allgemeine Auswertung	132
2.2.1.6	Ergebnisse der Biegetests	133

2.2.2. Ermittlung der temperaturabhängigen Viskosität	136
2.2.2.1 Allgemeines.....	136
2.2.2.2 Kurzbeschreibung der Viskositätsmessung und Geräteanforderungen.....	136
2.2.2.3 Durchführung der Messungen sowie Auswertung der Viskosität	137
2.2.2.4 Ergebnisse der Viskositätsbestimmungen	137
3 Modellierung der Fragmentationsenergie zweier CF- Typusablagerungen	139
4 Diskussion und Ausblick	142
Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen.....	145
Literaturverzeichnis	146
Verzeichnis der DIN und ISO Normen	154

1 Einführung

1.1 Zielsetzung und Motivation

Die bruchhafte Fragmentation von Magma ist einer der Schlüsselprozesse zum Verständnis des explosiven Vulkanismus. Dabei steht der fundamentale Ansatz im Vordergrund, dass die Fragmentationsenergie linear an die Entstehung neuer Bruchoberfläche gekoppelt ist (ZIMANOWSKI, 1998; siehe auch Kap. 1.5.4).

Das *Physikalisch Vulkanologische Labor* der Universität Würzburg verfolgt seit Jahren den Ansatz Fragmentationsprozesse von Schmelze im Labor zu simulieren und gemessene Fragmentationsleistungen auf die Oberfläche der neugebildeten Partikel zu beziehen. Für die Bereitstellung der Fragmentationsenergiemenge während phreatomagmatischer Explosionen werden zwei grundsätzliche Prozesse verantwortlich gemacht:

- (1) Einspeicherung von mechanischer Energie über das Elastizitätsmodul der jeweiligen Schmelze.
- (2) Umwandlung von thermischer Energie der Schmelze in mechanische Bruchenergie mit Hilfe eines thermohydraulischen *working fluids*.

Zur Simulation dieser Prozesse benutzten ZIMANOWSKI et al. (1997) kontrollierte Druckluftvolumina (Methode 1) bzw. generierten kontrollierte phreatomagmatische Explosionen (Molten Fuel Coolant Interaction (MFCI); Methode 2). Dadurch wurde die Schmelze in einem Tiegel fragmentiert und ausgeworfen. Beide Methoden wurden so angepasst, dass die Auswurfgeschichte in beiden Fällen identisch war.

Diese Experimente zeigten, dass bei der Fragmentation von olivin-mellititischen Versuchsschmelzen durch beide Methoden angulare Partikel im Korngrößenbereich von $3,2 \cdot 10^{-5}$ m und $1,3 \cdot 10^{-4}$ m generiert werden können. Dies gilt erst recht für höherviskose Schmelzen. Diese physikalischen Prozesse werden als Bruchprozesse beschrieben, die unter treibenden Gasdrücken von weit über 3 GPa/m² in Zeitfenstern von ~ 700 μ s stattfinden. Darüber hinaus führen Abkühlraten von $> 10^6$ K/s bei Experimenten der Methode 1 zu Narben und Mikrobrüchen, die zur Fragmentation beitragen.

Die Experimente von ZIMANOWSKI et al. (1997) führten also zur Bildung von bruchhaft fragmentierten vulkanischen Aschen im Korngrößenbereich von $3,2 \cdot 10^{-5}$ m und $1,3 \cdot 10^{-4}$ m (siehe Kapitel 1.3). Die energetischen Prozesse während der Bildung von vulkanischen Aschen sind allerdings wenig untersucht. Da sich die thermische Energie der Schmelze in kürzester Zeit in mechanische Energie umwandelt (ZIMANOWSKI et al. 1997), und da thermische Energie aufgrund der physikalischen Eigenschaften von Schmelzen hauptsächlich durch Konduktion freigesetzt wird (BÜTTNER & ZIMANOWSKI, 1998), propagieren ZIMANOWSKI et al. (2003) einen speziellen Mechanismus zur Energiefreisetzung in einem solch kurzen Zeitfenster (~ 700 μ s).

Da höchst explosive vulkanische Eruptionen durch intensivste Fragmentation gekennzeichnet sind, kann bei jedem Fragmentationsprozess der Bezug zwischen Partikelgröße und verfügbarer kinetischer Energie hergestellt werden. Daraus folgt, dass Feinaschen (< 64 μ m) Resultat höchstenergetischer Fragmentationsmechanismen mit größten Freisetzungsraten explosiver Energie sind. ZIMANOWSKI et al. (2003) diskutieren verschiedene Mechanismen zur Bildung von vulkanischen Feinaschen und kommen zu dem Ergebnis, dass sich Partikel < 64 μ m nur durch bruchhafte Deformation gebildet haben können. Damit sind quantitative Analysen von Feinaschenpartikeln absolut notwendig um die mechanische Energie von vulkanischen Explosionen bestimmen zu können.

Auf Grundlage dieser Forschungsergebnisse wurde in dieser Arbeit ein Gasdruckfragmentationsversuch (GFV) konzipiert, mit dem die spezifische Fragmentationsenergie einer Schmelze über die Kalibrierung ihrer mechanischen Fragmentationsleistung bestimmt werden kann (siehe Kap. 2). In der Zukunft können somit sämtlichen vulkanischen Schmelzen spezifische Fragmentationsenergien zugeordnet werden. Damit ist die Möglichkeit gegeben Energiebilanzierungen der Ablagerungen dieser Schmelzen zu erstellen. Somit ist ein wesentliches Werkzeug zur Verbesserung des Katastrophenschutz von Risikogebieten verfügbar (siehe Kap. 1.2).

Im Rahmen dieser Arbeit dienten die Phlegräischen Felder westlich von Neapel/Italien als Fallbeispiel (siehe Kap. 1.4). Die italienische Zivilschutzbehörde sieht bei zukünftigen Ausbrüchen dieses Vulkanfeldes 200.000 bis 400.000 Menschenleben bedroht (BARBERI et al., 1984, BARBERI & CARAPEZZA, 1996). Durch statistische Analysen wurden Eruptionen der Vulkane Agnano/Mte. Spina und Astroni als größte anzunehmende Unfälle der Zukunft im Gebiet der Phlegräischen Felder angesehen (ORSI et al., 1998). Die Ablagerungen dieser Vulkane zeichnen sich durch bruchhafte Feinaschen trachytischer bis alkali-trachytischer Zusammensetzung aus.

In Zusammenarbeit mit italienischen Kollegen wurde im Frühjahr 2001 Probenmaterial aus Ablagerungen pyroklastischer Ströme dieser beiden Vulkane entnommen. Diese Materialien aus vulkanischen Bomben wurden als Typusschmelzen Agnano/Mte. Spina (AMS) und Astroni (AST) bezeichnet. Im folgenden wurden die mechanischen Fragmentationsleistungen der beiden Schmelzen mit Hilfe des GFV bestimmt. Die nun bekannten spezifischen Fragmentationsenergien der beiden Schmelzen konnten anhand von Feldanalysen (DELLINO et al., 2001; ISAIA et al., 2001, pers. Mitt.) auf Ablagerungen der beiden Vulkane bezogen werden und komplette Energiebilanzierungen erstellt werden (siehe Kap. 3).

Die vorliegende Arbeit zeigt am Beispiel der Phlegräischen Felder, dass durch die Konzeption des GFV das von ZIMANOWSKI et al. (2003) geforderte notwendige Tool realisiert wurde, um die mechanischer Energie von vulkanischen Schmelzen zu quantifizieren. Die Ergebnisse und Anwendungen des GFV helfen bei der Skalierung von Modellen, welche die Grundlage von *hazard maps* der am meisten bedrohten westlichen Stadteile von Neapel/Italien bilden (siehe Kap. 1.2 und 4).

Diese Grundlagenforschung bedingt, dass die Arbeit häufig verwendete Fachtermini und Wortneuschöpfungen enthält. Daher wurden einige Abkürzungen eingeführt, die in einem Abkürzungsverzeichnis am Ende der Arbeit zusammengefasst sind.

1.2 Katastrophenschutz gefährdeter Vulkanregionen

Die Wanderung großer Anzahlen von Menschen aus ländlichen Gebieten in Ballungsräume stellt einen der bedeutendsten demographischen Prozesse der letzten 250 Jahre dar, der mit massiven sozio-ökonomischen und ökologischen Veränderungen einhergeht, die den Alltag dieser Menschen beeinflussen.

Die wachsenden Bevölkerungszahlen von Großstädten bewirken unter anderem, dass mehr und mehr Menschenleben durch Naturkatastrophen bedroht sind. Hohe urbane Bevölkerungskonzentrationen in Risikogebieten bergen ein größeres Potential für Naturkatastrophen als dünnbesiedelte ländliche Gebiete. So besitzen insbesondere vulkanische Katastrophen großen Einfluss auf Todeszahlen dicht besiedelter Regionen. Dabei sind vornehmlich Regionen in Entwicklungsländern betroffen (CHESTER, 2001).

Aber auch in Europa befinden sich durch Vulkanismus bedrohte Regionen. Dabei handelt es sich meist um große Vulkanfelder mit langanhaltender Aktivität, wie die Eifel in Deutschland (BÜCHEL & LORENZ, 1982; SCHMINCKE et al., 1983; LORENZ, 2000) oder die Phlegräischen Felder in Italien (ORSI et al., 1996). Ist die Eifel relativ dünn besiedelt, so befinden sich die Phlegräischen Felder in unmittelbarer Nähe der Millionenstadt Neapel (Abb. 1.1).

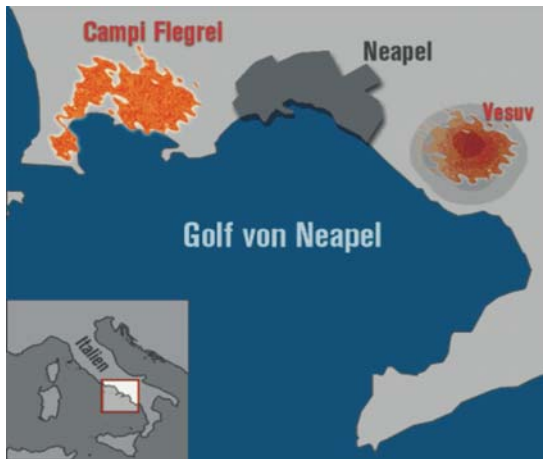


Abb. 1.1: Die Übersichtskarte verdeutlicht die Gefährdung der Millionenstadt Neapel durch die Vulkane der Phlegräischen Felder und den Vesuv. Nach <http://www.br-online.de>

So schätzen BARBERI & CARAPEZZA (1996), dass auch eine vergleichsweise kleine Eruption in den Phlegräischen Feldern 200.000 bis 400.000 Menschenleben in Gefahr bringt. Nach LIRER (2001) hätte eine kleinere Eruption, wie die Agnano/Mte. Spina Eruption vor 4,1 ka, katastrophale Auswirkungen für den Ballungsraum Neapel. Eine solche zukünftige Eruption der Phlegräischen Felder würde sich vor allem in den dicht besiedelten Stadtteilen Fuorigrotta und Bagnoli auf der Ostseite der Caldera auswirken (ALBERICO et al., 2002). Eine große Eruption, etwa vergleichbar mit jener, die vor 33 ka den Kampanischen Ignimbrit zur Ablagerung kommen ließ, würde eine Region von Monte Cassino im Norden, bis Salerno im Süden, in Mitleidenschaft ziehen.

Aus diesen Gründen beschäftigt sich eine ganze Sparte der Forschung mit der Entwicklung eines Katastrophenmanagement gefährdeter Regionen wie den Phlegräischen Felder (ROSI & SANTACROCE, 1984; BARBERI & CARAPEZZA, 1996; ORSI et al., 1998; LIRER, 2001; ALBERICO et al., 2002). Einen wesentlicher Beitrag zur Verbesserung dieses Katastrophenmanagement stellen *hazard maps*, in denen die besonders gefährdeten Regionen nach gewissen Gesichtspunkten ausgewiesen sind. Ein sehr wichtiger Faktor ist hier die Kenntnis von Energiebilanzierungen der zu erwartenden Eruptionen (RAUE, 2004).

So können *hazard maps* (PARESCHI et al., 2000; LIRER, 2001; SAITO et al., 2001; ALBERICO et al., 2002) in der Zukunft helfen, das Risiko kommender Eruptionen der Phlegräischen Felder zu vermindern. Dabei muss die Besiedlung, der als besonders gefährdet ausgewiesenen Gebiete, verstärkt unter Beobachtung stehen.

1.3 Theoretische Betrachtungen zur Entstehung von vulkanischer Asche höherviskoser Magmen

Vulkanische Eruptionen sind Ergebnisse intensiver Magmenfragmentation und produzieren vulkanische Aschen ($< 2 \cdot 10^{-3}$ m Korndurchmesser). Sie werden in dieser Arbeit als explosiv bezeichnet. Eine vulkanische Explosion resultiert nach ZIMANOWSKI (1998) aus einer intensiven Reaktion, die eine erhebliche Expansion des Systems zur Folge hat (Beschleunigung der Grenzfläche von Schmelze und Gas). Dabei werden die mechanischen Belastungsgrenzen des Mediums überschritten, in dem die Explosion abläuft. Die daraus entstehenden Schockwellen verursachen einen Knall, den jeder mit dem Begriff der „Explosion“ assoziiert.

Die bruchmechanische Entstehung vulkanischer Aschen und deren Fragmentationenergien ist jedoch wenig erforscht. Aus diesem Grund bedarf es einiger theoretischer Erklärungen und Definitionen. Die Ausführungen hierzu entstammen aus HEIKEN & WOHLTZ (1985) und ZIMANOWSKI et al. (2003), sofern nicht gesondert angegeben.

1.3.1 Eruptionstypen

Bei vulkanischen Eruptionen handelt es sich um sehr komplexe Prozesse, die sich in einige sich überschneidende Mechanismen einteilen lassen. Prinzipiell entstehen vulkanische Aschen durch drei verschiedene Eruptionstypen:

- (1) Freisetzung von Volatilen aus Lösungen bei Druckverminderung während des Magmenaufstiegs und vor allem bei dem plötzlichen Druckausgleich, wenn das Magma die Erdoberfläche erreicht (Magmatische Eruptionen).
- (2) Abkühlung und durch explosive Fragmentation von Magma beim Kontakt mit Grund- und Oberflächenwasser oder Eis und Schnee (Phreatomagmatische Eruptionen).
- (3) Hydrothermalprozesse verursachen Fragmentation durch *abrasion* und *conduit recycling*, die Nebengesteinsfragmente oder magmatische Fragmente früherer Eruptionen zerkleinern (Phreatische Eruptionen).

Die Zusammensetzung und Form von vulkanischen Aschen, die durch diese Eruptionstypen entstehen, dienen zur Interpretation der physikalischen Eigenschaften eines eruptierenden Magmas sowie dessen Gehalt an Volatilen (BÜTTNER et al. 1999).

Im Vergleich zu hydrodynamischen Fragmentationsmechanismen existiert keine allgemein gültige Theorie zur bruchhaften Fragmentation vulkanischer Schmelzen. Aus diesem Grund untersuchten ZIMANOWSKI et al. (2003) experimentell den Wirkungsgrad der bruchhaften Fragmentation zur Bildung von Feinaschen an einer basaltischen Standardschmelze mit einer Viskosität von ~ 1 Pa s. Dabei konnten sie den Übergang von duktiler zu bruchhafter Fragmentation ermitteln, der als Funktion der treibenden Gasdrucks direkt an die Beschleunigung der Schmelze gekoppelt ist (Abb. 1.2). Dieser Übergang findet in einem schmalen Bereich effektiver Beschleunigung statt, der im Feinaschenbereich mit der berechneten Kurve der maximalen Leistungsfähigkeit von hydrodynamischer Fragmentation aus einem idealisierten Modell (keine Viskosität) entspricht. Die Untersuchungen von ZIMANOWSKI et al. (2003) ergeben folglich, dass generierte Partikel kleiner als 100 – 200 μm Resultat bruchhafter Fragmentation sein müssen (Abb. 1.2). Dabei tragen die Gasblasengehalte von bis zu 15 V-% nicht wesentlich zur Fragmentation bei und sind vernachlässigbar. Diese Ergebnisse bestätigen die experimentellen Untersuchungen von

BÜTTNER et al. (1999) bei denen Feinaschen nur durch rein bruchhafte Fragmentationsprozesse unter hohen Beschleunigungsraten zu generieren waren.

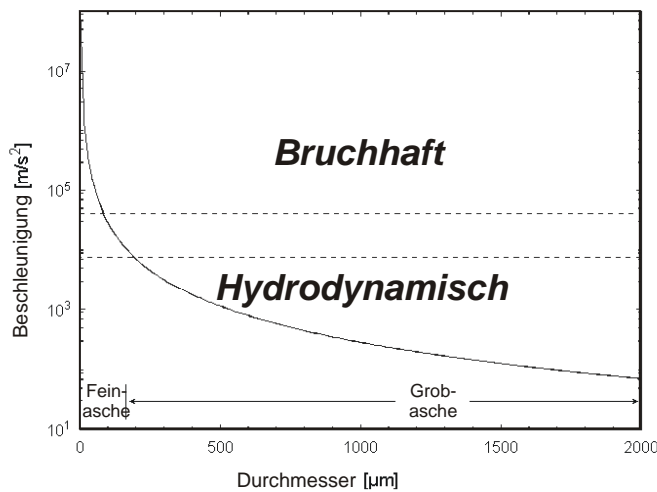


Abb. 1.2: Experimentell bestimmter Übergang von duktiler zu bruchhafter Fragmentation (gestrichelt) einer magmatischen Flüssigkeit ($\sim 1 \text{ Pa s}$) und berechneter Wirkungsgrad von hydrodynamischer Fragmentation (idealisiert, keine Viskosität). Dabei ist die Beschleunigung der Grenzfläche von Schmelze und Gas gegen den Korndurchmesser aufgetragen. Die Bildung von Feinaschen ist nur im bruchhaften Regime unter hohen Beschleunigungsraten möglich. Aus ZIMANOWSKI et al. (2003)

Feinaschen ($< 6,3 \cdot 10^{-5} \text{ m}$) sind als Ausdruck hochenergetischer, explosiver Fragmentationsmechanismen. Sie sind Ausdruck der Energiefreisetzung bzw. der steigenden Energietransfer-Rate bei steigender neugebildeter Oberfläche während explosiver Fragmentation. Sind die Deformationszeiten geringer als die viskose Relaxationszeit der Schmelze, so findet die Fragmentation im bruchhaften Regime statt (NAVON et al., 1998). So müssen Aschen, die feiner als von $10^{-4} - 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ sind, aus energetischen Gründen stets Ergebnis bruchhafter Fragmentation sein (Abb. 1.2; ZIMANOWSKI et al., 2003).

Zu den beiden wesentlichsten physikalischen Randbedingungen, die die pyroklastische Fragmentierung eines Magmas kontrollieren, gehören die Bildung eines Magmaschaums und die Verformung der instabilen Schmelzwände im Schaum (duktiler Verformung) sowie der Spröbruch eines Magmas bei der Überschreitung der Scherspannung der Schmelze (SCHMINCKE, 2000). Der Glasübergangsbereich, d.h. der Bereich des Übergangs von bruchhafter zu duktiler Verformung, wird durch die chemische Zusammensetzung des Magmas, dessen Temperatur und der Verformungsgeschwindigkeit des Magmas gesteuert (NAVON et al., 1998; siehe auch Kap. 1.5.2).

Die beiden wichtigsten Mechanismen zur Entstehung von vulkanischen Aschen im bruchhaften Regime von Magmen intermediärer Zusammensetzung stellen magmatische und phreatomagmatische Eruptionen dar.

1.3.2 Vulkanische Aschen aus magmatischen Eruptionen

Petrologische und morphologische Charakteristika von andesitischen bis alkali-trachytischen Pyroklasten werden von höheren Viskositäten (100 Pa s bis 100.000 Pa s) und höheren Anteilen an Volatilen ihrer Stammmagmen gesteuert. Viskositäten über 100 Pa s verhindern die Bildung von Tröpfchen durch Oberflächenspannung. Aus diesem Grunde folgt daraus, dass im Bereich dieser chemischen Zusammensetzung bruchhafte Deformation vorherrscht. Die Oberflächenbeschaffenheit der bruchhaft gebildeten Aschen hängt außerdem von der Anzahl und der Geometrie der sich in dem höher viskosen Magma bildenden Blasen ab. Die resultierende Tephra besteht meistens aus Bimsvarietäten oder aus Varietäten ihrer zerbrochenen Produkte und ist charakteristisch für nahezu alle großvolumigen pyroklastischen Ablagerungen (SCHMINCKE, 2000). Diese Ablagerungen sind an komplexe Vulkankegel, Bimskegel und große Calderen gebunden und entstanden durch intensiven

Ascheregen und pyroklastischen Ströme. Diese Pyroklastentypen sind hauptsächlich Produkte von plinianischen Eruptionen.

Magmatische andesitische bis alkali-trachytische Aschen bestehen aus komplexen Mischungen amorpher und kristalliner sowie Nebengesteinskomponenten. Die amorphen Komponenten bestehen aus braunen bis farblosen, homogenen bis heterogenen Gläsern. Letztere entstammen hauptsächlich aus *magma mixing* Prozessen (MCBIRNEY, 1980). Die Partikelformen von kubischen bis ausgelängten Bimsfragmenten hängen im wesentlichen von der Blasendichte und Blasengeometrie des Stammmagmas ab. Viele von ihnen besitzen parallel verlaufende, stark ausgelängte, röhrenförmige Blasen, deren Längsachsen parallel der Pyroklastenlängsachsen verlaufen. Offenliegende gebrochenen Blasen und Kornbruchflächen bewirken scharfe und irreguläre Kornoberflächen. Nach KLUG & CASHMAN (1996) besitzen lediglich Blasen, die durch kinetische Aspekte wie Blasennukleation, Blasenwachstum und Aufschäumung in einem aufsteigenden an Volatilen gesättigten Magma entstanden sind, glatte Wände. Partikel im Feinaschenbereich bestehen je nach Blasendichte aus Teilen von Blasenwänden und besitzen deshalb oftmals Y- und nadelförmige Geometrien.

Magmatische dazitische bis rhyolithische Aschen bestehen nahezu ausschließlich aus bruchhaft gebildete Pyroklasten mit sehr hohem Blasengehalt. Schmale und stark ausgelängte Bimse besitzen gewöhnlich ebenso stark ausgelängte Blasen mit einem Längenverhältnis von $< 20:1$. Grundsätzlich gilt für bruchhaft gebildete Pyroklasten, dass sie mit steigender Viskosität des Stammmagmas blockhaft/symmetrische bis ausgelängt/asymmetrische bis irreguläre Kornformen entwickeln. Ebenso nimmt der Blasenreichtum kontinuierlich zu, die Blasenform entwickelt sich von rund über röhrenförmig bis gedreht (DELLINO et al., 2001).

Die kristallinen Komponenten alle höherviskosen Aschen bestehen aus Mikrophäno- und Phänokristallen des Stammmagmas, die während des Magmenaufstiegs oder während der explosiven Eruption teilweise fragmentiert wurden. Die kantigen Bruchpartikel richten sich nach den Kristallstrukturen des jeweiligen Minerals. Die meisten Nebengesteinskomponenten besitzen eine isometrische bis plattig/anisometrische Gestalt mit kantiger bis gerundeter Kornform, abhängig von den jeweiligen physikalischen Eigenschaften der Nebengesteinstypen (RAUE, 2004). Der Gehalt der Nebengesteinskomponenten hängt wesentlich von der Tiefenlage der Magmenkammer ab (LORENZ, 2000).

1.3.3 Vulkanische Aschen aus phreatomagmatischen Eruptionen

Eruptionen, deren Ablagerungen durch beträchtliche Mengen an Pyroklasten im Feinaschenbereich gekennzeichnet sind, bezeichnet man gemeinhin als explosiv (ZIMANOWSKI, 1998; et al., 2003). Während solchen vulkanischen Aktivitäten sind thermohydraulische Mechanismen (d.h. Wasser/Schmelze-Kontakt; BÜTTNER & ZIMANOWSKI, 1998) nahezu immer von Bedeutung. So besitzen viele plinianische Eruptionen eine initiale phreatomagmatische Phase und sehr oft finden phreatomagmatische Vorgänge während abnehmenden Magmenproduktionsraten statt (ZIMANOWSKI, 1998).

Phreatomagmatischer Vulkanismus entsteht durch den Kontakt von Magma mit Oberflächen- und/oder Grundwasser bei hydrostatischen Drücken unterhalb des kritischen Druckes für Wasser (SHERIDAN, 1981; BÜTTNER & ZIMANOWSKI, 1998; ZIMANOWSKI, 1998; LORENZ, 2000). Nur bei entscheidend niedrigeren Drücken kann es zur Ausbildung eines Wasserdampffilms kommen, der den Wärmeaustausch zwischen den beiden Medien verhindert. Unter diesen Bedingungen sowie ausreichender hydrodynamischer Mischungsenergie können „explosive“ Vermischungen von Wasser und magmatischer Schmelze entstehen. Das Explodieren eines solchen Gemisches wird durch seismische Schockwellen ausgelöst, die den

Wasserdampffilms partiell kollabieren lassen. Dies führt zu einer Kettenreaktion und einem kompletten Kollabieren des Dampffilms und damit zu einer starken Kopplung von thermischer und mechanischer Energie (BÜTTNER & ZIMANOWSKI, 1998). Das Ergebnis ist der Transfer eines erheblichen Anteils von thermischer Energie in mechanische Energie während eines sehr kurzen Zeitfensters. Diese plötzliche Überlastung des Wasser/Magma-Systems führt zu der von ZIMANOWSKI (1998) definierten heftigen phreatomagmatischen Explosion.

Die Bandbreite von phreatomagmatischen Eruptionen bewegt sich von relativ milden Wechselwirkungen (z.B. dem Einfließen von niedrigviskoser Lava in ein Wasserreservoir) bis hin zu sehr hochenergetischen Explosionen andesitischer bis rhyolithischer Magmen. Deren Pyroklastika bewegen sich zum Großteil im Feinaschenbereich und zeichnen sich durch rein bruchhaft erzeugte Deformation aus (ZIMANOWSKI et al., 2003). Partikelgröße, Partikelform und Morphologie wurden in der Vergangenheit intensiv studiert, um den phreatomagmatischen Ursprung dieser Aschen nachzuweisen. So zeigte WALKER (1973), dass phreatomagmatische Pyroklasten einen wesentlich höheren Fragmentationsgrad aufweisen als magmatische Pyroklasten. Experimentell erzeugte Partikel von WOHLTZ (1983) besaßen blockig-isometrische und plattige (d.h. gebrochene Blasenwände) Kornformen. WALKER & CROASDALE (1972) und HEIKEN (1972; 1974) benutzten schon früh optische Mikroskopie und Rasterelektronenmikroskopie (REM), um typisch planare, oftmals rechtwinklige, Kornoberflächen phreatomagmatischen Ursprungs nachzuweisen. BÜTTNER et al. (1999) konnten durch Partikelanalyse und REM beweisen, dass bestimmte Aschenkörner Oberflächentexturen besitzen, die eindeutig auf einen Wasser/Magma-Kontakt hinweisen. Das jeweilige Wasser/Magma-Massenverhältnis kann durch die Quantifikation dieser Aschenkörner bestimmt werden.

1.3.4 Fragmentation von Magma – Stand der Forschung

Bei explosiven vulkanischen Eruptionen findet unabdingbar Fragmentation von Magma statt. Allgemein korreliert die Explosivität einer Eruption mit der Menge der Produktion von Pyroklasten und vor allem vulkanischer Asche (ZIMANOWSKI, 1998, et al. 2003). Trotz dieser einfachen Gesetzmäßigkeit ist unser Wunsch nach Verständnis der Hintergründe von Fragmentation vor allem höherviskoser Magmen bei weitem nicht befriedigt. Aus diesem Grunde waren und sind die kontrovers diskutierten Mechanismen des explosiven Vulkanismus seit den letzten dreißig Jahren Objekte der Forschung.

Ein explosiv eruptierendes vulkanisches System kann stark vereinfacht durch zwei verschiedene Fragmentationssysteme beschrieben werden (SCHMINCKE, 2000):

- die Bildung eines Magmaschaumes durch Entgasen des Magmas und das Zerreißen der instabilen dünnen Schmelzwände im Schaum.
- Spröbruch des Magmas durch Überschreitung der Scherspannung der Schmelze.

Die Prozesse des Entgasens von Magmen gelten inzwischen als intensiv erforscht (MCBIRNEY & MURASE, 1970; BENNET, 1974; WOHLTZ et al., 1984; DINGWELL & WEBB, 1989, 1990; HEIKEN & WOHLTZ, 1991; ALIDIBIROV, 1994; HURWITZ & NAVON, 1994; SPARKS et al., 1994; THOMAS et al., 1994; DINGWELL, 1996; PAPAIE et al., 1998; MELNIK & SPARKS, 1999; ZHANG, 1999; ALIDIBIROV & DINGWELL, 2000; SMITH et al., 2001).

Neben der Blasenbildung als Mechanismus zum beschleunigten Aufstieg einer Schmelze, (und damit zur Fragmentation der instabilen Blasenwände) scheint während des Aufstiegs eines Magmas dessen Fragmentation zu beginnen und den Anfang vieler großer explosiver Eruptionen zu bilden (SCHMINCKE, 2000). Dieser Aufstieg (und damit eine erhöht wirkende Scherspannung in der Magmensäule) wird entweder durch eine mit der Differentiation einhergehende Dichteerniedrigung oder durch den zunehmenden Druck in der

Magmenkammer verursacht, der durch neue Magmenschübe aus der Tiefe ausgeübt wird. Nach GARDNER et al. (1996) zerreißen aufsteigende viskose Magmen schon bei einem Gasblasengehalt von ca. 65 Vol.-% entlang einer Fragmentierungszone. Bimse mit höherem Blasenanteil sind nach der Fragmentierung weiter expandiert. Daraus schließen diese Autoren, dass die Fragmentierung nicht das Resultat der starken Expansion durch Blasenbildung ist, sondern durch das sogenannte *film thinning* entsteht, das durch Scherung der Schmelze beim Aufstieg hervorgerufen wird. So sind länglich auseinandergezogene Röhrenbimse in plinianischen Bimsablagerungen ein Hinweis auf erhöhte Scherspannungen im aufsteigenden Magma.

Bei der Fragmentation durch Spröbruch höherviskoser Silikatschmelzen werden zwei unterschiedliche Mechanismen der Fragmentierung diskutiert. Wenn bei der Fortpflanzung einer Entlastungswelle (Relaxation), die bei einer explosiven Eruption in das eruptierende Magma wandert (KIEFFER, 1977; KIEFFER, 1981; ROCCHI, 2002; SPIELER et al., 2002), Spannungen aufgebaut werden, die größer sind als die Scherspannung des Magmas, wird das Magma deformiert und bricht. Die Welle bewegt sich in diesem Fall schneller fort, als das Magma durch duktile Deformation reagieren kann. Im zweiten Fall wirkt die schnelle Dekompression auf die unter Druck stehenden geschlossenen Gasblasen eines Magmas in Form einer sogenannten Fragmentierungswelle (ALIDIBIROV, 1994; ALIDIBIROV & DINGWELL, 1996b; ALIDIBIROV & DINGWELL, 2000). In diesem Fall kann der Druckunterschied zwischen den unter Druck stehenden Blasen und dem Umgebungsdruck hinter der Entlastungswelle groß genug sein, um das Magma durch Platzen der Blasen zu fragmentieren.

Während den letzten zehn Jahren fanden verstärkt Bestrebungen statt, Fragmentationsmechanismen silikatischer Schmelzen anhand von analogen künstlichen Materialien im Labor zu simulieren. Dabei dienten explosive Aufdampfversuche überhitzter Flüssigkeiten (HILL & STURTEVANT, 1990; SUGIOKA & BURSIK, 1995), Mischungsexperimente von konzentriertem Kaliumkarbonat und Salzsäure, Druckentlastung von CO₂-übersättigtem Wasser (MADER et al., 1994, 1996; SPARKS et al., 1994) und CO₂-H₂O-Polymersysteme (ZHANG et al., 1997) als Medien der Prozesssimulation. BUISSON & MERLE (2002) simulierten die Entwicklung von Scherzonen in Lavadomen anhand von Silikon-Experimenten. Trotz der Gewinnung von neuen Erkenntnissen über Blasenbildung und Dynamiken von Prozessabläufen konnten die Ergebnisse dieser Versuche nicht auf natürliche Fragmentationsprozesse silikatischer Gesteinsschmelzen bezogen werden.

Versuche an natürlichen Magmaproben bieten den entscheidenden Vorteil, dass Partikel unter Laborbedingungen generiert werden können, die hinsichtlich ihrer Granulometrie und Partikelanalyse mit natürlichen Pyroklastika im Gelände verglichen werden können. So untersuchten KAMINSKI & JAUPART (1998) das Fragmentationsverhalten und die resultierenden Korngrößenverteilungen von natürlichen Proben hinsichtlich ihrer Primärfragmentation (singulärer Hammerschlag) und ihrer Sekundärfragmentation (multiple Mahlprozesse). ALIDIBIROV & DINGWELL (1996b, 2000) messen einer durch Dekompressionsexperimenten erzeugten Fragmentierungswelle, die an natürlichen Schmelzen durch Platzen der Blasen für Primärfragmentation sorgt, entscheidende Bedeutung bei. Die erzeugten Partikel erlauben Korngrößenanalysen, die mit Geländebefunden qualitativ verglichen werden können. Diese Technik findet spezielle Anwendung zur Simulation von Kollapsereignissen von Lavadomen (VOIGHT & ELSWORTH, 2000). SPIELER et al. (2002) untersuchten das bruchhafte Verhalten von höherviskosen Schmelzen und konnten qualitative Aussagen über variierbare Versuchsparameter und resultierende Korngrößenverteilungen treffen. ZIMANOWSKI et al. (1986, 1991, 1995); WOHLLETZ et al. (1995) und ZIMANOWSKI et al. (1997a, 1997b) konnten experimentell Partikel erzeugen, die durch eine phreatomagmatische Explosion nach dem Einspritzen von Wasser in basaltische Schmelze sowie durch Druckluftwirkung erzeugt wurden. ZIMANOWSKI (1998) und BÜTTNER et al. (2002) konnten anhand von Wasser-Schmelze Reaktionen (MFCI) quantitative Aussagen über Energieaufteilungen phreatomagmatischer (thermo-hydraulischer) Explosionen treffen.

1.4 Geologie der Phlegräischen Felder/Italien (CF)

1.4.1 Überblick

Die Phlegräischen Felder, im Folgenden mit CF abgekürzt, sind eines der klassischen aktiven Vulkangebiete des quartären römischen Kaliumreichen Vulkangürtels. Zu dieser zentral- und süditalienischen Vulkanprovinz gehören auch die Vulkane Vesuv, Ätna und die der Liparischen Inseln (Vulcano und Stromboli; Abb. 1.3).



Abb. 1.3: Übersichtskarte der großen Vulkangebiete Italiens. Nach <http://vulcan.wr.usgs.gov/>

Seit Beginn ihrer vulkanischen Aktivität (nicht exakt datierbar, aber sicherlich vor mehr als 50 ka; ROSI & SBRANA, 1987) wurden die CF von einigen langanhaltenden Serien vulkanischer Eruptionen zahlreicher Förderkanäle geprägt. Dabei entstanden proximale Ablagerungen, die westlich von Neapel über 1000 km² bedecken. Intensive Forschung in den letzten 100 Jahren erlauben heute die Rekonstruktion der eruptiven Geschichte des Vulkankomplexes. Dabei halfen vor allem detaillierte Stratigraphiestudien sowie flächenhaft angewendete radiometrische Altersbestimmungen von ROSI & SBRANA (1987), auf deren Arbeit sich dieses Kapitel (sofern nicht anders angegeben) stützt. Diese Rekonstruktion wird mit steigendem Alter der untersuchten Ablagerungen naturgemäß ungenauer, gilt aber für die letzten 12 ka als sehr zuverlässig und nahezu komplett. So konnten mehrere unterschiedliche Eruptionsabläufe der jüngeren Geschichte der CF präzise definiert, beschrieben und unterschieden werden.

Heute ist die Datengrundlage ausreichend, um die regionale Verbreitung verschiedenartiger vulkanischer Produkte jüngerer Großereignisse zu beschreiben. Diese profunde Datengrundlage ist unabdingbar, um zukünftige vulkanische Phänomene verstehen zu können und das Risiko einer Naturkatastrophe abschätzen zu können.

1.4.2 Geologischer Rahmen der CF

Das quartäre Vulkanfeld der CF liegt im zentralen Bereich eines Grabenbruchs in der Kampanischen Ebene. Diese tektonische Struktur entstand im hohen Pliozän am westlichen Rand des Appenins, wahrscheinlich als Konsequenz der Öffnung des Tyrrhenischen Meeres (Abb. 1.4).

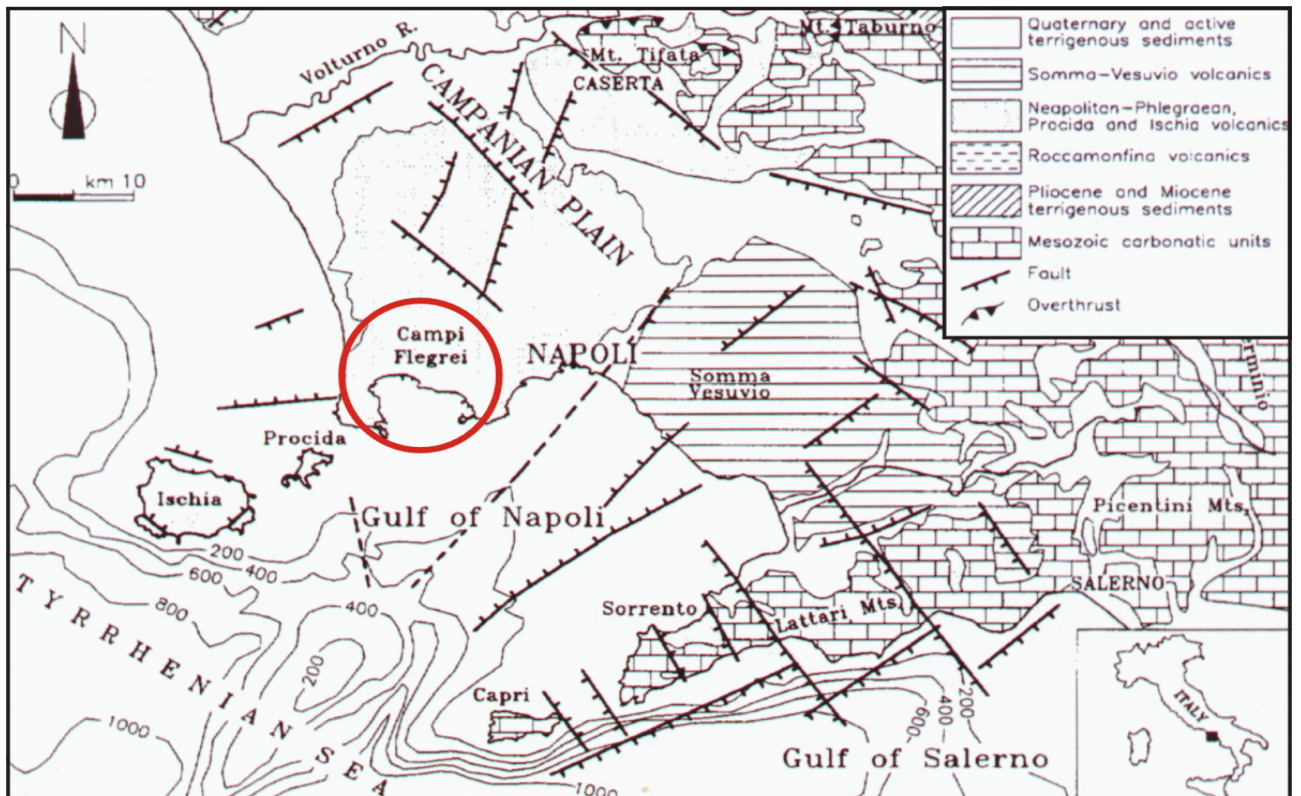


Abb. 1.4: Großtektonische Übersichtskarte der CF. Abgewandelt nach ORSI et al. (1995).

Die Appeninische Gebirgskette besteht in diesem Bereich aus einigen miozänen nach NNE überschobenen Decken. Die nachfolgenden plio-pleistozänen tektonischen Strukturen liegen im Absinken den Tyrrhenischen Festlandschelfs und der Hebung der Hauptachse des Appenin begründet. Die maximale Subsidenz fand in diesem Bereich im Kalabrium statt (PICHLER, 1970).

Im Süden wird der Graben morphologisch von der Sorrentinischen Halbinsel und strukturell von NE streichenden Faltenachsen begrenzt, welche die mesozoischen Karbonatfolgen nach NNW absenken. Diese Falten sind zwischen Torre del Greco und dem Vesuv miteinander verbunden. Im Nordwesten wird der Graben von der karbonatischen Hügellandschaft von Mte. Massico und im Nordosten von den Hügeln von Caserta begrenzt (Abb. 1.4).

Durch abgeteufte Bohrungen innerhalb der CF wurden terrigene Sedimente in Tiefen von mindestens 2650 m angebohrt. Seismische und gravimetrische Messungen lassen auf eine Absenkrate der Kampanischen Ebene von mehr als 3000 m im zentralen Bereich des Grabens schließen (PICHLER, 1970). Diese geophysikalischen Daten deuten auch auf eine sekundäre Horst- und Grabenstruktur im Bereich der Kampanische Ebene hin. Der Hauptgraben scheint sich mit den Strukturen des Volturnotal und der Acerra-Neapel Depression zu decken (ROSI et al., 1983). Letztere geht direkt in die CF über. Im Bereich der Karbonataufschlüsse im Norden der CF werden diese Grabenbrüche durch eine morphologisch positive Struktur getrennt, die sich über Caserta nach Aversa fortsetzt. Dieser

Folge hatte (ROSI et al., 1996; CIVETTA et al. 1997, PAPPALARDO et al., 2002). Eine jüngere Eruption hatte Ablagerung des Neapolitanischen Gelben Tuffs (NGT; ~ 50 km³ Magma-DRE) zur Folge und zog den Einbruch der NGT-Caldera nach sich (ORSI et al., 1992; WOHLTZ et al., 1995, DE GENNARO et al., 2000). In der jüngeren Caldera wurden in den letzten 12 ka 61 Eruptionen in drei verschiedenen vulkanischen Perioden lokalisiert (DI VITO et al., 1999), die in diesem Zeitraum von intensiver vulkanischer und vulkano-tektonischer Tätigkeit zeugen. Die Eruptionen erfolgten nahezu alle explosiv, lediglich vier davon effusiv. Die letzte bekannte Eruption erfolgte im Jahr 1538 n. Chr. und formte den Mte. Nuovo Schlackenkegel (DI VITO et al., 1987).

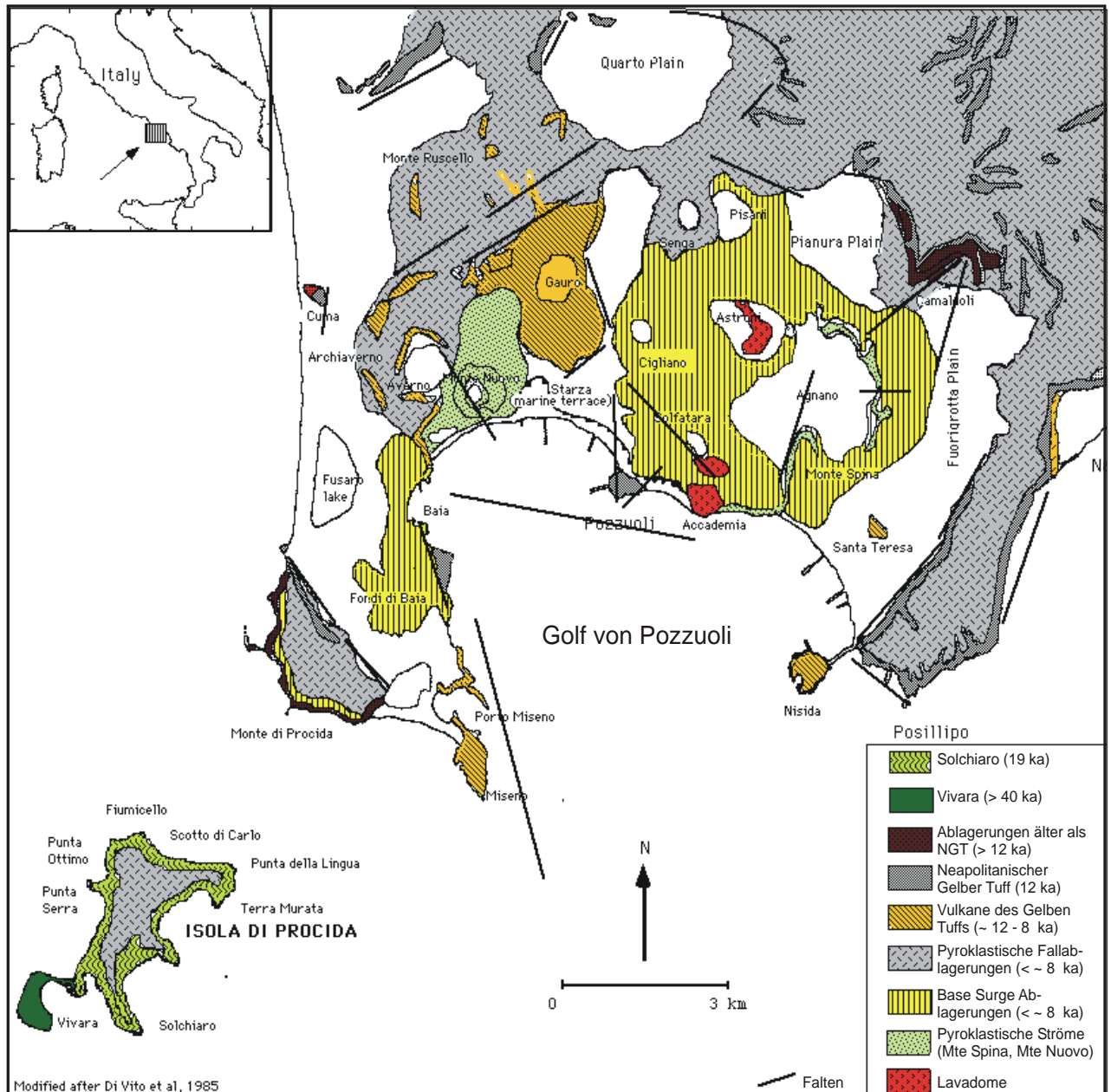


Abb. 1.6: Geologische Übersichtskarte der CF. Aus DI VITO et al. (1985).

Bei den explosiven Eruptionen im Zeitraum der letzten 12 ka handelte es sich meist um relativ kleine Ausbrüche, deren Produkte Gebiete bis zu 100 km² bedeckten. Nach LIRER et al. (1987) und DI VITO et al. (1999) sind mit der Pomici Principali (vor 10,3 ka) und der Agnano/Mte. Spina Eruption (vor 4,1 ka) lediglich zwei große Eruptionen bekannt, deren Tephren sich über Regionen bis zu 1000 km² erstrecken (Abb. 1.6). Diese beiden Ereignisse fanden innerhalb der ersten und innerhalb der dritten Periode statt. Das vulkanische System der CF Caldera ist immer noch aktiv. Dies zeigen die ausgeprägte Fumarolentätigkeit und die beiden bradyseismischen Ereignisse zwischen den Jahren 1969 und 1972 sowie 1982 und 1984 beweisen (ORSI et al. 1999). Diese beiden Events bewirkten eine Hebung von 3,5 m, gemessen in Pozzuoli im zentralen Teil der NGT-Caldera.

1.4.4 Überblick der jüngeren vulkanologischen Geschichte der CF (< 12 ka)

1.4.4.1 Stand der Forschung

Die letzten 12 ka des Vulkanismus der CF Caldera wurden von etlichen Autoren beschrieben. Entstehungsgeschichten wurden von DE LORENZO (1904), RITTMANN (1950), SCHERILLO & FRANCO (1960), DI GIROLAMO et al. (1984), ROSI & SBRANA (1987), D'ANTONIO et al. (1999) und DI VITO et al. (1999) präsentiert.

DE LORENZO (1904) unterteilte die jüngere Geschichte des CF-Vulkanismus, abhängig von ihrem Milieu, in drei Phasen. Danach verlief während der Phasen I und II der Vulkanismus hauptsächlich submarin, wohingegen sich die Phase III durch subaerische Tätigkeit auszeichnet. RITTMANN (1950) führte den Begriff des *Archiflegreo* Vulkans ein, mit dessen Entstehung er die jüngere vulkanische Tätigkeit verknüpfte. Die Existenz dieser Struktur konnte durch die später abgeteuften Bohrungen allerdings nie bestätigt werden. Des weiteren unterteilte er jeweilige vulkanische Aktivität innerhalb der eingebrochenen Zone in zwei eruptive Abläufe, deren Zentren in der Bucht von Pozzuoli und in der Region der Quarto-Ebene lagen. SCHERILLO & FRANCO (1960) unterteilten die vulkanische Aktivität, ebenso wie DE LORENZO (1904), in drei Perioden. DI GIROLAMO et al. (1984) plädierte für vier verschiedene Phasen, wobei sie jede Aktivität jünger als die Eruption des NGT in einer einzigen Phase beinhalten. ROSI & SBRANA (1987) legten ihre Unterteilung an der Ablagerung des CI und dessen Calderereinbruchs fest. Sie sahen den NGT nicht als Produkt einer einzigen Eruption an. Deshalb unterteilten sie die vulkanische Tätigkeit der letzten 10,5 ka in zwei Phasen intensiven Vulkanismus. Die letzte Phase wurde von der Monte Nuovo Eruption (1538 n. Chr.) abgeschlossen. D'ANTONIO et al. (1999) untersuchten die jüngeren vulkanologischen Ablagerungen petrographisch. DI VITO et al. (1999) unterteilte die letzten 12 ka vulkanischer Tätigkeit in jeweils drei Epochen (12-9,5; 8,6-8,2; 4,8-3,8ka), wobei die Epochen durch Ruhephasen voneinander getrennt sind.

1.4.4.2 Stratigraphie der jüngeren vulkanologischen Geschichte

Die Stratigraphie der hier beschriebenen jüngeren vulkanologischen Geschichte der CF geht, sofern nicht anders aufgeführt, auf die Arbeit von DI VITO et al. (1999) zurück.

Die letzten 100 Jahre stratigraphischer Forschung, bei der mehr als 1000 km² kartiert wurden, erlaubt uns heute 75 vulkanische Einheiten, Strandsedimente und marine Sedimente sowie Paleoböden zu unterscheiden. Die vulkanischen Einheiten, die durch ihre speziellen sedimentologischen Charakteristika und Phänokristallgehalte gekennzeichnet sind, werden an ihrer Basis und Top jeweils von Paläoböden begrenzt oder von Erosionsdiskordanzen und fluviatilen, limnisch-littoralen oder marinen Sedimenten angeschnitten. Durch die Identifikation von gleichen Einheiten in unterschiedlichen Untersuchungsgebieten wurde eine stratigraphische Korrelation zwischen den Sektionen

erstellt. 61 verschiedene vulkanische Einheiten konnten Eruptionen zugeordnet werden, deren Förderkanäle eindeutig innerhalb der NGT-Caldera liegen. Eine exakte Lokalisierung ist jedoch bis heute nicht möglich. Bei den vulkanischen Einheiten handelt es sich meist um komplexe pyroklastische Abfolgen und nur in vier Fällen um Lavaströme oder Lavadome (Abb. 1.6). Vierzehn Einheiten besitzen homogene, dünne Schichten aus Asche, die über weite Gebiete kaum Variationen in Mächtigkeiten und Korngrößenverteilungen zeigen. Zwei ihrer Paläoböden sind vollentwickelt und weit verbreitet. Bei dem stratigraphisch niedrigeren handelt es sich um Paläoboden A, der laut ROSI & SBRANA (1987) teilweise dem Paläoboden P2 entspricht und der in fast allen Untersuchungsgebieten mit unterschiedlicher Mächtigkeit auftritt. Dessen Farbe ändert sich von der Basis bis zum Top von hell- nach dunkelbraun. Die stratigraphisch höchste Einheit der Phase I ist die Pisani 3 Tephra, die in nahezu allen Sektionen von A bedeckt wird. Der stratigraphisch höhere Paläoboden B tritt normalerweise in einer gelb-braunen Farbe auf, selten erreicht sein oberer Teil eine dunkelbraune Farbe. Er entspricht nach ROSI & SBRANA (1987) teilweise dem Paläoboden P3. In den westlichen, nordöstlichen und östlichen Teilen der CF Caldera sowie außerhalb der Caldera entwickelte sich B am Top der Fondi di Baia Tephra. Im zentralen Teil der Caldera wird B von der San Martino Tephra oder der älteren Sartania 2 und Pigna San Nicola Tephra überdeckt. Im nahezu gesamten Phlegräischen Vulkangebiet wird dieser Paläoboden von der Agnano 1 Tephra überdeckt. Entlang der Hänge der Camaldoli Hügel im Stadtgebiet von Neapel und in einigen Gebieten außerhalb der CF Caldera sind die Paläoböden A und B durch dünne Aschelinsen getrennt oder können nur anhand von Farbvariationen von gelb bis dunkelbraun unterschieden werden (ISAIA, 2001, pers. Mitt.).

Die Untergrundgeologie der CF Caldera wurde durch die Auswertung von 66 Bohrungen aufgeschlüsselt, die in Tiefen zwischen 15 und 150 m abgeteuft wurden. Ihre Bohrkernbeinhalten vulkanische, marine und limnisch-littorale Ablagerungen. Aufgeschlossene und angebohrte Sequenzen wurden anhand von weitverbreiteten stratigraphischen Markern, wie der Agnano/Mte. Spina (AMS) Tephra, der Astroni (AST) Tephra und der Mte. Sant'Angelo Tephra korreliert. Die jüngste Sequenz von marin-littoralen und limnisch-littoralen Ablagerungen wurde an der Basis des La Starza Kliffs in Höhenlagen von 4 bis 8 m über NN angebohrt. Normal gradierte, limnisch-littorale Sedimente, gegenüber marin-littoralen Sedimenten, wurden in 1 m über NN bis 7 m unter NN in der Ebene von Bagnoli erbohrt. Diese Ablagerungen befinden sich stratigraphisch zwischen Ablagerungen der AMS Tephra und antropogenem Schutt. Das Top einer Wechselfolge von marinen und marin-littoralen Sedimenten wurde in der Toiano Ebene in 14 m über NN bis 55 m unter NN angebohrt. Diese Sequenz wird nicht durch Paläoböden von der überlagernden Averno 2 Tephra und den unterlagernden Sedimenten des Gauro Vulkans abgegrenzt. Marine und marin-littorale Ablagerungen, welche die AMS Tephra unter-, und die Costa San Domenico und Fondi di Baia Tephra überlagern, wurden in der Fuorigrotta (zwischen 16 und 41 m unter NN), der Agnano Ebene (zwischen 62 und 70 m unter NN) und der La Starza Meeresterrasse (zwischen 20,5 und 26 m über NN) erbohrt. Unter der Fuorigrotta Ebene werden diese Ablagerungen (zwischen 16 und 94 m unter NN) direkt von der AMS Tephra überlagert. Auf der La Starza Meeresterrasse werden die selben Sedimente (zwischen 12 und 20 m über NN) von einem Paläoboden überlagert, der Tufffragmente der Fondi di Baia Tephra aufweist.

Die weit verbreiteten Paläoböden A und B erlauben die jüngere vulkanische Geschichte (< 12 ka) der CF Caldera in drei Aktivitätsepochen (I, II, III) zu unterteilen (Abb. 1.7). Trotz des Fehlens eines weiteren Paläobodens konnte aufgrund von historischen Aufzeichnungen nachgewiesen werden, dass der Epoche III eine lange Zeit (mindestens seit dem achten Jahrhundert v. Chr. bis ins Jahr 1538 n. Chr.) der vulkanischen Ruhe folgte.

Während der stratigraphisch jüngsten Epoche III fanden 23 Eruptionen statt (Abb. 1.7). Die am besten datierten und verbreitetsten Ablagerungen dieser Eruptionen, wie die Agnano 3 Tephra (vor 4,5 bis 4,4 ka), Monte Sant'Angelo Tephra (vor $4,44 \pm 0,5$ bis $4,34 \pm 0,5$ ka), Paläoastroni 2 Tephra (vor $4,17 \pm 0,5$ ka), AMS (vor $4,1 \pm 0,5$ ka) und Astroni 3 Tephra (vor $3,82 \pm 0,5$ ka), werden als chronostratigraphische Marker benutzt. Die AMS Tephra ist die

Ablagerung mit der höchsten Eruptionsmagnitude der Epoche III (DE VITA et al., 1999; DELLINO et al., 2001).

Die AMS Tephra und die AST Tephra wurden als Typusablagerungen für zukünftige Eruptionen der CF ausgewählt (DE VITA et al. 1999; DELLINO et al. 2001; LIRER et al. 2001; ALBERICO et al., 2002), um durch deren Erforschung eine Verbesserung des Zivilschutzes im Raum der CF zu erreichen. Dies geschah aufgrund ihrer weitverbreiteten Ablagerungen, ihrer hohen Eruptionsmagnituden, ihres guten Forschungsstandes und der Lage ihrer Eruptionszentren.

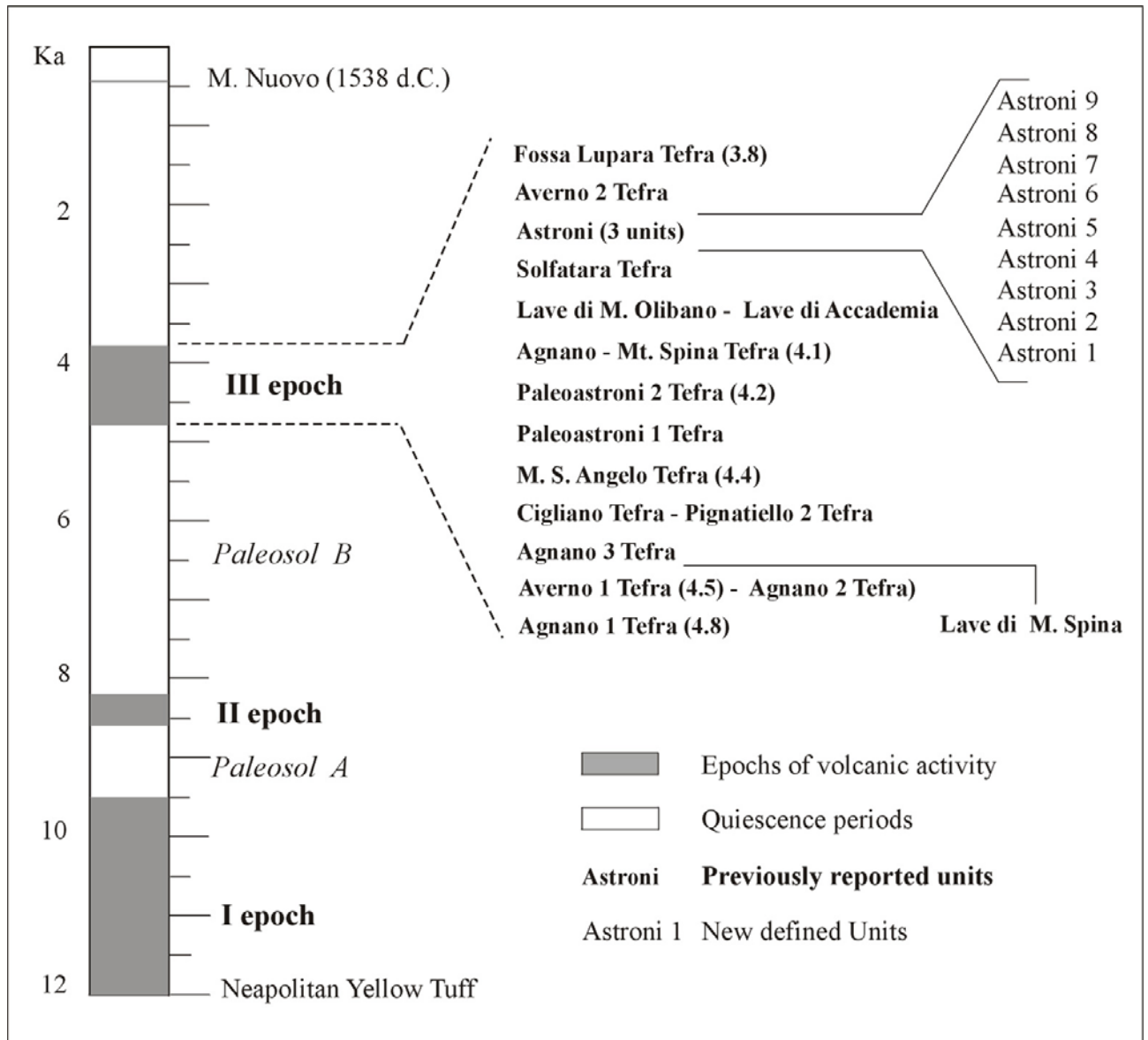


Abb. 1.7: Aktivitätsepochen I,II und III der CF Caldera mit gesonderter Chronostratigraphie der vulkanischen Ereignisse in Epoche III. Aus DI VITO et al. (1999).

1.4.5 Die Agnano/Monte Spina (AMS) Tephra

1.4.5.1 Stand der Forschung

Die AMS Tephra wurde als erstes von ROSI et al. (1983), DI GIROLAMO et al. (1984), ROSI & SANTACROCE (1984) und ROSI & SBRANA (1987) beschrieben. DE VITA et al. (1999) erstellten eine genaue Rekonstruktion der Stratigraphie, der räumlichen Verteilung sowie der Chemostratigraphie und datierten das Alter der Eruption mit Hilfe der ^{14}C -Methode und der $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ -Methode auf $4,1 \pm 0,5$ ka. Die Mächtigkeit der AMS Tephra variiert zwischen einem Maximum von 70 m in der Agnano Ebene (Zentrum des Förderkanals) und wenigen Zentimetern in 50 km Entfernung (DE VITA et al., 1999).

1.4.5.2 Stratigraphie

DE VITA et al. (1999) unterteilten die Sequenz in sechs Abfolgen, die von A bis F bezeichnet wurden. Die Fragmentationsmechanismen ihrer Ablagerungen variieren zwischen reiner magmatischer und phreatomagmatischer Aktivität und allen ihren Mischformen. Das Vorhandensein der beiden Endglieder wird nach DELLINO et al. (2001) auf Inhomogenitäten im Gasausstoß der Magmasäule zurückgeführt, welche die Eruption antreibt. Der Ablauf der Eruption nach DE VITA et al. (1999) wird im Nachfolgenden kurz vorgestellt (Abb. 1.8).

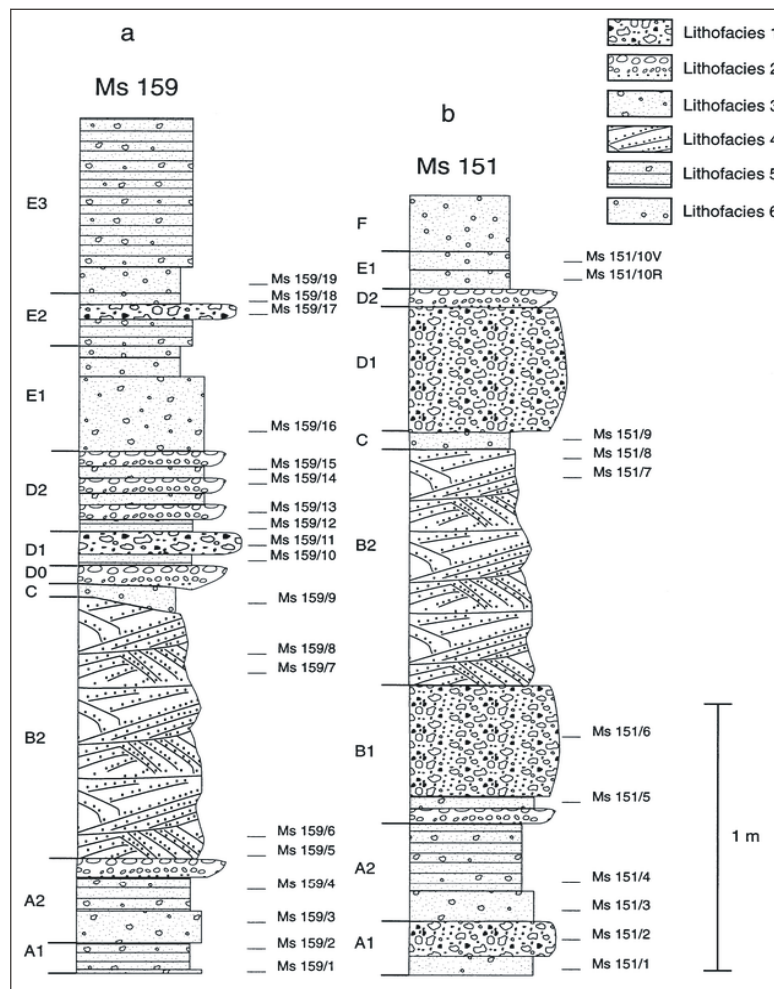


Abb. 1.8: Stratigraphie zweier von DELLINO et al. (2001) untersuchter Profile der AMS Tephra Typusvarietäten. Die Proben der GFV entstammen dem Profil Ms 159.

Die Abfolge A besteht aus zwei Teilabfolgen A1 und A2. A1 besteht aus einer basalen Aschenschicht und einer überlagernden gröberen Bims-Lapilli *fallout*-Ablagerung. Die Eruption begann mit phreatomagmatischen Explosionen, die für eine weit expandierende phreatoplinianische Aschenwolke sorgten (basaler Teil von A1). Die nachfolgende *fallout*-Ablagerung (Top von A1) entstammt einer magmatischen Eruption, die eine relativ niedrige Eruptionssäule (ca. 5 km) nach sich zog. A2 besteht aus einer Abfolge von Aschen und Lapilli *surge*- und *fallout*-Ablagerungen, die durch phreatomagmatische Explosionen und den Kollaps der Eruptionssäule hervorgerufen wurden.

Die Abfolge B besteht ebenfalls aus zwei Teilabfolgen B1 und B2. Bei B1 handelt es sich um eine basale Bims-Lapilli *fallout*-Schicht, die bis zu 45 km östlich des Förderorts nachzuweisen ist. Diese Schicht wurde durch eine un stetige, bis zu 23 km hohe Eruptionssäule abgelagert, die eine Folge magmatischer Eruptionen war. Teilweiser Kollaps der Säule verursachte die basalen Pyroklastischen *surge*-Ablagerungen der Teilabfolge B2. Die Eruptionsrate nahm danach immer mehr ab, so dass Schweißschlacken, Ablagerungen pyroklastischer Ströme und Restbrekzien produziert wurden, die alle im Tiefland der Agnano Ebene anzutreffen sind. Die nachfolgenden Explosionen waren phreatomagmatischen Ursprungs und verursachten *surge*-Ablagerungen im oberen Teil von B2. Die zeitliche Abfolge von B2 wird als initiale Phase des vulkano-tektonischen Kollapses des Systems angesehen.

B2 wurde durch eine Eruptionspause von der nachfolgenden Phase getrennt. Während der Pause verursachte starker Regen Erosion entlang steiler Hänge. Deshalb kam es zur Ablagerung der Abfolge C in Form von in der Atmosphäre entstandenen Aschensuspensionen. Abfolge C besteht aus einer Feinaschenschicht mit reichlich akkretionären Lapilli. Diese Schicht wird (außer in Schlotnähe) in dem gesamten Verbreitungsgebiet der AMS Tephra angetroffen.

Das Zerschneiden der Dachgesteine der Magmenkammer durch die Reaktivierung von Störungen in der Agnano Ebene, verursachte ein Absinken des hydrostatischen Drucks. Dies ging mit Entgasung und Migration von Magma zur Oberfläche einher. Die Interaktion von aufsteigendem Magma und einem geothermalen System beendete die Eruptionspause und verursachte phreatomagmatische Explosionen, welche die pyroklastischen *surge*-Ablagerungen der Abfolge D (D0) verursachten. Darauf folgten mehrere magmatische Explosionen und das Aufsteigen einer bis 27 km hohen plinianischen Eruptionssäule. Diese explosive Phase erzeugte eine *fallout*-Ablagerung (D1), die bis zu 45 km nordöstlich des Schlotkes kartierbar ist. Der eigentliche vulkano-tektonische Kollaps der Magmenkammer fand während dieser Phase statt. D2 besteht aus einer Wechsellagerung von Bims-Lapilli- und Aschenschichten, die wahrscheinlich durch periodische Magma/Wasser-Interaktion und/oder den Kollaps der Eruptionssäule von D1 entstanden (DELLINO et al., 2001; S. 445).

Die Abfolge E besteht aus pyroklastischen *surge*-Ablagerungen und einigen wenigen *fallout*-Ablagerungen, die sich hauptsächlich nach Norden ausbreiteten. Die Teilabfolge E1 stellt eine phreatomagmatische Phase dar und wurde durch *base surges* abgelagert. Während der letzten Stadien des vulkano-tektonischen Kollapses wanderte der Schlot in den nordwestlichen Teil des eingebrochenen Gebietes. E2 wurde durch *fallout* einer kurzlebigen Eruptionssäule abgelagert, die wahrscheinlich durch magmatische Explosionen erzeugt wurde. E3 besteht aus *surge*- und *fallout*-Ablagerungen, die das Produkt von mehreren Abfolgen von phreatomagmatischen Explosionen sind. Die letzte Phase der Eruption ist ebenfalls durch phreatomagmatische Explosionen gekennzeichnet und produzierte die Aschenablagerungen der Abfolge F. Diese Abfolge beinhaltet auch Aschen aus Suspensionen der Atmosphäre, als Resultat von Niederschlag am Ende der Eruption (DELLINO et al., 2001; S. 445).

1.4.5.3 Abfolge B – Typusablagerung einer katastrophalen AMS Explosion

Die AMS Eruption (4,1 ka BP) besitzt die höchste Magnitude aller Events der letzten 5 ka (DE VITA et al., 1999; LIRER et al., 2001). Obwohl dabei ein relativ kleines Magmenvolumen gefördert wurde (~ 1,2 km³ DRE), hatte diese Eruption weitreichende Einflüsse auf die Umwelt. Eine Fläche von über 1000 km², die heute von über 2 Millionen Menschen bewohnt wird, wurde mit bis zu 0,1 m Aschen und Lapilli *fallout*-Ablagerungen bedeckt. Die gefährlichen pyroklastischen Ströme beeinflussten eine Fläche von über 200 km², die heute von ca. 200.000 Menschen bevölkert wird. Zukünftige Eruptionen werden ebenfalls im dichtbesiedelten Gebiet der CF und den westlichen Stadtteilen Neapels erwartet (DE VITA et al., 1999; ALBERICO et al., 2002). Insgesamt zeichnet sich die Abfolge durch einen hohen Gehalt an Aschenfraktionskomponente im bruchhaften Bereich aus (DE VITA et al., 1999; DELLINO et al., 2001). Die Abfolge B der AMS Tephra, die sowohl von *fallout*-Ablagerungen als auch pyroklastischen Strömen aufgebaut wird, eignet sich daher als Typusablagerung, die als beispielhaft für kommende CF Explosionen angesehen werden kann (ALBERICO et al., 2002).

Die Abfolge B besteht im basalen Teil (B1) aus *fallout*-Ablagerungen, die durch unterschiedliche Korngrößenverteilungen geschichtet sind. Sie bestehen aus angularen juvenilen Fragmenten von Grobaschen bis Lapilli und einem geringen Nebengesteinsanteil. Die juvenile Komponente besteht aus grauen bis dunkelgrauen Bimsen und Röhrenbimsen mit unterschiedlichem Blasengehalt. Sie sind porphyrisch mit großen Feldspat-, Pyroxen- und Biotit-Phänokristallen. Die Blasen sind sowohl in den dunkleren als auch gebänderten Bereichen ausgelängt, wobei sie in den hellen Bereichen meist kugelförmige Gestalt besitzen. Die Nebengesteinskomponenten bestehen sowohl aus frischen, als auch kontaktmetamorphen Laven. B1 ist in fast allen distalen Aufschlüssen nachweisbar, proximale Ablagerungen sind nicht vorhanden. Das Gesamt-Tephravolumen von B1 beträgt 0,01 km³.

Überlagernd tritt die Teilabfolge B2 in unterschiedlichen Fazies abhängig von dem Abstand zum Förderort und der Morphologie zur Zeit ihrer Ablagerung auf.

Proximal besteht die Abfolge aus einer Wechsellagerung von kreuzgeschichteten Fein- bis Grobaschen, die von pyroklastischen Strömen abgelagert wurde. Sie enthält teilweise Lapilli und Bomben mit eingeschalteten Brekzien sowie Schweißschlackenlinsen. Nach DE VITA et al. (1999) beinhaltet die Abfolge von der Basis aus:

- 1) purpurfarbene Fein- bis Grobaschen mit großmaßstäblicher Kreuzschichtung und zwischengeschichteten matrixgestützten Bimsfragmentlinsen. Die Linsen besitzen Längen von bis zu 10 m und Mächtigkeiten bis zu 1 m und beinhalten Komponenten mit bis zu 0,4 m Korngrößendurchmesser. Die juvenilen Fragmente sind gerundet oder bestehen lokal aus eckigen Bimsen mit zahlreichen großen Phänokristallen aus Feldspat (> 0,01 m) und untergeordnet Pyroxen und Biotit. Die Nebengesteinskomponente (< 20 %) besteht aus frischen und kontaktmetamorphen Laven.
- 2) verschweißte Ablagerungen aus schwarzen Schlacken, eingebettet in eine dunkelgraue bis schwarze Grobaschenmatrix. Der Grad der Verschweißung steigt von der Basis bis zum Top. Der Gehalt an Aschenmatrix nimmt im mittleren Teil ab und steigt im oberen wieder an. Die schwarzen Schlacken besitzen bis zu 0,3 m große gerundete Komponenten, die sehr reich an großen Feldspat- und untergeordnet Pyroxen- und Biotit-Phänokristallen sind. Dichte glasige Fragmente sind dagegen ebenso selten wie größere Nebengesteinsfragmente. Paläomagnetische Daten deuten darauf hin, dass die Abfolge unter Temperaturen von mindestens 575° C sedimentiert wurde.
- 3) eine massig bis schwach geschichtete Abfolge, die aus Bimsen, Schlacken, glasigen Fragmenten und zu etwa 30 % aus frischen bis kontaktmetamorphen Lavaklasten (in einer rötlichen Grobaschenmatrix) besteht.

- 4) eine Brekzie, die durch einen etwa 0,4 m mächtigen basalen, invers-gradierten Bereich, zahlreiche Klasten im Feinkornbereich und wenige größere Klasten gekennzeichnet ist. Die größeren Klasten, die bis zu 0,25 m Durchmesser erreichen, fehlen an der Basis gänzlich und setzen erst über dem basalen, invers gradierten Bereich ein. Der obere Bereich der Abfolge ist kreuzgeschichtet.
- 5) intensiv kreuzgeschichtete *surge*-Ablagerungen, die aus Aschen, Grobaschen und Lapilli bestehen, denen unregelmäßig Bimsfragmente zwischengeschaltet sind.
- 6) teilweise verschweißte Ablagerungen Pyroklastischer Ströme, die aus dunkelgrauen gerundeten Bimsfragmenten (Korngrößen zwischen 0,05 und 0,2 m), gestützt in einer dunkelgrauen Grobaschenmatrix, bestehen. Die Bimsfragmente sind porphyrisch mit großen Feldspat-, Pyroxen- und Biotit-Phänokristallen. Die Nebengesteinskomponente ist wie in der gesamten Abfolge sehr gering.

Im näher distalen Bereich (5 km Abstand vom Förderort) besitzt die Teilabfolge B2 eine deutlich geringere Mächtigkeit mit wesentlich kleineren Korngrößen der Partikel als im proximalen Bereich. Das Typusprofil dieser Fazies beinhaltet eine basale Sequenz aus feinen bis groben Aschen, gewellten laminierten Schichten (mit eingeschalteten Linsen aus millimetergroßen Bimsen) und Nebengesteinsfragmenten. Im mittleren Bereich besteht die Abfolge aus schlecht sortierten, komponentengestützten *fallout*-Ablagerungen, die aus angularen Bimsen und Nebengesteinsfragmenten zusammengesetzt sind. Darin sind immer wieder feinkörnige Schichten zwischengeschaltet. Am Top der Abfolge herrschen feine bis grobe Aschen vor, die denen des basalen Bereichs ähnlich sind.

Im distalen Bereich ist B2 durch eine Bims *fallout*-Ablagerung gekennzeichnet, die von massigen Aschenschichten unter- und überlagert wird. Die juvenilen Fragmente dieser Ablagerung bestehen aus angularen bis kantengerundeten, hell- bis dunkelgrauen Bimsen mit unterschiedlichem Aufschäumungsgrad. Sie besitzen hohe Gehalte an Phänokristallen aus Feldspat, Pyroxen und Biotit. Der Gehalt an Nebengesteinskomponenten (frische und hydrothermal verwitterte Laven) ist sehr gering.

Dieser stratigraphische Rahmen wird von DELLINO et al. (2001) verwendet, um die Ablagerungen der AMS Tephra (Teilabfolge B2) in verschiedene Lithofazies einzuteilen und diese verschiedenen Hypothesen von Fragmentationsszenarien zu unterziehen. Korngrößenverteilungsanalysen und Rasterelektronenmikroskopie (REM) besitzen im Feinaschenbereich wesentliche Bedeutung, um die Ablagerungen zu klassifizieren. Diese Fraktion repräsentiert (bezogen auf ihre Kornoberflächen) den größten Teil der abgelagerten Volumina. Der Teilabfolge B2 (Lithofazies 4) konnte anhand dieser Analyseverfahren von DELLINO et al. (2001) morphologische Wertigkeiten zugeordnet werden (siehe Kap. 2.1.6). Die Anwendung von multivariater Statistik beleuchtet Aspekte der Fragmentationsprozesse, die durch experimentelle Analysen nicht gänzlich geklärt werden können.

1.4.6 Astroni (AST) Tephra

1.4.6.1 Stand der Forschung

Der Astroni Vulkan drückt sich heute morphologisch durch einen gut erhaltenen Tuffring aus (Abb. 1.9), der im nordöstlichen Bereich der NGT-Caldera liegt (Abb. 1.5b). Der Vulkan ist durch seine langanhaltende vulkanische Aktivität zwischen 4,1 und 3,8 ka BP gekennzeichnet, welche die Ablagerung von einigen pyroklastischen Abfolgen (AST) und Lavadomen zur Folge hatte (ORSI et al., 1996).



Abb. 1.9: Der Astroni Tuffring, der sich morphologisch deutlich von der Umgebung abhebt. Im Hintergrund ist die Halbinsel von Baia-Miseno zu erkennen. Nach <http://www.astroni.it>

Die AST Tephra ist in der Vergangenheit bei weitem nicht so genau untersucht worden, wie andere Ablagerungen der CF (z.B. die AMS Tephra). Die Eruptionsdynamiken und die stratigraphischen, petrologischen und petrochemischen Eigenschaften der Produkte der AST Tephra sowie deren Verteilung wurden von mehreren Forschern studiert (DE LORENZO & RIVA, 1902; DE LORENZO, 1904; RITTMANN, 1950; SCHERILLO & FRANCO, 1967; DI GIROLAMO et al., 1984; ROSI & SBRANA, 1987; DI FILIPPO et al., 1991; DI VITO et al., 1999). Neuste Forschungen von ISAIA et al. (2001, pers. Mitt.) unterteilen die Ablagerungen der AST Tephra auf stratigraphischer, sedimentologischer und vulkanologischer Datenbasis in sieben explosive und zwei effusive Abfolgen. Diese neun Abfolgen werden als Einheiten bezeichnet und von 1 bis 9 durchnummeriert (Abb. 1.10). Darüber hinaus analysierten D'ANTONIO et al. (2001, pers. Mitt.) die Fragmente der AST Tephra, um Hinweise auf ihre Entstehung zu erlangen. Dabei bestimmten sie die petrographischen Eigenschaften und die chemischen Unterschiede in Pyroklastika und Laven. Die hier vorgestellte Stratigraphie und deren Eruptionsdynamiken basieren auf diesen Untersuchungen von ISAIA et al. (2001, pers. Mitt.) und D'ANTONIO et al. (2001, pers. Mitt.).

1.4.6.2 Stratigraphie

Anhand stratigraphischer Untersuchungen außerhalb der CF Caldera und an ihrem nordöstlichen Rand, konnten neun ausgeprägte Einheiten beschrieben werden (ISAIA et al., 2001, pers. Mitt.). Die meisten dieser Einheiten wurden in älteren Arbeiten über die AST

Tephra nicht als solche unterschieden. Die neun Einheiten grenzen sich über ihre lithologischen und sedimentologischen Eigenschaften sowie ihren Phänokristallgehalt voneinander ab und sind an ihrer Basis und Top jeweils von Erosionsdiskordanzen begrenzt. Die gesamte Abfolge wird von Ablagerungen der Solfatara Tephra im Liegenden und der Averno 2 Tephra im Hangenden eingeschlossen (Abb. 1.7).

Die stratigraphisch höchste Einheit besitzt ein Alter von 3,8 ka (DI VITO et al., 1999). Die nichtdatierte Solfatara Tephra wird von Einheiten der AMS Tephra mit einem Alter von 4,1 ka unterlagert (DE VITA et al., 1999). Daraus folgt, dass der AST Vulkan zwischen 4,1 und 3,8 ka BP gebildet wurde. Die Basis der AST Tephra wird nach neuestem Kenntnisstand von einer Einheit AMS SF2a unterlagert (D'ANTONIO et al., 2001, pers. Mitt.), die Ablagerungen der Zeit zwischen den AMS Eruptionen und den Solfatara Eruptionen beinhaltet. Diese gleichen granulometrisch und sedimentologisch der Einheit 1 der AST Tephra.

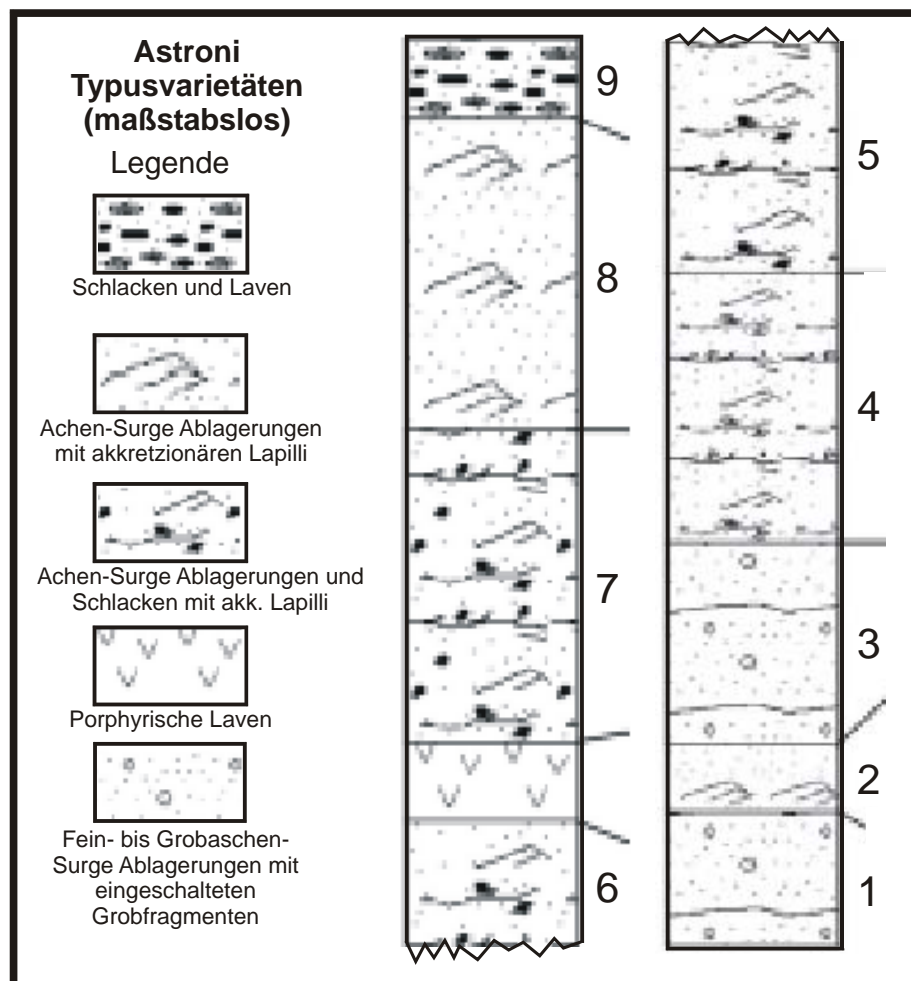


Abb. 1.10: Maßstabslose Stratigraphie der AST Tephra Typusvarietäten. Abgewandelt nach ISAIA et al. (2001, pers. Mitt.) [unveröff.].

Die Eruptionen wurden von phreatomagmatischen Explosionen mit untergeordneten magmatischen Phasen dominiert. Diese Explosionen verursachten Fein- bis Grobaschenablagerungen, die hauptsächlich durch Pyroklastische *surges* transportiert wurden. Die zwischenzeitlichen magmatischen Eruptionen produzierten strombolianische bis subplinianische *fallout*-Ablagerungen aus groben Bimsen. Die *surge*-Ablagerungen sind auf das CF Caldera Tiefland beschränkt, während die letzten drei Aschen *fallout*-Schichten in der Kampanischen Ebene bis zu 20 km entfernt vom Förderort abgelagert wurden.

1.4.6.3 Einheit 7 – Typusablagerung einer katastrophalen AST Explosion

Wie die Ablagerungen der AMS Tephra bedecken die Pyroklastika der AST Tephra (bis zu 0,1 m Aschen und Lapilli *fallout*-Ablagerungen) ein Gebiet von über 1000 km². Dieses wird heutzutage von mehr als 2 Millionen Menschen bewohnt. So betragen die größten Mächtigkeiten der basalen Grobbims *fallout*-Ablagerungen der Einheit 7 im zentralen Stadtgebiet von Neapel bis zu 0,35 m. Der Gehalt an vulkanischer Asche ist wie bei der AMS Tephra insgesamt sehr hoch. Die Einheit wird zum großen Teil aus pyroklastischen *surge*-Ablagerungen gebildet, deren Ablagerungsbereich heute dicht besiedelt ist (ALBERICO et al., 2002). Während der explosiven Phasen, welche die Einheiten 5 und 7 verursachten, entstand ein Lavadom (Caprara Lavadom). Die Einheit 7 der AST Tephra eignet sich daher ebenso wie die Abfolge B der AMS Tephra als Typusablagerung, die als beispielhaft für kommende CF Explosionen angesehen werden kann (ALBERICO et al., 2002).

Die Einheit 7 besteht aus *surge*-Ablagerungen mit grauen, angularen Fein- bis Grobaschen, die einen hohen Gehalt an akkretionären Lapilli variierender Kohäsion aufweisen. Die Ablagerung besitzt plan-parallele Sanddünenstrukturen, die basal von einer Bims-Lapilli *fallout*-Ablagerung und am Top von einer Schlackenschicht begrenzt werden. Am westlichen Kraterrand des Vulkans wurde eine maximale Mächtigkeit von 20 m gemessen. Eine wenige Zentimeter mächtige Ascheschicht wurde bis zu 20 km entfernt vom Förderort nachgewiesen. Die Aschen einer basalen *fallout*-Ablagerung, die nach Osten transportiert wurden, erreichen bei Casoria ihre minimale Mächtigkeit mit 0,04 m.

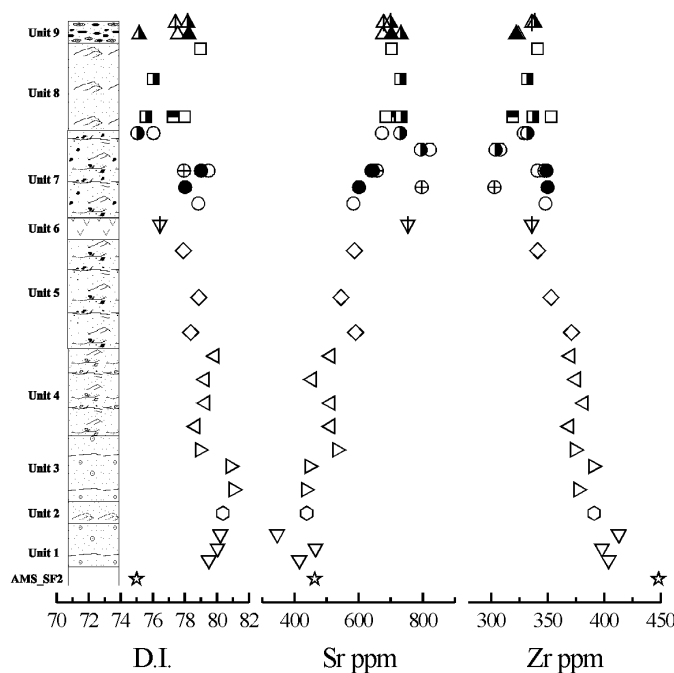


Abb. 1.11: D.I. Werte der Haupt- und Spurenelemente sowie der Gehalt an Strontium und Zirkon verschiedener Einheiten der AST Tephra. Die Unterschiede der Gehalte (in ppm) weisen auf einen Wechsel in der Eruptionsdynamik hin. Genaue Beschreibung in D'ANTONIO et al. (2001, pers. Mitt.) [unveröff.].

Nach D'ANTONIO et al. (2001, pers. Mitt.) weisen die petrologischen und petrochemischen Eigenschaften der AST Tephra Partikel auf ein trachytisches bis alkali-trachytisches Stammagma hin, dessen dominante Alkalifeldspäte und untergeordnete Plagioklase und Biotite einer teilweisen

Kristallisation unterworfen waren. Die Tatsache, dass der Ausstoß an pyroklastischen Produkten während der Ablagerung der Einheiten 1 bis 6 stufenweise nachließ, weist auf ein sukzessives Anzapfen des Schlottes hin, bis die Extrusion des Caprara Lavadomes erfolgte. Danach lebte die Aktivität mit verstärktem Ausstoß an Pyroklastika auf, deren Ablagerungen anwachsende Mächtigkeiten und deren Partikel unterschiedliche Texturen aufweisen. So wurden während der Platznahme der Einheiten 7 bis 9 Magmen mit unterschiedlichem Blasengehalt und unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung gefördert, die heute sowohl schwach grüne als auch dunkelgrüne Klinopyroxen-Phänokristalle aufweisen. D'ANTONIO et al. (2001, pers. Mitt.) führt diese petrographischen und petrochemischen Schwankungen (Abb. 1.11) auf syn-eruptive *mingling*-Prozesse zwischen Magmenvolumina, vor und während der Ablagerung der Einheit 7, zurück. Diese zeigen einen Wechsel in der Eruptionsdynamik an.

1.4.7 Das Ausgangsmaterial der GFV

In der experimentellen Vulkanologie gilt allgemein, dass Fragmentationsversuche nur dann zum *hazard management* gefährdeter Regionen beitragen, wenn ihr Ausgangsmaterial dem Stammagma der jeweiligen zu untersuchenden vulkanischen Eruption entspricht. Da aufgrund von Entgasungs- und Verwitterungsprozessen (fein aufgeschäumte und alterierte Bimse) Tephra höherviskoser Ablagerungen im allgemeinen chemisch umgewandelt ist, entsprechen lediglich ihre Bomben den chemischen und petrologischen Anforderungen (DE GENNARO, 1999). Diese stellen ballistisch gerundete Fragmente des juvenilen Magma dar (SCHMINCKE, 2000).

Die Arbeit an Material der CF wurde durch die Tatsache erschwert, dass die Typusablagerungen der AMS Tephra und AST-Tephra (Kap. 1.4.5 und 1.4.6) aufgrund ihres hohen Gehaltes an Feinaschen (DE VITA et al., 1999 und DELLINO et al., 2001) kaum aufgeschlossene Horizonte vulkanischer Bomben enthalten. Alternativ durchgeführte Aufschmelzexperimente an stark aufgeschäumtem Lockermaterial der selben Ablagerungen zeigte, dass dieses Material aufgrund seiner Entgasung und chemischen Umverteilung nicht für einen experimentellen Wiederaufschmelzprozess geeignet ist. In Zusammenarbeit mit italienischen Kollegen (Prof. Dr. Pierfrancesco Dellino, Dipartimento Geomineralogico, Università degli studi di Bari; Dr. Roberto Isaia, Osservatorio Vesuviano di Napoli) wurden zwei Entnahmestellen des Bombenmaterials lokalisiert (Abb. 1.12) und vulkanische Bomben entnommen (Abb. 1.13).

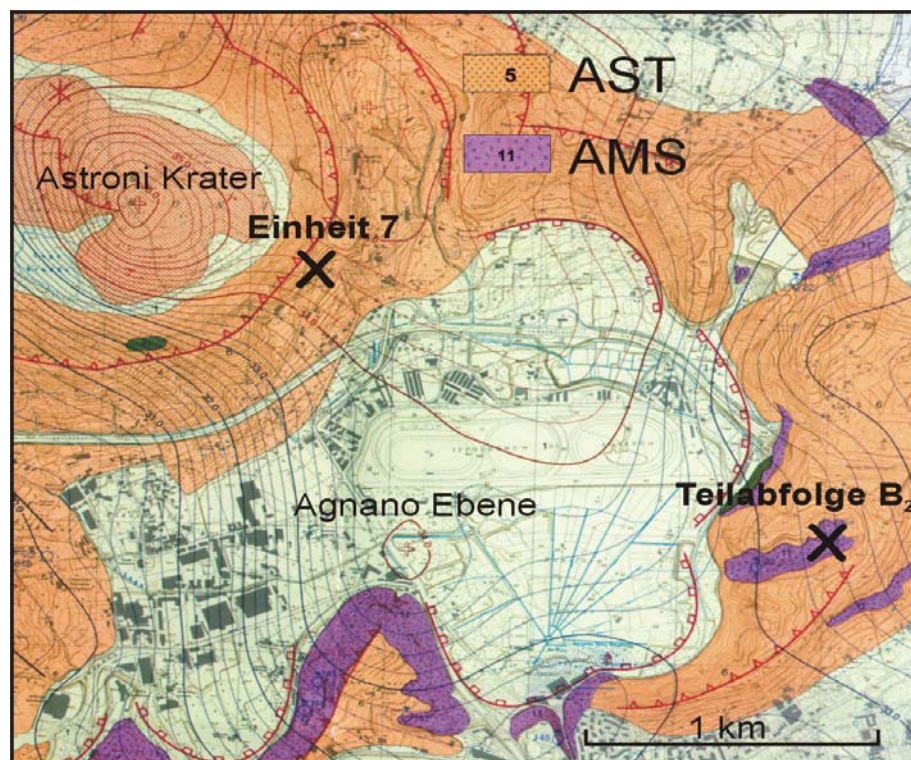


Abb. 1.12: Schematische Übersichtskarte der Probennahmestellen der vulkanischen Bomben für die AMS Tephra und die AST Tephra. Abgewandelt nach ROSI & SBRANA (1987).

Bomben der Teilabfolge B2 der AMS Tephra wurden aus einem ca. 400 m langen Profilschnitt im Vallone di Corvo (40°49'53" Länge/1°43'50" Breite), ca. 500 m SE der Agnano Pferderennbahn entnommen. Das Bombenmaterial der Einheit 7 der AST-Tephra entstammt aus einem Aufschluss direkt am Kraterrand des Astroni Tuffringes

($40^{\circ}49'35''$ Länge/ $1^{\circ}43'43''$ Breite) ca. 100 m NNE des Haupteingangs des Astroni Naturschutzgebietes (Abb. 2.29).



Abb. 1.13: Probenahme vulkanischer Bomben der AST Tephra (Einheit 7) am SE Kraterrand des Astroni Tuffringes ($40^{\circ}49'35''$ Länge/ $1^{\circ}43'43''$ Breite). Fotos RAUE (2001).

Die entnommenen vulkanischen Bomben entsprechen den ursprünglichen magmatischen Zusammensetzungen der gefördert Magmenvolumina der Teilabfolge B2 (AMS) und der Einheit 7 (AST). Diese wurden von DE VITA et al. (1999), DELLINO et al. (2001) und D'ANTONIO et al. (2001, pers. Mitt.) beschrieben (siehe Kap. 1.4.5 und 1.4.6). Qualitative makroskopische und mikroskopische Untersuchungen des Phänokristallgehalts der Bomben konnten deren Befunde bestätigen. Abbildung 1.14 zeigt die makroskopisch deutlich hervortretenden, dominanten Alkalifeldspäte und Plagioklase sowie untergeordnet Biotit- und Klinopyroxenkristalle der Bomben der (a) AMS und (b) AST Tephra. Die Oberflächen der Bomben zeigten zumeist Brotkrusten- und Blumenkohlt Texturen.

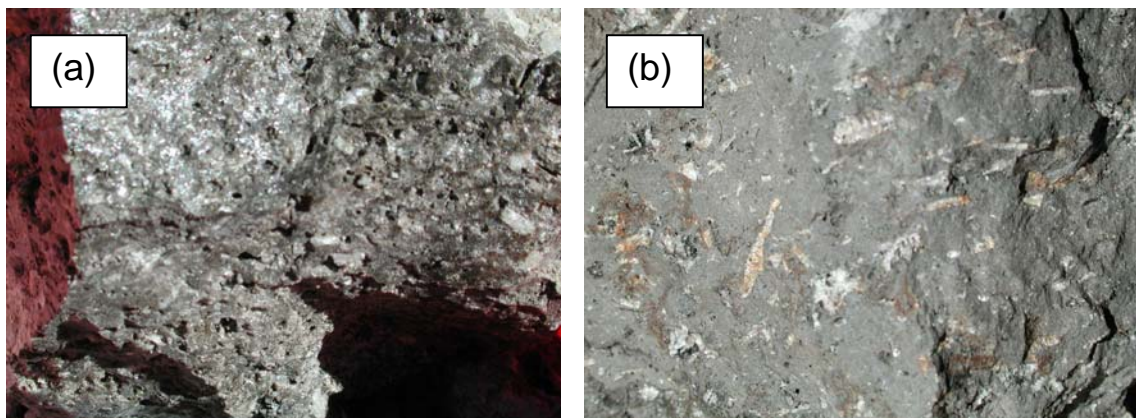


Abb. 1.14: Makroskopische Aufnahmen (Abstand ca. 0,5 m) von Bomben-Bruchflächen der AMS und AST Tephra. Besonders deutlich treten die hellen Feldspat-Phänokristalle hervor.

Im Zuge der Probenaufbereitung der Gasdruckversuche wurden die Bomben der beiden Typusablagerungen mit Hilfe eines Backenbrechers auf Sandkorngröße 0/4 granuliert, um ein exaktes Abwiegen der Probemenge (0,4 kg) zu ermöglichen. Dieses Material wird in den folgenden Kapiteln als Ausgangsgranulat bezeichnet. Erfahrungswerte von Vorversuchen (Kap. 2.1.3) zeigten, dass Granulat dieser Korngröße ein homogenes Aufschmelzen der Probemenge unterstützt. Wenn das Granulat vollständig aufgeschmolzen ist, besitzt es nach ELIAS (2002) die gewünschten amorphen Eigenschaften einer Schmelze. Die Qualität des

Aufschmelzgrades wurde nach der Durchführung der GFV durch DDM der grobfragmentierten Schmelzeanteile überprüft (Abb. 1.15).

Dabei zeigen nahezu alle mikroskopierten Bereiche der Dünnschliffe unter polarisiertem Licht die für amorphe Substanzen typische vollständige Auslöschung. Der Phänokristallgehalt beschränkt sich auf Feldspäte sowie untergeordnet Biotit- und Klinopyroxenkristalle (A_2). Der Aufschmelzgrad ist also mit der Ausgangszusammensetzung der Schmelze (d.h. der Bomben) vergleichbar. Der Mikro-Blasengehalt (im Bereich $< 10^{-4}$ m) sowie die sphärische Ausbildung der Blasen (DELLINO et al., 2001) wurde unter nicht-polarisiertem Licht überprüft (A_1). Der partielle Schmelzeanteil wurde auf 50 % geschätzt. Damit beträgt auch der Phänokristallgehalt 50 %. Bei diesem Gehalt können sich in höherviskosen Schmelzen Drücke bis zu 80 MPa aufbauen (RENNER et al., 2000).

Aufgrund von Inhomogenitäten im Bombenmaterial der AST Tephra, kam es bei einigen GFV während des Schmelzprozesses zur unvollständigen Aufschmelzung (Sinterung) der Granulatkörner im oberen Bereich (bis zu 10^{-2} m Tiefe) des Schmelzevolumens. Diese Bereiche wurden durch DDM unter nicht-polarisiertem und polarisiertem Licht identifiziert (B_{1-2}). Diese Versuche wurden von den Messreihen ausgeschlossen. Die Korngrößenverteilungen von GFV mit unvollständigen Aufschmelzgrad dienten jedoch als Eichhistogramme für die Erstellung der signifikanten Fehlerkennlinie (Kap. 2.1.5.3). Anhand dieser Qualitätssicherung konnte gewährleistet werden, dass die GFV der Messreihen einen vollständigen Aufschmelzgrad besaßen.

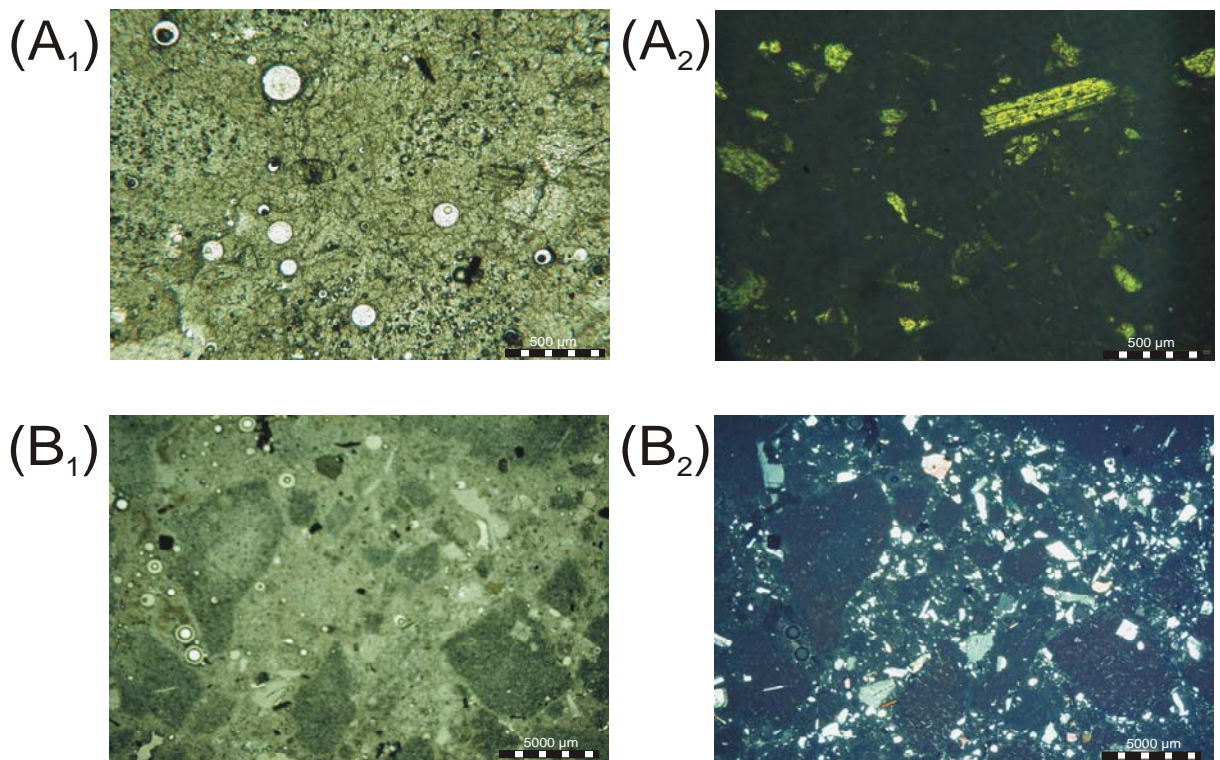


Abb. 1.15: Die Bilder der DDM zeigen jeweils einen Dünnschliff (Material AST) mit vollständigem (A) und unvollständigem Aufschmelzgrad (B) unter nicht-polarisiertem (1) und polarisiertem Licht (2). A_2 zeigt hohe Auslöschung der amorphen Bereiche sowie den Gehalt an Phänokristallen (die gelbliche Interferenzfarbe der Feldspäte rührt von einem etwas zu dicken Schliff). A_1 zeigt homogene Gestalt mit sphärischen Mikroblasen. Die dunkelgrünen Bereiche von B_1 zeigen teilaufgeschmolzene (gesinterte) Ausgangsgranulatkörner, die den Bereichen hohen Feinkristallgehalts (B_2) entsprechen. Des weiteren besitzt B_2 einen höheren Anteil an Phänokristallen als A_2 (Ausdruck von Inhomogenitäten des Bombenmaterials).

1.5 Theoretische Betrachtungen bruchhafter Deformation von Festkörpern

1.5.1 Allgemeines

Bruchhafte Fragmentationsmechanismen sind in vielen Gebieten der Geowissenschaften von entscheidender Bedeutung. Um ihre Relevanz für die vorliegende Arbeit zu verdeutlichen wird in diesem Kapitel eine interdisziplinäre Einführung in die Festkörperphysik vorgestellt. Hierzu bedarf es einiger Erklärungen und Definitionen aus der Rheologie, der Ingenieurgeologie und der Strukturgeologie. Die Ausführungen hierzu entstammen, sofern nicht gesondert angegeben, abgewandelt aus ATKINSON (1987), MEYERS & CHAWLA (1999) und ELIAS (2002).

1.5.2 Die Glasübergangstemperatur

Nichtmolekulare Substanzen gehen mit steigender Temperatur und dem Erreichen der Schmelztemperatur vom kristallinen in den flüssigen Zustand (amorphe Substanz) über. Diese Änderung des Stoffzustandes ist meist direkt sichtbar, da er von starken Änderungen der Wechselwirkungen zwischen den Molekülen stammt, die wiederum stark unterschiedliche Viskositäten der verschiedenen Stoffzustände erzeugen. Bei makromolekularen Substanzen ändern sich mit steigender Temperatur nicht nur die Wechselwirkungen zwischen ganzen Molekülen, sondern auch diejenigen einzelner Molekülsegmente der Polymerketten. Die Beweglichkeit (Relaxation) der Moleküle nimmt hierbei um mehrere Größenordnungen zu. Relaxationen sind kinetische Effekte, die entstehen, wenn Molekülteile und Moleküle anfangen sich zu bewegen. Anders als bei thermischen Umwandlungen befindet sich das System unterhalb und evtl. auch oberhalb der Relaxationstemperatur nicht im thermodynamischen Gleichgewicht.

Beim Aufheizen gehen völlig geordnete Kristalle bei ihren Schmelztemperaturen und völlig amorphe Substanzen bei ihren Glasübergangstemperaturen im Idealfall jeweils in ihre völlig ungeordneten Schmelzen über. Partiiell kristalline Polymere besitzen entsprechend sowohl Schmelz- als auch Glasktemperaturen. Wenn die Schmelzen jedoch geordnet sind, gibt es weit mehr Möglichkeiten für thermische Zustände und deren Zustandsänderungen. Mit steigender Temperatur ergibt sich die folgende allgemeine Sequenz thermischer Zustände (ELIAS, 2002; S. 448):

glasartig → kristallin → smektisch → nematisch → isotrop

Die Stabilität des amorphen Zustandes einer Verbindung wird durch die sogenannte Glasübergangstemperatur (T_g) beschrieben. Bei dieser gehen harte, glasartige Massen in weichere, gummiartige Massen über. Sie kennzeichnet den Punkt, an dem kristallines oder glasartiges (amorphes) Material zu erweichen beginnt und in eine amorphe Schmelze umwandelt wird.

Vom Gesichtspunkt der Bruchmechanik findet hier der Übergang von bruchhaftem zu hydrodynamischem Fragmentationsregime statt. Dabei tritt eine schlagartige Änderung der physikalischen Kenngrößen, wie z.B. Härte und Elastizität ein: Unterhalb der spezifischen T_g ist ein Polymer glasartig (amorph) und hart, beim Überschreiten der T_g geht es in einen weichen, amorphen Zustand über. Unterhalb der spezifischen T_g werden die Kettensegmente gegenseitig zunehmend stärker festgelegt und können bei einem Schlag nicht mehr ausweichen. Das Resultat ist ein Trennungsbruch (Sprödbbruch) der Kettensegmente der Polymerketten (Kap. 1.4.5.1).

Die Übergänge erfolgen meist in einem mehr oder weniger breiten Temperaturbereich, so dass man häufig auch vom Glasumwandlungsintervall bzw. vom Erweichungsbereich spricht. Die Glasatemperatur wird als diejenige Temperatur angesehen, bei der alle Substanzen den gleichen Anteil an freiem Volumen aufweisen. Dieses Volumen wird durch die Bewegungen der Kettensegmente der Polymerketten gegeneinander erzeugt. Die Viskositäten betragen bei diesen Umwandlungstemperaturen unabhängig von der Substanz ca. 10^{12} Pa s (CARMICHAEL, 1979; ELIAS, 2002).

Beim Abkühlen einer hochviskosen Polymerschmelze frieren an der T_g also nicht die Bewegungen ganzer Moleküle ein, sondern diejenigen von Kettensegmenten. T_g ist also umso höher, je kleiner die Kettengliederzahl zwischen den Vernetzungsstellen ist. Hochvernetzte Polymere weisen keine T_g auf. Daraus ergibt sich, dass silikatische Schmelzen allgemein als geringvernetzt zu bezeichnen sind und eine kleine Kettengliederzahl aufweisen. Die Anzahl der Kettenglieder ist von dem jeweiligen SiO_2 -Gehalt der Schmelze abhängig.

Bruchmechanisch ist die T_g (d.h. das durch T_g getrennte bruchhafte bzw. hydrodynamische Fragmentationsverhalten) abhängig von der spezifischen Schmelzetemperatur der Substanz bzw. den herrschenden Scherraten, die das System unter Spannung setzen.

1.5.3 Typen von Deformationen

Beim Deformieren von Materie gibt es zwei Grenzfälle. Typische Flüssigkeiten wie z.B. Wasser fließen unter ihrem Gewicht und verformen sich dabei irreversibel. Sie zeigen ein typisch viskoses Verhalten. Bei ideal viskosen Flüssigkeiten (Newton'schen Flüssigkeiten) ist die Schubspannung proportional der Deformationsgeschwindigkeit, nicht aber der Deformation.

Typische Festkörper wie z.B. Gestein widersetzen sich dagegen einer Deformation. Falls diese klein ist, kehren die deformierten Körper nach dem Entfernen der Last in ihre Ausgangszustände zurück. Sie verhalten sich elastisch. Bei solchen ideal-elastischen Stoffen (Hooke'sche Körper) ist die Schubspannung proportional der Deformation, nicht aber der Deformationsgeschwindigkeit (d.h. der Scherrate).

Zwischen den Extremfällen (ideal-viskoses und ideal-elastisches Verhalten) weisen Körper sowohl viskose als auch elastische Verhaltensanteile auf. So fließen geschmolzene Polymere (z.B. silikatische Schmelzen) zwar, sind aber auch gleichzeitig etwas elastisch. Amorphe und teilkristalline Polymere verhalten sich bei geringen Deformationen elastisch, sind aber bei größeren irreversibel verformbar und fließen. Polymere vereinigen also viskoses und elastisches Verhalten und werden als visko-elastisch bezeichnet. Je nach Größe, Dauer und Geschwindigkeit der Deformation sowie thermischem Zustand des Polymers beobachtet man verschiedene Verhaltensweisen.

Im hydrodynamischen Regime teilt man Nicht-Newton'sche Flüssigkeiten nach der Abhängigkeit der (scheinbaren) Viskosität η von der Schubspannung τ und der Zeit ein. Damit werden dilatante, strukturviskose, thixotrope und rheopexe Flüssigkeiten sowie ideale und pseudoplastische Bingham-Körper unterschieden. In diesem Fragmentationsregime sind Schmelzen mit erhöhten Molmassen wegen temporärer physikalischer Vernetzungen geringfügig elastisch. Beim Fließen treten elastische Schwingungen auf, die mit steigender Schergeschwindigkeit immer weniger gedämpft werden können. Dabei entsteht das Phänomen des sog. Schmelzebruchs, bei dem die Randschicht nahe der Wand bruchhaft fragmentiert (ELIAS, 2002; S. 508).

Erzielt man rein bruchhafte Fragmentation, verhält sich die Schmelze wie ein Festkörper und ist physikalisch als solcher zu betrachten. Schmelzebruch ist in diesem Regime auszuschließen, da die hohen Scherraten reines Festkörperverhalten (d.h. keinerlei plastisches Fließen) hervorrufen.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Gasdruck-Fragmentations-Versuche (GFV) erzeugen Scherraten unter denen hochviskose Geo-Materialien bei ca. 1000° C Schmelzetemperatur rein bruchhaft reagieren und somit Festkörperverhalten aufweisen.

1.5.4 Bruchmechanische Gesetzmäßigkeiten unter Festkörperverhalten

Kräfte erzeugen durch Scheren, Dehnen, Komprimieren und Stauchen einfache und durch Biegen und Torsion kompliziertere Deformationen. Die durch GFV erzeugten Deformationen sind hauptsächlich auf Dehn- und Scherkräfte zurückzuführen, welche wiederum die Hauptkräfte bei einer Biegung darstellen. Die Kräfte werden zu Vergleichszwecken meist auf die angegriffenen Flächen A bezogen.

Kräfte F pro angegriffene Fläche A heißen Spannungen σ . Gewöhnlich werden bei einer Biegung nur zwei Typen von Spannungen berücksichtigt: solche beim Dehnen und solche beim Scheren.

1.5.4.1 Dehnung

Wenn auf einen festen Körper Kräfte ausgeübt werden, überschreitet dieser mit zunehmender Kraft drei Grenzen:

- (1) Proportionalitätsgrenze: Bis zu dieser Grenze ist die Verformung linear und reversibel; es gilt das Hook'sche Gesetz.
- (2) Elastizitätsgrenze: Von (1) bis zu dieser Grenze ist die Verformung nicht mehr linear, aber immer noch reversibel.
- (3) Reißpunkt: Von (2) ab nimmt die Spannung im Material weiter zu bis es zum Bruch (Riss) kommt.

Beim Bruch eines Festkörpers ist die Schubspannung τ definiert durch

$$\tau = \frac{F}{A} \quad (1.1)$$

mit: Bruchkraft F [N]
neugebildete Oberfläche A [m²]

Der kritische Scherstress (d.h. die Fragmentationsenergie) ergibt sich über

$$\theta = \tau \cdot s \quad (1.2)$$

mit: Biegestrecke s [m]

und kann ebenfalls auf A bezogen werden und als spezifischer kritischer Scherstress ausgedrückt werden.

Dabei wird die Dehnung ε (relative Längenänderung) definiert durch:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} \quad (1.3)$$

mit: Längenänderung Δl [m]
Ausgangslänge l [m]

sowie das Elastizitätsmodul E (Konstante im Hook'schen Gesetz) durch:

$$E = \frac{\tau}{\varepsilon} = \frac{F/A}{\Delta l/l} \quad (1.4)$$

Das E -Modul gilt für nahezu alle Körper bei Druckspannung und Zugspannung. Eine Zugkraft bewirkt sowohl eine Längenzunahme und gleichzeitig eine proportionale Abnahme der Dicke (Querkontraktion).

Für Energiebetrachtungen (Energiedichten im Material mit dem Volumen V) im Proportionalitätsbereich gilt unter der Annahme:

Spannungsenergie = Deformationsarbeit

$$W = \int \tau \underbrace{Al}_{\text{Volumen: } V} \underbrace{\frac{dl}{l}}_{\text{Längenzunahme: } d\varepsilon} = V \int_0^{\varepsilon} \tau d\varepsilon \quad (1.5)$$

mit dem Hook'schen Gesetz ergibt sich über

$$W = VE \frac{\varepsilon^2}{2} \quad (1.6)$$

eine Energiedichte von:

$$\rho_{\text{elast.}} = \frac{W}{V} = E \frac{\varepsilon^2}{2} \quad (1.7)$$

1.5.4.2 Scherung

Wenn eine Kraft in Richtung der Oberfläche angreift, wird sie Scherkraft genannt. Diese Kraft bewirkt eine Verformung, die aus einem Quader ein Parallelogramm macht (Abb. 1.16).

Eine Kraft F , die tangential zu einer Fläche A wirkt (Scherkraft F_s), erzeugt eine Schubspannung, die über

$$\tau = \frac{F_s}{A} \quad (1.8)$$

definiert ist. Die Scherung γ ergibt sich aus

$$\gamma = \frac{\Delta x}{l} = \tan \Theta \quad (1.9)$$

wobei Θ der Winkel zwischen der geraden und der schiefen Seitenfläche ist.

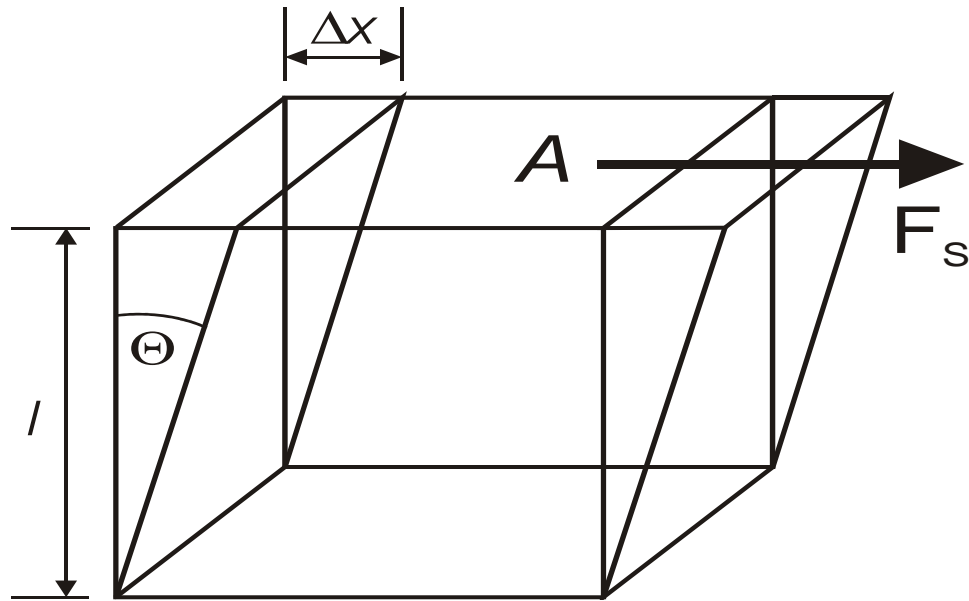


Abb. 1.16: Scherung eines würfelförmigen Körpers. Nach PRINZ (1997).

Die Proportionalität zwischen Scherspannung zur Scherung heißt Schubmodul G (Torsionsmodul) und wird über

$$G = \frac{\tau}{\gamma} = \frac{F_s/A}{\Delta x/l} = \frac{F_s/A}{\tan \Theta} \quad (1.10)$$

definiert. Bei isotropen Materialien lässt sich G über

$$G = \frac{E}{2(1 + \mu)} \quad (1.11)$$

aus E und μ berechnen.

1.5.5 Grundlagen der Bruchbildung

1.5.5.1 Allgemeine Betrachtungen

Viele Brüche von mechanisch belasteten Materialien sind auf das plötzliche, instabile Wachstum von Rissen zurückzuführen. Die Bruchmechanik setzt an dieser Stelle an, indem sie a priori einen Riss im Material annimmt. Hierdurch unterscheidet sie sich wesentlich von der klassischen Festigkeitslehre. Damit stellen Risskonzepte der heutigen Bruchmechanik eine allgemein akzeptierte und benutzte Methode innerhalb der Festkörpermechanik dar. Ein Riss kann in der Praxis bereits von Beginn an im Material vorhanden sein. Häufig entstehen Risse aber auch durch eine schwingende (dynamische) Belastung, ausgehend von mikroskopischen Inhomogenitäten im Material (Phasengrenzen, Korngrenzen, Ausscheidungen, Einschlüsse, Poren u.a.). Die Bruchmechanik wurde entwickelt, um Kriterien anzugeben, nach denen sich Risse unter der Einwirkung äußerer Kräfte aufweiten, vergrößern und schließlich zur völligen Werkstofftrennung führen.

Eine Rissausbreitung, die keine oder nur geringe plastische Verformungsanteile erkennen lässt, wird im allgemeinen als Sprödbbruch bezeichnet. Die Grundlage für eine bruchmechanische Behandlung derartiger Sprödbrüche bilden verschiedene Gleichgewichtsbetrachtungen unter der Voraussetzung linear elastischen Materialverhaltens. Als erster und wichtigster Ansatz in diese Richtung sei hier das von GRIFFITH (1920) formulierte Sprödbruchkriterium für ideal spröde Körper genannt .

Für die praktische Anwendung der bruchmechanischen Erkenntnisse existieren heute zahlreiche Normprüfungsvorschriften zur Ermittlung von bruchmechanischen Materialkennwerten.

1.5.5.2 Beschreibung der Brucharten

Im wesentlichen treten bei der Festkörperfragmentation materialunabhängig drei Arten von Brüchen auf (Abb. 1.17):

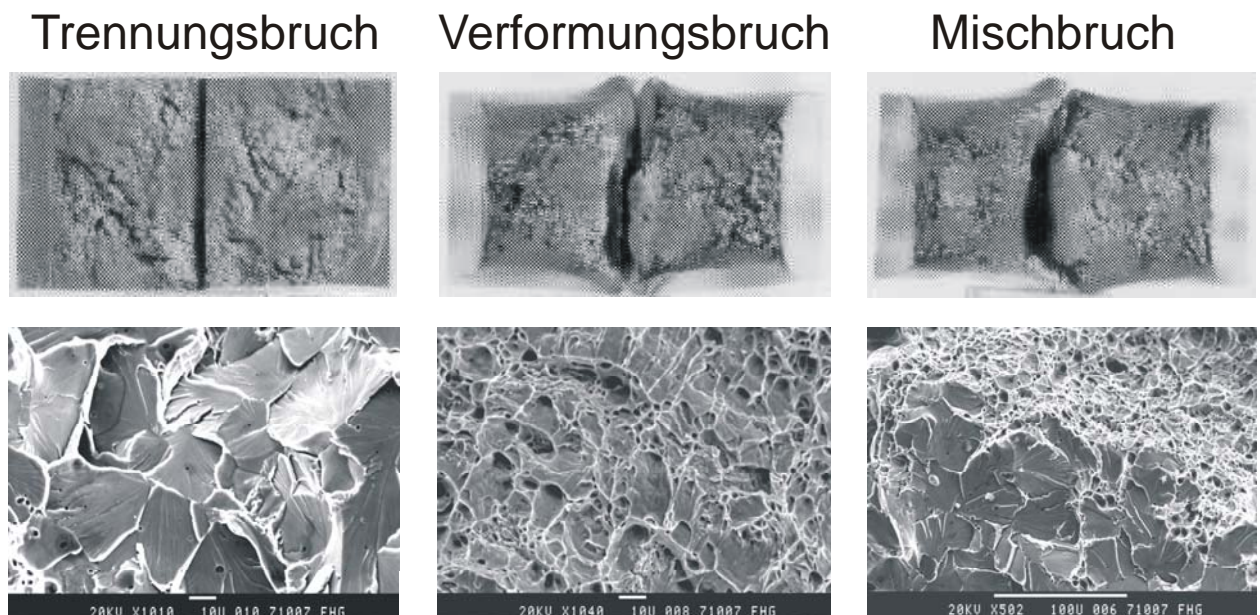


Abb. 1.17: Grundtypen von Brucharten (hier durch Kerbschlagbiegeversuch an Stahl). Die oberen Bilder zeigen von links nach rechts makroskopische Aufnahmen eines typischen Trennungsbruchs, Verformungsbruchs und Mischbruchs. Die REM-Aufnahmen zeigen die dazugehörigen Bruchoberflächen (X1010, X1040, X502). Dabei besitzen Trennbrüche allgemein glattere Bruchflächen als Verformungsbrüche (nach <http://www.imwf.uni-stuttgart.de>).

a) Trennungsbruch (auch als Sprödbbruch bezeichnet):

Unter stoßartiger Belastung und Temperatureinfluss können Geomaterialien eine unterschiedliche Neigung zum Sprödbbruch haben, der ohne vorwarnende Erscheinung plötzlich eintritt. Das heißt, ein Sprödbbruch tritt dann auf, wenn die Trennfestigkeit von der größten Schubspannung erreicht wird, ehe die Schubspannung den Gleitwiderstand überschreitet. Auch Kerben können einen Sprödbbruch hervorrufen. Sie verändern das innere Spannungssystem und behindern das Abgleiten der Atome. Die Probe bricht ohne erkennbare plastische Verformung. Die Sprödbbruchfläche verläuft durch Spaltebenen (transkristallin) und zeigt ein feinkörniges, glitzerndes Aussehen, ohne die Entwicklung einer bedeutenden Bruchtopographie (Abb. 1.17).

b) Verformungsbruch:

Er tritt bei zähen Proben auf. Diese Materialien besitzen ein feinkörniges Gefüge, dem mehr Gleitebenen zur Verfügung stehen, als Materialien, deren Kristalle komplizierte Gitter bzw. deren Polymere stark vernetzte Ketten besitzen. Vor dem Bruch verformt sich die Probe plastisch. Das heißt, sie längt sich und es tritt eine Querschnittskontraktion auf (der Querschnitt verringert sich). Dabei entstehen große Schubspannungen, die unter 45° ihr Maximum haben. Der Bruch tritt ein, wenn die Schubspannung den Gleitwiderstand überschreitet, bevor die Schubspannung die Trennfestigkeit erreicht. Aufgrund dieser Schubspannungen entstehen die sogenannten Konus- oder Kraterbrüche. Die Bruchfläche zeigt eine ausgeprägte Bruchtopographie mit einem narbigen Bruchaussehen (Abb. 1.17).

c) Mischbruch:

Bezeichnet ein Bruchverhalten, das zwischen den Extremfällen liegt (Abb. 1.17).

Nach HAUSILD et al. (2002) treten bei statischen und dynamischen Fragmentationsversuchen im Glasübergangsbereich sowohl Sprödbrüche als auch Verformungsbrüche auf.

Durch Betrachtung der Einschnürung und der Bruchoberfläche lassen sich qualitative Rückschlüsse über die Materialeigenschaften ziehen. Man unterscheidet grob zwischen Brüchen mit matten oder faserigen Bruchflächen und Brüchen mit glatten oder kristallinen Bruchflächen. Je nach Bruchart lassen sich drei verschiedene Geometrien der resultierenden Kraft-Weg-Diagramme (Spannung/Verformungs-Diagramme) unterscheiden (Abb. 1.18).

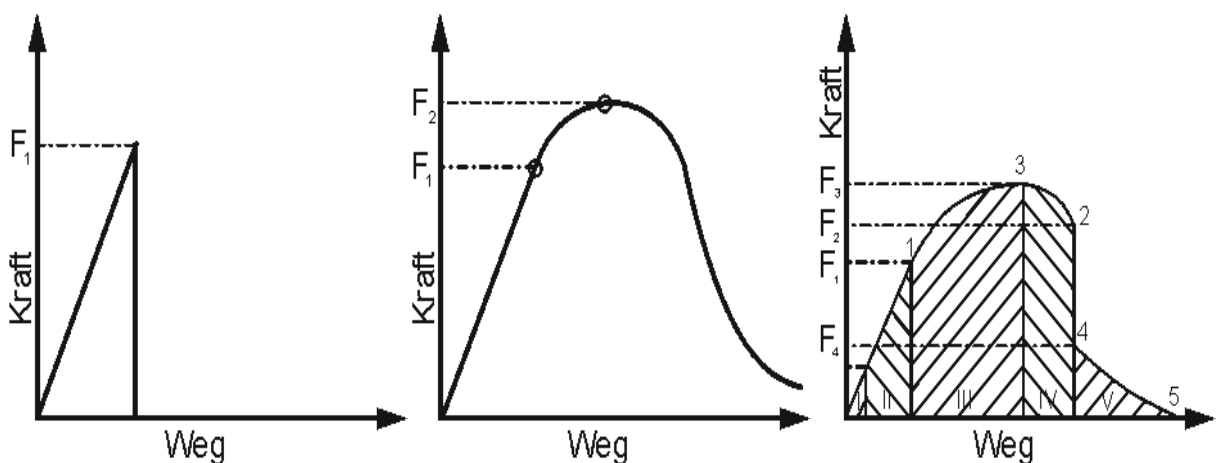


Abb. 1.18: Die drei Bilder zeigen von links nach rechts typische Kraft-Weg-Diagramme (Durchbiegung-Diagramme) für Trennungsbrüche, Verformungsbrüche und Mischbrüche. F_{1-3} beschreiben die verschiedenen Kräfte, die während der Belastung wirken (nach www.imwf.uni-stuttgart.de).

1.5.5.3 Grundlagen der Bruchausbreitung

Gesteinsmaterial stellt ein Aggregat aus vielen mechanisch gebundenen Einzelpartikeln dar. Es enthält im Normalfall zahlreiche Fehlerstellen, Porenräume und Mikrobrüche. Mikrobruchbildung beginnt bei Schwellenwerten nahe der Bruchfestigkeit oder der Fließgrenze des Gesteins, die seine Elastizität begrenzen. Volumenänderungen und Mikroseismizität zeugen von Mikrobruchbildung. Nach der Griffith-Theorie erleichtert die Spannungskonzentration in der Spitze des Mikrobruchs seine Ausbreitung, sobald ein

mikroskopisch kleiner Bruch besteht, der genau nach der Hauptspannungsrichtung σ_1 ausgerichtet ist (WEIJERMARS, 1997).

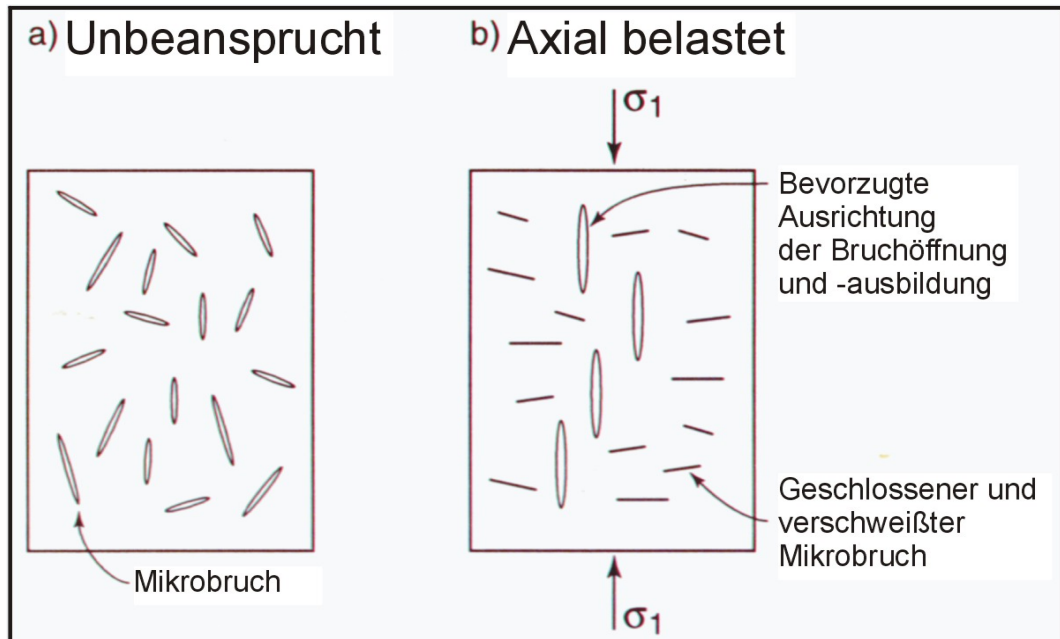


Abb. 1.19: Modell der Bruchausbildung nach GRIFFITH (1920). (a) zeigt die willkürliche Ausrichtung von Mikrobrüchen im undeforinierten Kontinuum. (b) zeigt, dass sich nur die Brüche fortsetzen, die in Richtung der Hauptspannungsachse ausgerichtet sind. Alle anderen schließen sich und verschweißen. Abgewandelt nach WEIJERMARS (1997).

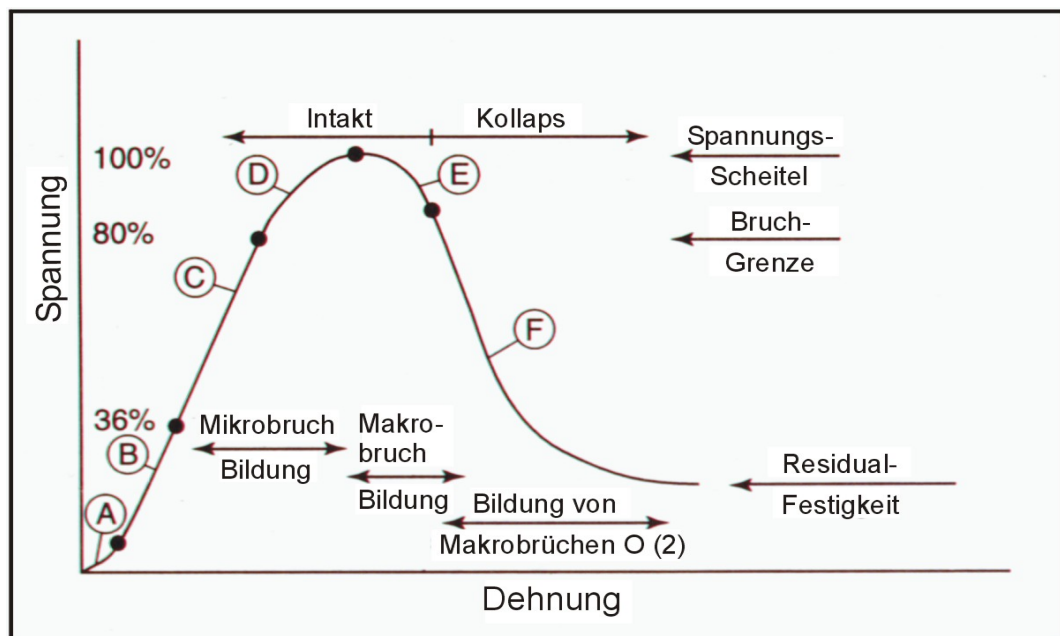


Abb. 1.20: Typische Spannungs-/Verformungskurve nach WEIJERMARS (1997). Der elastischen Verformung folgt die strukturelle Schädigung und der Kollaps des Systems (siehe auch Abb. 1.18). Für die genaue Beschreibung der Stufen siehe Text unten.

Obwohl die Brüche anfangs willkürlich ausgerichtet sind, richten sie sich nach der Griffith-Theorie in Richtung der maximalen Hauptspannung σ_1 aus, wobei sich Brüche senkrecht dazu schließen und verschweißen (Abb. 1.19). Experimente haben gezeigt, dass Mikrobrüche bei Belastungsbeginn noch nicht vollständig vorhanden sind und sich während der Belastung bilden. In Mehrstoffgemischen wie silikatischen Schmelzen werden Spannungskonzentrationen, die sich um Komponenten mit verschiedenen E-Modulen ausbreiten (Kap. 1.5.4.1) für die Ausbildung von Mikrobrüchen verantwortlich gemacht (WEIJERMARS, 1997). Diese Mikrobruchausbildung, die durch Porenräume, nicht-gekoppelte Korngrenzen und intrakristalline Schwächezonen unterstützt wird, führt zur Entstehung von Scherbahnen in Gesteinsschmelzen.

Eine typische Belastungskurve der Bruchmechanik trägt die aufgebrauchte Spannung gegen die resultierende Dehnung auf. Dabei können nach WEIJERMARS (1997) fünf Stufen unterschieden werden (Abb. 1.20):

- (A) Mikrobrüche und Porenräume, die sich in bestimmten Winkeln zur aufgebrauchten Stressrichtung befinden, schließen sich mit Einsetzen der Belastung (d.h. mit Beginn der Spannungszunahme).
- (B) Nachfolgend setzt der Bereich der elastischen Verformung ohne begleitende Mikroseismizität ein.
- (C) und (D) Die elastische Verformung nimmt weiter zu (C) und die Neubildung von Mikrobrüchen setzt begleitet von Mikroseismizität ein (D). Daraus ergibt sich eine teilweise, rückbildbare Volumenausdehnung, nachdem der Spannungsaufbau ca. 50 % des Spannungsscheitels erreicht hat (mit einem drastischen Anstieg bei 80 %).
- (E) Die Spannungs-/Verformungskurve fällt ab, sobald die Bruchgrenze der Schmelze erreicht ist. Danach setzt ein Prozess des *strain softening* ein, der auf die Vereinigung und Gablung von Mikro- und Makrobrüchen zurückgeführt wird.
- (F) Danach erreicht die Spannung einen Plateau-Wert, bei dem die vollständige Trennung der Schmelzefragmente stattgefunden hat. Diese wurde durch Mikrobruchbildung initiiert und durch Makrobruchbildung (1. und 2. Ordnung) abgeschlossen.

1.5.5.4 Dynamische Bruchbildung

Die dynamische Bruchbildung entsteht unter schwingender Beanspruchung (Druck-Zug-Wechselbeanspruchungen, Umlaufbiede- und Torsionsbeanspruchung sowie Stoßwellen). Die Ursache für die Entstehung von Ermüdungsschäden können Oberflächenfehler, Kerbwirkung oder Überlastung des Materials sein. In der Literatur (RENSHAW & SCHULSON, 2001) werden zwei verschiedene Ausbreitungsstadien der Risse unterschieden (Abb. 1.21):

Im Rissausbreitungsstadium I entstehen Mikrorisse, die zunächst oberflächennahe Bereiche des amorphen Materials mit nur geringer Geschwindigkeit (einige 10^{-8} mm/Lastwechsel), durchlaufen. Sie verlaufen in der Richtung der höchsten Schubspannung, also unter 45° zur äußeren Beanspruchung.

Die Makrorisse im Ausbreitungsstadium II verlaufen hingegen im 90° Winkel zur Hauptspannung und unter sehr viel höherer, ständig wachsender Geschwindigkeit (von $\sim 10^6$ mm/Lastwechsel bis $\sim 10^2$ mm/Lastwechsel). Ab einer bestimmten Risslänge folgt nach dem Übergang von stabilem zu instabilem Risswachstum der Restbruch.

Numerische Modelle und Simulationen dynamischer Fragmentation liefern YEW & TAYLOR (1994, Kap. 2.1.10.3), MILLER et al. (1999) und HAZZARD & YOUNG (2000).

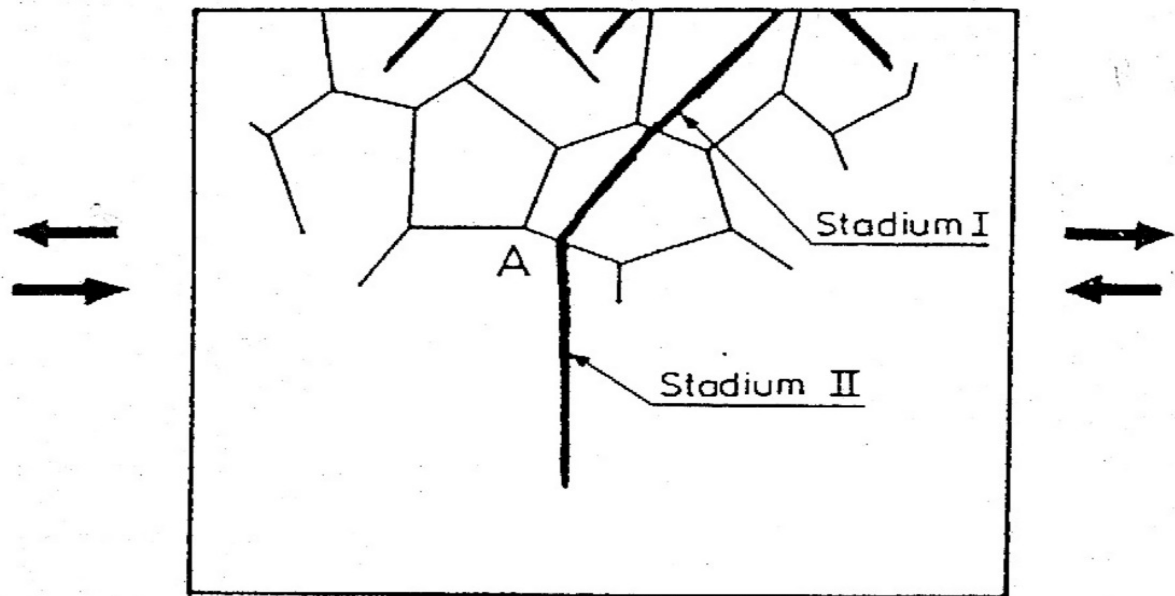


Abb. 1.21: Schematische Darstellung der Rissausbreitungsstadien (abgewandelt nach RENSHAW & SCHULSON, 2001). Im Stadium I bilden sich *primary cracks* im Winkel von 45° zur Hauptspannung. Im Stadium II bilden sich *secondary cracks* (oftmals in Form von *wing cracks*) im Winkel von 90° zur Hauptspannung. A kennzeichnet den geometrischen Grenzpunkt der beiden Stadien. Die dünnen Linien symbolisieren die Grenzen der Mineralaggregate.

2 Experimentelle Arbeiten

2.1 Der Gasdruck-Fragmentation-Versuch (GFV)

2.1.1 Ziel und Problemstellung

Das Ziel der GFV war einen Mechanismus zu schaffen, mit dem unter Laborbedingungen höherviskose Schmelzen zur Zerteilung gebracht werden können. Um die Physik dieses Mechanismus auf die Vorgänge am Vulkan übertragen zu können, mussten die generierten Partikel vergleichbar mit den natürlichen Pyroklasten sein. Ablagerungen höherviskoser Schmelzen wie die der CF-Typusablagerungen zeichnen sich hauptsächlich durch bruchhafte Partikel im Aschenbereich aus. Deshalb wurde ein Fragmentationsversuch konzipiert, bei dem genügend hohe Scherraten gefahren werden können, um Schmelze überhalb T_g bruchhaft zu fragmentieren. Physikalisch ist Gesteinsschmelze im bruchhaften Fragmentationsregime als Festkörper zu betrachten (ANGELL, 1991).

Es wurde ein Konzept verfolgt, bei dem die Schmelze in einem Probeniegel durch einen über ein Magnetventil abgegebenen plötzlichen Luftdruckstoß (bis max. 100 MPa) Kräften ausgesetzt und zur Zerteilung gebracht wird. Dieser Versuchsaufbau wurde als GFV bezeichnet (Abb. 2.1). Da der Zeitraum, in dem die Schmelze unter Spannung steht, sehr kurz ist, beschreibt die Art der Energieeinspeicherung ein Zwischenstadium aus statischer und dynamischer Belastungsweise. Es wird somit davon ausgegangen, dass der Luftdruckstoß neben Biege- und Scherkräften auch die Ausbildung von Stoßwellen verursacht. Der Luftdruckstoß ist also mit einem Hammerschlag vergleichbar (siehe auch dynamischer Schlagzertrümmerungsversuch; RAUE, 2004), der auch eine kurzzeitig bestehende Kraftrampe erzeugt, also in dem Schmelzevolumen zur Wirkung von Biege- und Scherkräften führt.



Abb. 2.1: Aufnahme des GFV-Aufbaus. Im oberen Bildbereich sind der Probeniegel und die induktive Heizung zu erkennen. Der untere Bildbereich zeigt die Gasdruckleitung und das Magnetventil, dass der Luftdruckstoß reguliert.

Durch die statische Wirkung des Luftdruckstoßes wird das Schmelzevolumen unter Spannung gesetzt, deren Abbau bruchhaft relaxiert. Die Energie pro neugebildete Bruchfläche wird als kritischer Scherstress bezeichnet. Um genügend hohe Scherspannungen auf das Material aufbringen zu können, musste das Biegemoment möglichst groß und das Flächenträgheitsmoment möglichst klein gehalten werden. Dies konnte nur durch eine große Probenquerschnittsfläche (Durchmesser des Tiegels) bei gleichbleibender Probhöhe (Schmelzestand im Tiegel) erreicht werden (siehe auch Balkengeometrie der Probekörper von statischen Biegeversuchen, Kap. 2.2.1). Damit werden automatisch erhöhte Probenvolumina ab 900 cm^3 notwendig. Ein groß gewähltes Probenvolumen birgt weiter den Vorteil, dass die langwelligen Stoßwellen in höherviskosen Schmelzen genügend große Laufdistanzen besitzen, um für Fragmentation zu sorgen. Fragmentationsereignisse durch Grenzflächenwellen, die an freien Grenzflächen von Festkörpern auftreten und eine Kombination longitudinaler und transversaler Teilchenverschiebungen darstellen, sind im Falle der GFV zu vernachlässigen.

Die GFV wurden unter Atmosphärendruck (d.h. Normbedingungen bei $20^\circ \text{ C}/980 \text{ hPa}$) durchgeführt, da die Druckabhängigkeit der Blasenbildung in höherviskosen Schmelzen aufgrund vernachlässigbarer Diffusionsraten als gering zu bezeichnen ist (NAVON et al., 1998). Diese Überlegungen werden durch die vergleichbaren Blasengehalte der natürlichen vulkanischen Bomben und des experimentell aufgeschmolzenem Materials bestätigt.

Mit Hilfe der GFV-Setup wurden Versuchsreihen unter identischen Bedingungen (100 MPa) an unterschiedlichen Ausgangsmaterialien (AMS und AST) gefahren, um deren unterschiedliche Fragmentationscharakteristika zu untersuchen. Diese Durchführungsweise der GFV wurde als materialabhängig bezeichnet. Alternativ wurden Versuchsreihen an einem Materialtypus (AST) unter verschiedenen Bedingungen (100, 75, 62,5 und 50 MPa) gefahren, um eventuelle Zusammenhänge zwischen physikalischen Parametern und Granulometrie herauszuarbeiten. Diese Durchführungsweise der GFV wurde als druckabhängig bezeichnet.

Diese Ausgangsbedingungen erschwerten die experimentelle Arbeit zur Schmelze-fragmentierung im bruchhaften Regime im Vergleich zur Arbeit im hydrodynamischen Regime (ausschließlich Fragmentierung durch Stoßwellen und Grenzflächenwellen). Die thermische Aufbereitung großer Schmelzevolumina erfordert generell einen erhöhten Zeit- und Energieaufwand sowie das Bereitstehen großer Probemengen.

2.1.2 Experimentelles GFV Setup

Aufgrund der in Kapitel 2.1.1 beschriebenen Ansprüche an den Gesamtversuch wurde der im Folgenden erläuterte Versuchsaufbau konzipiert. Hier werden hauptsächlich die nicht-handelsüblichen Apparaturen des GFV Setups vorgestellt.

Der Versuchsaufbau besteht im wesentlichen aus vier Einheiten (Abb. 2.2):

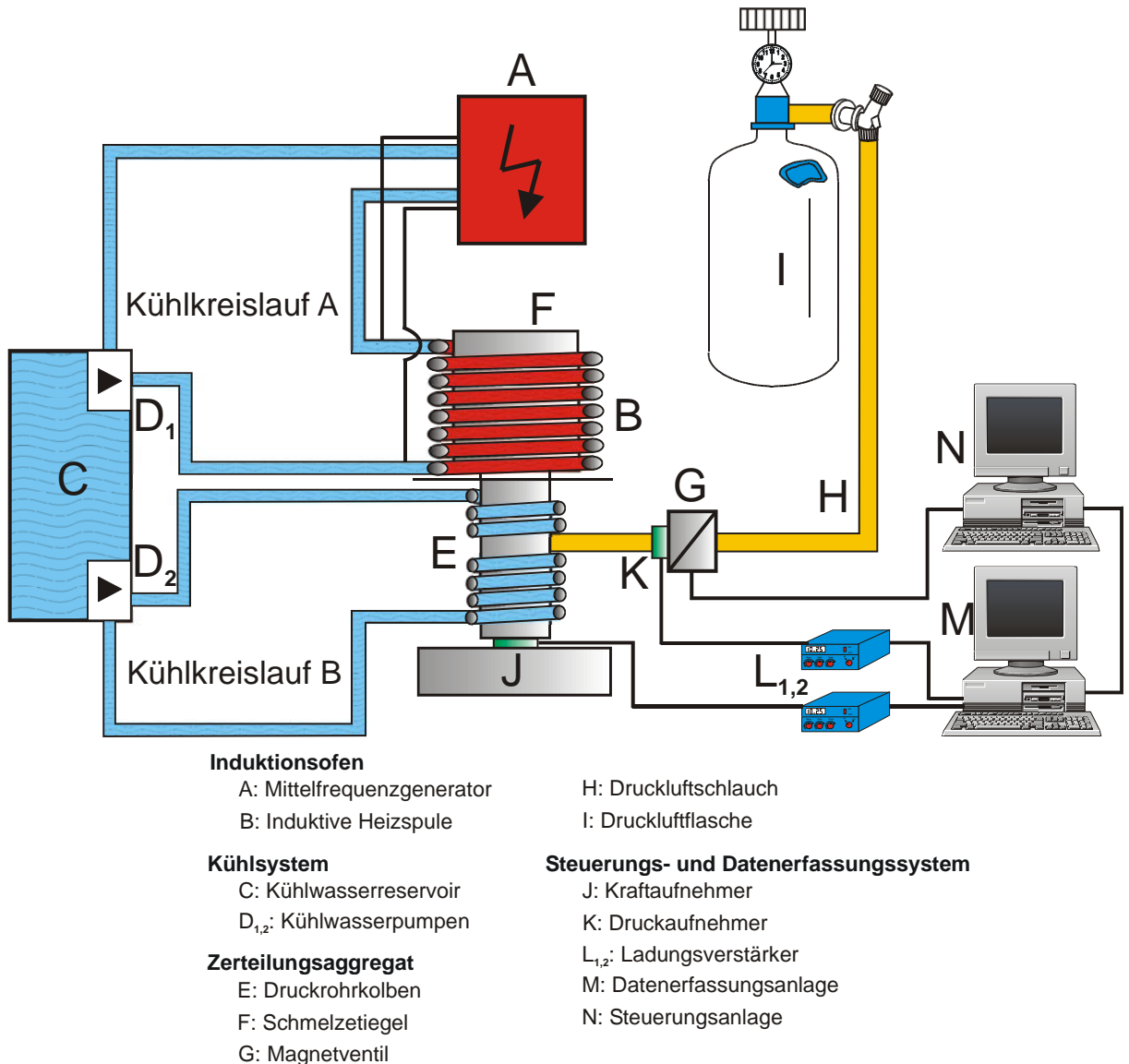


Abb. 2.2: Gesamtversuchs-Setup und Schaltplan des GFV.

Induktionsofen. Die thermische Energiequelle für den Aufschmelzprozess wird von einem computergesteuerten, wassergekühlten 100 kW Mittelfrequenzgenerator der Firma HÜTTINGER® STG 100/10 geliefert. Das Gerät arbeitet bei einer Frequenz von 200 kHz und lässt sich stufenlos auf Leistungen bis 100 kW einstellen. Die Heizleistung wird über einen Außenschwingkreis abgeglichen und auf eine Induktionsspule übertragen. Die ebenfalls wassergekühlte Kupferspule (Kühlkreislauf A) besteht aus 10 Windungen und besitzt eine effektive Spulenbreite von 10^{-2} m. Die Absorption und damit die Energieaufnahme erfolgt durch Induktion von Ringströmen im Material des Schmelzetiegels.

Kühlsystem. Ein Kühlwasserreservoir speist über zwei Pumpen zwei unterschiedliche Kühlwasserkreisläufe. Kreislauf A kühlt den Mittelfrequenzgenerator und die damit verbundene Kupferspule. Kreislauf B kühlt den Druckrohrkolben des Zerteilungsaggregates. Durch eine effektive Kühlung des Druckrohrkolbens ist gewährleistet, dass das verbindende Gewinderohr zwischen Schmelzetiegel und Druckrohrkolben thermisch nicht geschädigt wird, d.h. der Tiegel unmittelbar nach einem GFV abgenommen werden kann.

Zerteilungsaggregat. Das Zerteilungsaggregat besteht aus drei Teileinheiten (Abb. 2.3).

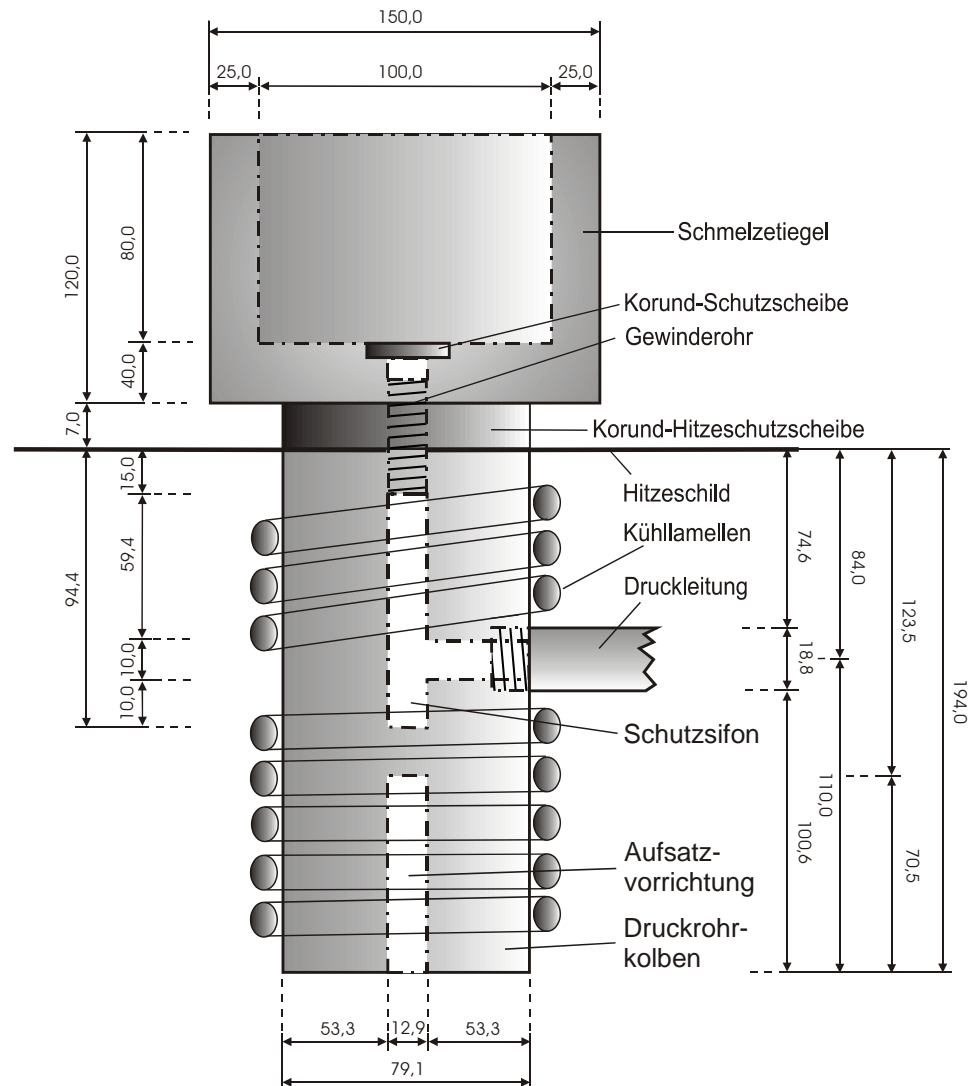


Abb. 2.3: Querschnitt durch das Zerteilungsaggregat mit Bemaßung.

1) Ein basaler, wassergekühlter Druckrohrkolben aus Chrom-Nickel-V2A-Edelstahl dient dazu, den Schmelzetiegel zu tragen und die Messaufnehmersysteme vor thermischer Überhitzung zu schützen. Der Druckstoß wird dem Schmelzetiegel durch den Druckrohrkolben zentral zugeführt. Einen Schutzsiphon am Druckrohr des Kolbens soll eine Verstopfung des Systems bei eventuellem Schmelzeinfluss verhindern.

2) Der Schmelzetiegel (bis zu 3140 cm^3 Füllvolumen) ist aus Automatendrehstahl gefertigt und besitzt mittig eine 10^{-2} m breite, runde Öffnung, die über ein Gewinderohr mit dem Druckrohrkolben verschraubt ist. Während des Aufschmelzprozesses gewährleistet eine auf

der Öffnung lose aufliegende und durch eine Aussparung fixierte Korund-Schutzscheibe (FRIATEC® Degussit Al23; $\varnothing 1,5 \cdot 10^{-2}$ m; $3 \cdot 10^{-3}$ m Dicke), dass kein Schmelzmaterial in das Druckrohrsystem laufen kann. Schmelzetiegel und Druckrohrkolben werden thermisch durch eine gelochte Korund-Hitzeschutzscheibe (FRIATEC® Degussit Al23; $\varnothing_{\text{außen}} 8 \cdot 10^{-2}$ m, $\varnothing_{\text{innen}} 1,6 \cdot 10^{-2}$ m; $7 \cdot 10^{-3}$ m Dicke) und einen Hitzeschild abgekoppelt.

Die Ausmaße des Schmelzetiegels (Teileinheit des Zerteilungsaggregat) wurden über Modellrechnungen groß genug gewählt, um der Zielsetzung und Problemstellung des Fragmentationsversuchs Rechnung zu tragen (Kap. 2.1.1). Aus Gründen der Vereinfachung wurde eine zylindrische Schmelzevolumen- und Containmentgeometrie gewählt. Frühere experimentelle Untersuchungen (FRÖHLICH et al., 1993; ZIMANOWSKI et al., 1991, 1995, 1997) konnten die Nützlichkeit dieser gewählten Geometrie bereits bestätigen.

Modellrechnungen haben ergeben, dass ab einem Geometriefaktor des Schmelzekörpers von $0,0625 \text{ 1/cm}^2$ ein genügend hohes Biegemoment wirksam wird, um das System zur bruchhaften Fragmentation zu bringen. Dies geschah unter Zuhilfenahme von Erfahrungswerten endlicher Bruchkräfte (Volumina von ca. 900 cm^3 bei $3 \cdot 10^{-2}$ m Schmelzestand im Tiegel). Die Tauglichkeit der Probekörpergeometrie konnte durch Vorversuche an höherviskosen Standardschmelzen (ca. 62 % SiO_2 -Gehalt) bestätigt werden (Kap. 2.1.3).

3) Der Druckrohrkolben ist über ein Druckrohr mit Magnetventil (MV) verbunden. Dieses wird durch einen 10 m langen Druckschlauch mit der Druckluftflasche verbunden, an welcher der gewünschte Höchstdruck eingestellt werden kann. Vor der Öffnung des MV wird der im Druckschlauch anstehende Gasdruck (bis 100 MPa) von der Flasche entkoppelt. Nach Öffnung des MV wird der treibende Gasdruck durch die Volumenerhöhung des Druckluftvolumens V (Druckschlauch + Druckrohrkolben) leicht erniedrigt. Er kann aber durch das hohe Fassungsvermögen des Druckschlauchs über die gesamte Öffnungszeit des Magnetventils (ca. 60 ms) hoch genug gehalten werden kann (Kap. 2.1.4.2).

Steuerungs- und Datenerfassungssystem. Ein zentraler Steuerungsrechner (C) kontrolliert neben dem induktiven Heizprozess die wesentlichen Versuchsabläufe des Meßsystems (Abb. 2.4). Zur Zeit t_0 startet C die digitale Datenerfassung über das Oszilloskop des Datenerfassungsrechners (DA). Die Koordination eines GFV erfolgt im wesentlichen in drei Schritten:

- 1) Nach Ablauf einer Vorlaufzeit startet C zum Zeitpunkt t_1 die Videoaufnahme des GFV durch eine NAC® Highspeed Kamera (500 Bilder/s, HK).
- 2) Zum Zeitpunkt t_2 unterschreitet die Trigger-Spannung U_T einen gewissen Schwellenwert, woraufhin der Öffnungsprozess des unter Druck stehenden MV beginnt. Gleichzeitig wird ein Trigger-Signal an DA erteilt. Nach Ablauf einer Verzögerungszeit von mehreren Millisekunden ist das MV komplett geöffnet und die Kompressionsarbeit des Druckstoßes wird in die Schmelze eingespeichert, bis die Bruchgrenze des Material erreicht ist und es bruchhaft fragmentiert.
- 3) Nach Ablauf des Trigger-Zeitraums von 60 ms wird der Schwellenwert U_T zum Zeitpunkt t_3 überschritten und ein weiteres Trigger-Signal an DA gesendet, mit dem gleichzeitigen Befehl an HK, ein visuelles Trigger-Signal zu setzen. Es ist die Aufgabe von Trigger-Signalen, unabhängig voneinander aufgezeichnete Versuchsabläufe in einen zeitlichen Kontext zu bringen.

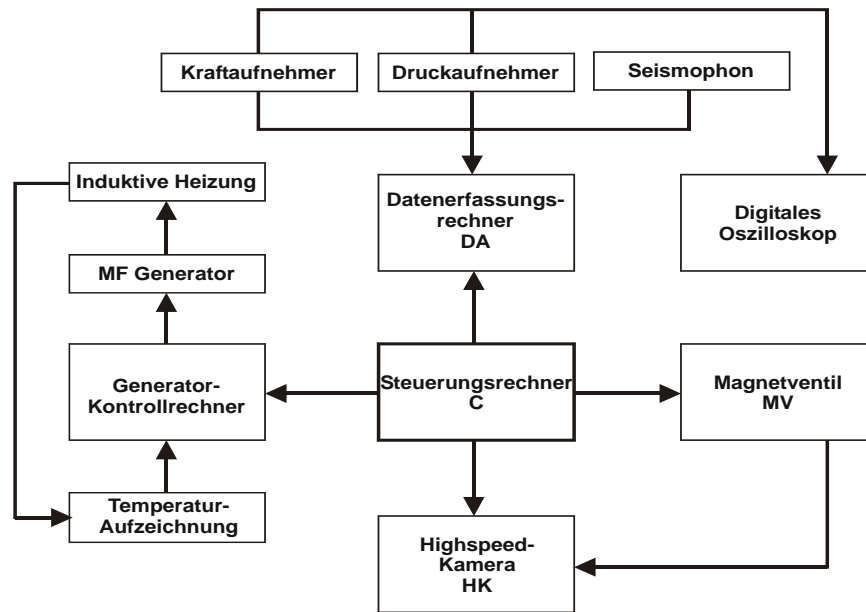


Abb. 2.4: Programmablaufplan des Versuchsablaufs und der Datenerfassung. Der Steuerungsrechner bestimmt alle Programmabläufe, Trigger-Signale und steuert die optische Überwachung sowie den induktiven Heizprozess.

Druckaufbau im System und bruchhafte Fragmentation der Schmelze finden im allgemeinen während des Trigger-Zeitraums statt und liefern verschiedene experimentelle Daten, die an DA übermittelt werden:

- 1) Die vertikale Komponente der Rückstoßkraft (sowie die energetisch darin erhaltene seismische Stoßwelle) der aus dem Tiegel ausgeworfenen Schmelze wird über einen piezo-elektrischen Kraftaufnehmer (KISTLER®, 9031A) unterhalb des Druckrohrkolbens mit einer Aufzeichnungsrate von 180 kHz gemessen.
- 2) Der treibende Gasdruck wird über einen piezo-elektrischen Druckaufnehmer (KISTLER®, 4073A100) gemessen. Beide Messaufnehmer-Signale werden über Ladungsverstärker (KISTLER®, 5006) in ihre realen physikalischen Größen und Einheiten umgewandelt.
- 3) Ein Seismophon, das in 0,4 m Entfernung von dem Zerteilungsaggregat positioniert ist, zeichnet die durch die Rückstoßkraft induzierte seismische Welle auf.

Die GFV-Parameter sind in Tabelle 2.1 dargestellt:

Parameter	Variabilität	Reproduzierbarkeit
MV Steuerung, μs	...	$\pm 0,1$
Luftdruck, MPa	0 - 100	$\pm 0,05$
Luftdrucktemperatur, K	288 – 298*	$\pm 0,5$
Schmelzevolumen, cm^3	0 - 2500	± 5
Schmelzetemperatur, K	Maximal 1700 [‡]	± 2

*für CO₂

[‡]für Automatendrehstahl-Tiegel

Tab. 2.1: Gasdruck-Fragmentation Versuchsparameter

2.1.3 Eichung des GFV Setup

Nach Aufbau des Meßsystems erfolgte die Systemeichung durch Vorversuche an einer höherviskosen phonolithischen Standardschmelze (Suc de Pertois, Französisches Zentralmassiv, SiO₂-Gehalt ca. 62 %). Die Schmelzparameter (Viskosität, Liquidus etc.) dieses Materials sind bekannt (FRÖHLICH et al., 1992) und sind denen der Typusschmelzen der CF ähnlich (DELLINO et al., 2001). Zur Zeit der Eichung des Setup waren keine quantitativen chemischen Analysen der Typusschmelzen der CF verfügbar (siehe Kap. 2.1.6.2). Bei der Eichung waren drei Faktoren zu beachten:

1) Steuerung des Aufheizprozesses

Voraussetzung für die erfolgreiche Durchführung der GFV an CF Material war, die wahrscheinlichen Eruptionstemperaturen von ca. 1000° C (DELLINO, 2000; pers. Mitt.) durch den induktiven Heizprozess relativ exakt zu treffen. Vorversuche unter verschiedenen Heizleistungen des Mittelfrequenzgenerators ergaben, dass die Standardschmelze unter einer Heizleistung von 14 kW, bei einer Heizdauer von ca. 2 h, die gewünschten Eigenschaften annimmt. Dabei wird bei hoher Viskosität (~ 10⁵ Pa s) und Temperaturen von ca. 1000° C ein im Normalfall vollständiger Aufschmelzgrad des Ausgangsgranulates (1.4.7) erreicht. Die Leistungssteigerung muss stufenweise (ab 6 kW) über eine Gesamtheizdauer von ca. 6 h erfolgen, da zu schnelle Aufheizung den Schmelzetiegel thermisch überlasten könnte.

2) Einwaagemenge der Probe unter Berücksichtigung eines optimalen Schmelzestandes im Tiegel

Die Schmelzekörpergeometrie musste derart wählen werden, dass genügend große Biegemomente entstehen würden, um bruchhafte Fragmentation zu verursachen (Kap. 2.1.1). Daher war es sinnvoll, den Schmelzekörperquerschnitt dem definierten Probekörperquerschnitt für statische Biegeversuche (Kap. 2.2.1) anzupassen. Modellrechnungen unter Zuhilfenahme des Geometriefaktors G,

$$G = \frac{l}{bh^2} \quad (2.1)$$

mit: Probekörperausmaße l, b und h [m]

aus der physikalischen Definition der Schubspannung σ_b bei statischen Biegeversuchen von

$$\sigma_b = \frac{M_b}{W_b} \quad (2.2)$$

mit: Massenträgheitsmoment M_b
Widerstandsmoment W_b

$$M_b = \frac{l}{4} \cdot F \quad (2.3) \quad \text{und} \quad W_b = \frac{bh^2}{6} \quad (2.4)$$

ergaben, dass unter gegebener (vernachlässigbar zylindrischer) Schmelzekörperform bei Schmelzehöhen von ca. 3*10⁻² m vergleichbare Geometriequerschnitte erzielt werden. Dies entspricht einer Einwaagemenge von ca. 0,4 kg bei einer geschätzten Haufwerksdichte des Ausgangsgranulats von 1700 kg/m³. Die

anschließenden Vorversuche dieser Probemengen phonolithischer Standardschmelzen konnten die Ergebnisse der Modellrechnungen bestätigen.

3) Zeitliche Abschätzung der Entwicklung eines neutralen Wärmegradients im Schmelzetiegel

Die Vorversuche wurden unmittelbar nach Abschalten der induktiven Wärmequelle durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass das Schmelzevolumen unter diesen Versuchsbedingungen als Ganzes ausgeworfen wurde und sich keinerlei Fragmentation erzeugen ließ. Der Grund für dieses Versuchsverhalten liegt in einem negativen Temperaturgradienten T_0 begründet, der an der Grenzfläche zwischen Tiegelinnenwand und Schmelze, aufgrund der dort herrschenden hohen Temperaturdifferenz T_0 (schlechte thermische Kopplung zwischen Tiegelwandung und Schmelze), einen Gleithorizont ausbildet (Abb. 2.4).

Um eine verbesserte Einkopplung des Druckstoß in die Schmelze und damit ein erhöhtes Biegemoment des Schmelzevolumens zu gewährleisten, wurden über verschiedene physikalische Betrachtungsweisen Abkühlzeiten des Systems ermittelt. Diese sind nötig, um den Temperaturgradienten T_0 zu neutralisieren (T_1) und einen besseren Kontakt zwischen Schmelzetiegel und Schmelze zu erzeugen (Abb. 2.5). Die Ergebnisse der Rechnungen sind grobe Abschätzungen und bilden den Zeitrahmen für die experimentelle Ermittlung der idealen Ankopplung von Schmelze und Tiegel (Zeitpunkt des idealen Biegemoments).

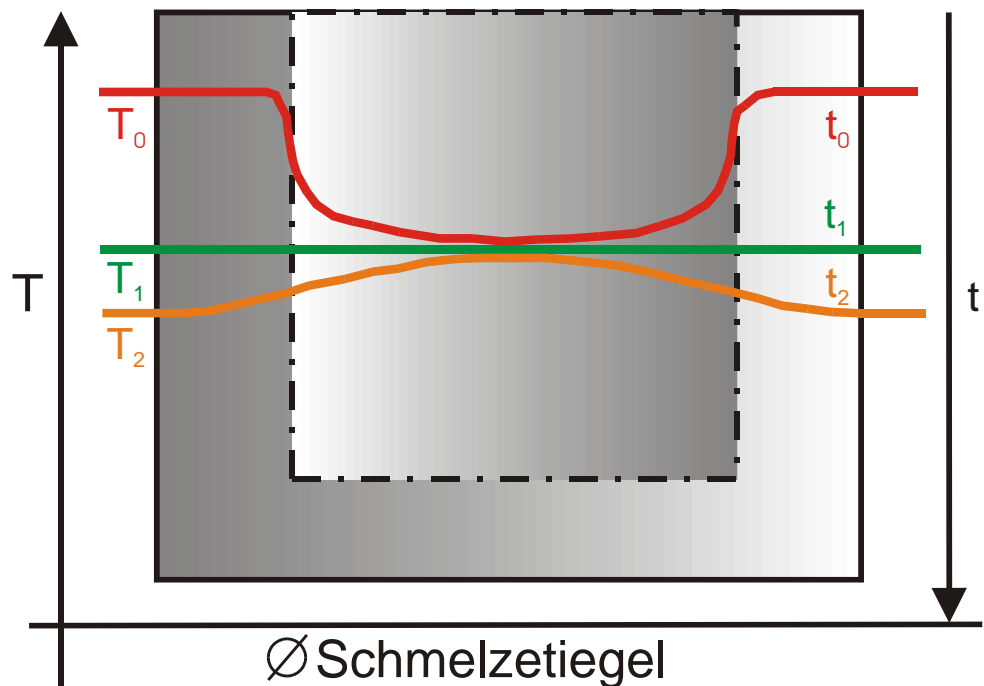


Abb. 2.5: Verlauf des Temperaturgradienten T_{0-2} innerhalb des Schmelzetiegels bei verschiedenen Abkühlzeiten t_{0-2} . Bei kurzen Abkühlzeiten unterhalb der Neutralisierungsdauer t_1 bildet sich ein scharf begrenzter, negativer Temperaturgradient. Dieser ist für einen unerwünschten Gleithorizont aufgrund schlechter thermischer Kopplung zwischen Tiegelwandung und Schmelze verantwortlich. Bei langen Abkühlzeiten überhalb von t_1 bildet sich der Gradient positiv ohne scharfen Übergang aus.

Zur Ermittlung der Wärmeaustauschdauer im Gesamtsystem wurden zwei verschiedene thermodynamische Betrachtungsweisen für den Verlauf des Temperaturgradienten herangezogen, die beide auf Wärmeübertragung basieren. Wärmeaustausch durch Wärmestrahlung konnte aufgrund seiner Ineffektivität außer acht gelassen werden.

(1) Wärmeaustausch der Wärmemenge ΔQ des Tiegels an die Umgebung über konvektive Wärmeübertragung

Dabei ergibt sich ΔQ über:

$$\Delta Q = V \cdot \rho_{\text{Stahl}} \cdot c_{\text{Stahl}} \cdot \Delta T \quad (2.5)$$

mit: Volumen des Stahltiegels V [m³]
 Rohdichte des Stahls ρ_{Stahl} [kg/m³]
 Wärmekapazität von Stahl c_{Stahl} [J/kg*K]
 Temperaturunterschied zwischen Tiegel (1400° C) und Schmelze (1000° C) ΔT [K].

Unter Berücksichtigung eines Temperaturgefälles zwischen Tiegelaußenwand und Lufttemperatur in $3 \cdot 10^{-2}$ m Abstand ergibt sich aus

$$t = \frac{\Delta Q}{\alpha \cdot (T_{\text{innen}} - T_{\text{außen}}) \cdot A_{\text{Zyl}}} \quad (2.6)$$

mit: Wärmeübergangskoeffizient α [cm²/s]
 Mantelfläche des Stahltiegels A_{Zyl} [m²]

eine Übertragungszeit t der Wärmemenge ΔQ von 585 Sekunden.

(2) Wärmeaustausch der Wärmemenge ΔQ zwischen Schmelze und Schmelzetiegel durch Wärmeübertragung innerhalb des Systems

Für diese Berechnung sind zwei unterschiedliche Abkühlintervalle des Systems zu berücksichtigen

$$(1) T_{\text{stahl}} = 1400^\circ \text{C} = 1673 \text{ K} \quad \text{und} \quad T_{\text{schmelze}} = 1000^\circ \text{C} = 1273 \text{ K}$$

$$\Delta T_1 = 400 \text{ K}$$

$$(2) T_{\text{stahl}} = 1400^\circ \text{C} = 1673 \text{ K} \quad \text{und} \quad T_{\text{außen}} = 700^\circ \text{C} = 973 \text{ K}$$

Abkühlintervall: $T_{\text{stahl}} = 1400^\circ \text{C} = 1673 \text{ K}$ bis $T_{\text{schmelze}} = 1000^\circ \text{C} = 1273 \text{ K}$

Mittlere Abkühltemperatur $T_{\text{mit}} = 1200^\circ \text{C} = 1473 \text{ K}$

$$\Delta T_2 = T_{\text{mit}} - T_{\text{außen}} = 500 \text{ K}.$$

Unter der Annahme, dass die Wärmekapazität der Schmelze gleich der Wärmekapazität von Stahl ist, ergibt sich die Proportionalität von Wärmemenge

$$\Delta Q = V \cdot \rho_{\text{Stahl}} \cdot c_{\text{Stahl}} \cdot \Delta T_1 \quad (2.7)$$

und Wärmefluss

$$\bar{Q} = \lambda \cdot \frac{A_{\text{Zyl}}}{b_{\text{Zyl}}} \cdot \Delta T_2 \cdot t \quad (2.8)$$

mit: λ_{stahl} Wärmeleitfähigkeit [W/m*K]
 b_{Zyl} Wandstärke des Stahlriegels [m].

Nach der Auflösung von 2.8 nach t ergibt sich eine Übertragungszeit der Wärmemenge ΔQ von 60 Sekunden.

Da beide Wärmeübertragungsprozesse für den Gesamtabkühlprozess des Systems von Bedeutung sind, stellen die beiden Übertragungszeiten von 60 und 585 Sekunden das Zeitfenster dar, in dem sich ein genügend hohes Biegemoment für den Fragmentationsprozess einstellt. Die genaue Neutralisierungsdauer des Temperaturgradienten wurde experimentell auf 300 Sekunden festgelegt.

4) Bestimmung der maximalen treibenden Gasdrücke

Ziel dieser Eichung war, den treibenden Gasdruck hoch genug zu bemessen, um rein bruchhafte Fragmentation der Schmelze zu erzielen. Jedoch musste der treibende Gasdruck gleichzeitig so niedrig gewählt werden, dass sich Druckaufbautrampen und damit Speicherzeit der Fragmentationsenergie in die Schmelze einstellen. Dabei müssen die gemessenen Druckverläufe (vergleichbar mit Kraframpen) einen bruchmechanisch „klassischen“ Verlauf (Kap. 1.5.5.2) zeigen.

Die Vorversuche zeigten, dass Schmelzen dieser gewählten Zusammensetzung unter treibenden Gasdrücken zwischen 50 und 100 MPa sinnvolle bruchmechanische Spannung/Verformungskurven liefern.

2.1.4 Messungen und optische Analyse

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen und Analysen während eines GFV wurden mit beispielhaften Graphen und HK Bildern verschiedener GFV veranschaulicht. Die GFV Messreihen unter verschiedenen Druckstufen werden im Nachfolgenden als GFV100/75/62,5/50 bezeichnet.

2.1.4.1 Trigger-Zeit Verlauf

Als Triggerzeitraum (60 ms) wird derjenige Zeitraum bezeichnet, in dem die Trigger-Spannung U_T zur Steuerung des MV einen Schwellenwert unterschreitet. Der wahre Öffnungszeitraums des Magnetventils ist aufgrund von Verzögerungszeiten kürzer (ca. 50 ms). Dies wird auch am zeitlich verzögerten Einsatz des Druckanstiegs deutlich. Die Triggerspannung wird über den gesamten Versuchsablauf am Datenerfassungsrechner aufgezeichnet (Abb. 2.6).

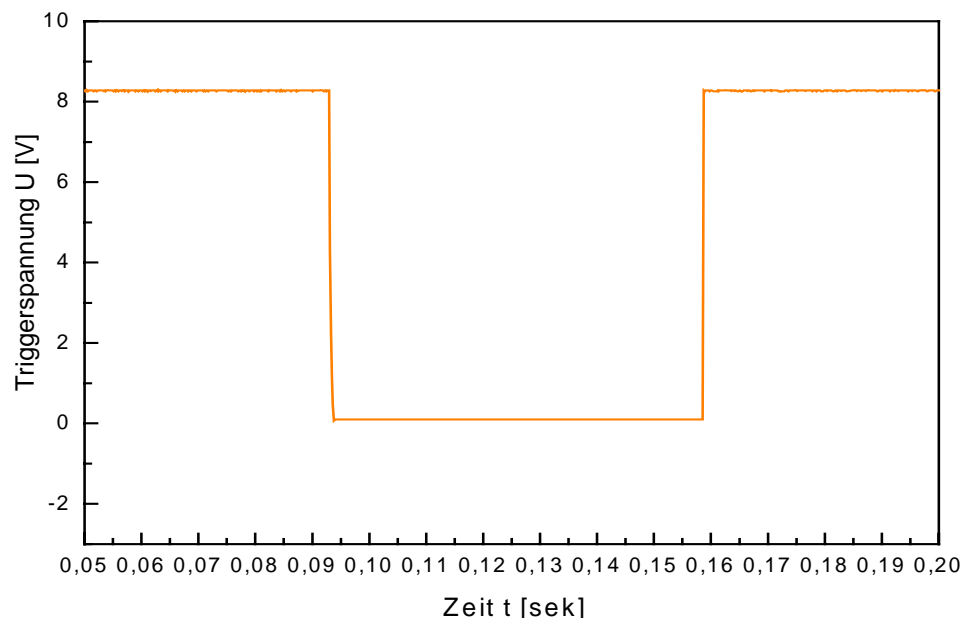


Abb. 2.6: Darstellung einer gemessenen Triggerfrequenz (GFV100).

Neben der Steuerung des MV besitzt die Triggerfrequenz die wichtige Aufgabe, die optischen Highspeed-Kamera Analysen (HKA) zeitlich in das Versuchsgeschehen zu integrieren (Kap. 2.1.4.5).

2.1.4.2 Gasdruck-Zeit Verlauf

Der vor der Öffnung des MV anstehende Druck wird an der Druckluftflasche individuell eingestellt. Dadurch kann das Schmelzverhalten unter Wirkung von verschiedenen treibenden Gasdrücken (d.h. Schubspannungen) getestet werden, um „milde und heftige“ Eruptionen zu simulieren.

Ein Druckaufnehmer misst nach Öffnung des MV den Gasdruck-Zeit Verlauf in Skaleneinheiten, die über die jeweilige Voreinstellung des Ladungsverstärkers in ihre physikalische Einheiten (hier: hPa und sek) umgerechnet werden (Abb. 2.7).

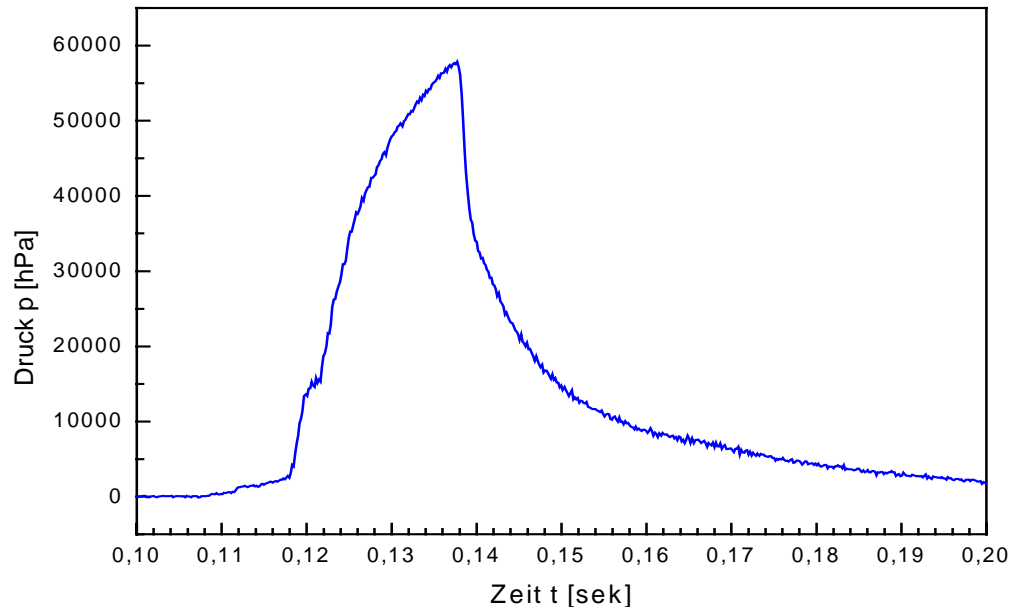


Abb. 2.7: Darstellung eines gemessenen Gasdruck-Zeit Verlaufs (GFV100). Dieser ist im geschlossenen System mit Kraftrampen der klassischen Bruchmechanik zu vergleichen (Abb. 1.20).

Der gemessene, maximal treibende Gasdruck eines GFV lässt sich als Gesamtenergie ausdrücken, die während der Öffnungszeit des MV in das System eingespeichert wird. Diese Energie wird physikalisch als Kompressionsarbeit W bezeichnet. Die Gesamtenergie E_{ges} ermittelt sich folglich aus

$$W = \Delta p \cdot V \quad (2.9)$$

mit: maximaler Gasdruck Δp [Pa]
Druckluftvolumen V [m³].

Die Abrisskante der Druckkurve spiegelt die Öffnung (d.h. das Kollabieren) des Systems wieder und fällt zeitlich mit dem Maximum des gemessenen Rückstoßkraft-Verlauf zusammen (Abb. 2.13). Der Zeitraum nach der Systemöffnung wird im nachfolgenden als Druckabfall-Bereich definiert.

Systematische (scheinbare) Druckverluste, die auf Relaxationen des piezoelektrischen Meßsystems zurückzuführen sind, können anhand von Gasdruck-Zeit-Gangkurven (d.h. dem Gasdruck-Zeit Verlauf im geschlossenen System) aufgezeigt werden (Abb. 2.8). Solange das System geschlossen ist können keine tatsächlichen Druckverluste auftreten. Diese scheinbaren Druckverluste können als über Gasdruck-Zeitgang Kurven (im geschlossenen System; Abb. 2.10) des piezoelektrischen Messaufnehmersystems gangkorrigiert werden.

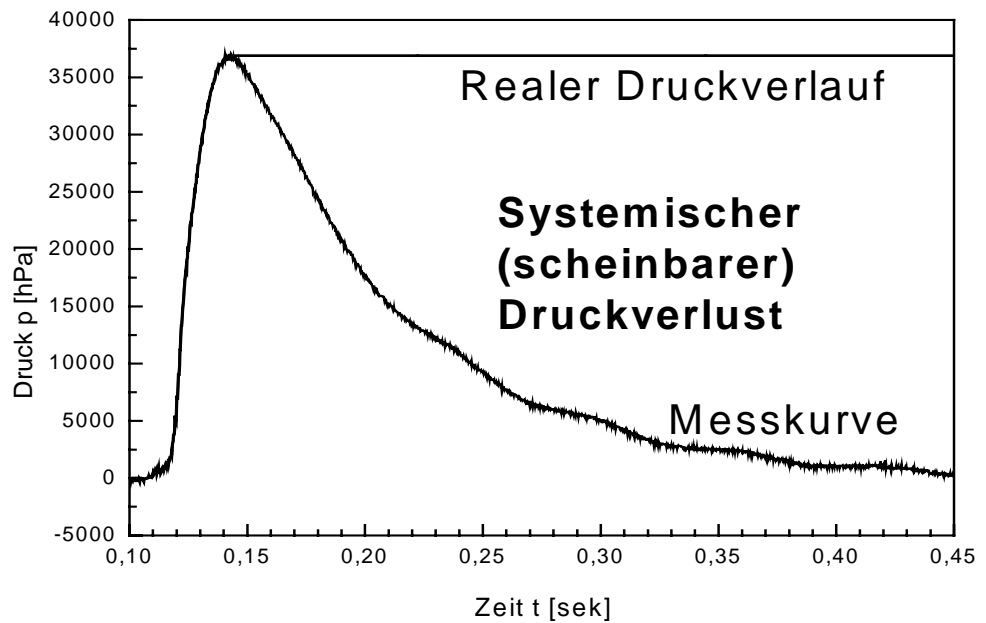


Abb. 2.8: Darstellung des realen Druckverlaufs und der Messkurve im geschlossenen System ohne Fragmentation (hier im Fall eines GFV50). Der scheinbare Druckverlust ist auf Relaxationen des piezo-elektrischen Messsystems zurückzuführen.

Die Maxima der jeweiligen Gasdruck-Zeit-Gangkurven (d.h. die maximal treibenden Gasdrücke an der Schmelze) liegen in allen Druckstufen um den Faktor 0,68 (32 %) niedriger, als die am Magnetventil anstehenden Drücke (Abb. 2.9).

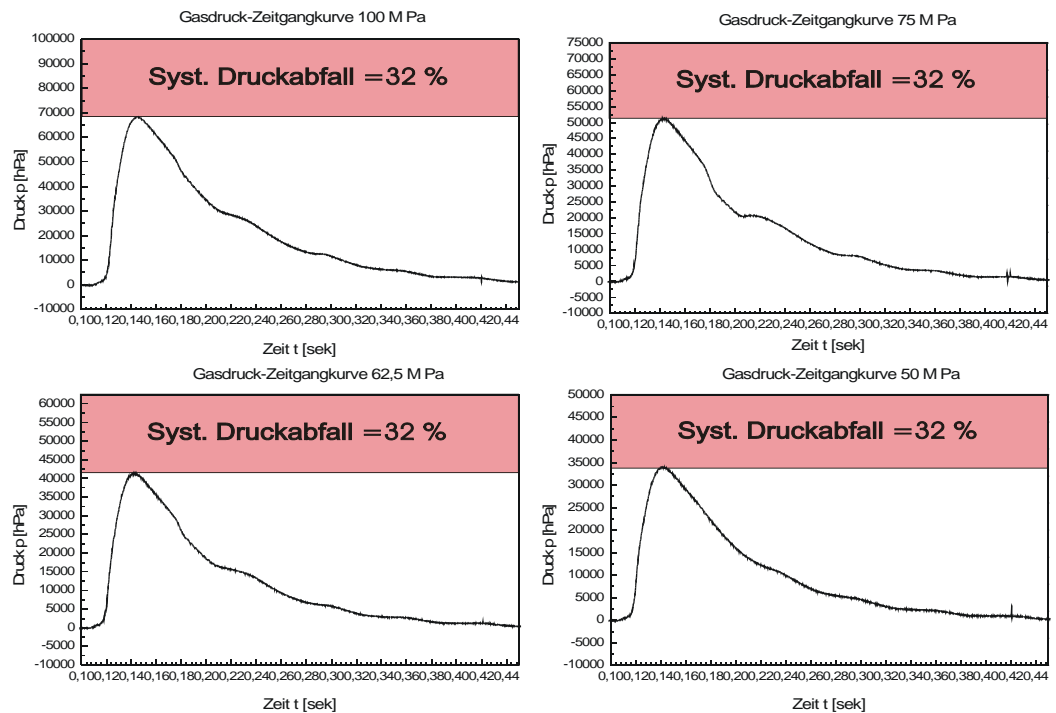


Abb. 2.9: Darstellung der Gasdruck-Zeit-Gangkurven aller vier Druckstufen (GFV100/75/62,5/50). Dabei wird deutlich, dass der systematische Druckabfall in allen vier Fällen 32 % beträgt.

Nach der allgemeinen Gasdruckgleichung

$$p \cdot V = R \cdot T \quad (2.10)$$

folgt, dass sich der systematische Druckabfall von 32 % direkt proportional zum erhöhten Druckluftvolumen verhält. Die Druckluftvolumenvergrößerung zwischen Schmelze und Druckluftflasche, die durch die Öffnung des MV und das zusätzliche zu komprimierende Volumen des Druckrohrs entsteht, beträgt folglich 32 % (Abb. 2.9).

Mit Hilfe der Gasdruck-Zeit-Gangkurven können gemessene Gasdruck-Zeit Verläufe zwischen Druckmaximum und Systemöffnung (d.h. Kollaps des Systems) gangkorrigiert werden (Abb. 2.10).

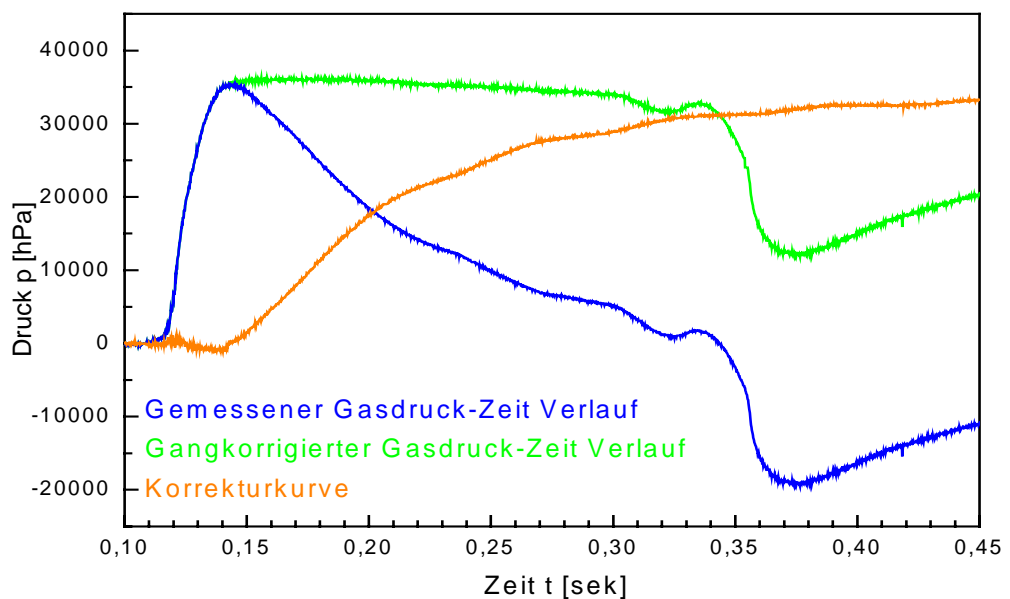


Abb. 2.10: Darstellung eines gangkorrigierten Gasdruck-Zeit Verlaufs (GFV50). Die dazu benötigte Korrekturkurve entsteht durch die Subtraktion der Einzel-Messwerte des realen und des idealen Druckverlaufs (Abb. 2.8).

Diese Korrektur betrifft jedoch nur Gasdruck-Zeit Verläufe bei denen der treibende Gasdruck über lange Zeit (mind. 50 ms) in das System eingespeichert wird. Dies bedeutet, dass die Systemöffnung des GFV nach dem Erreichen des Druckmaximum der Gasdruck-Zeitgang Kurve erfolgt und systemische Druckverluste relevant werden, die im Druckverlust-Bereich liegen (Abb. 2.11).

Die Grenze zwischen Druckaufbau- und Druckverlust-Bereich wird über die Gangkurve definiert. Im Gegensatz dazu wird die Grenze zwischen Druckverlust- und Druckabfall-Bereich über den jeweilige Gasdruck-Zeit Verlauf definiert.

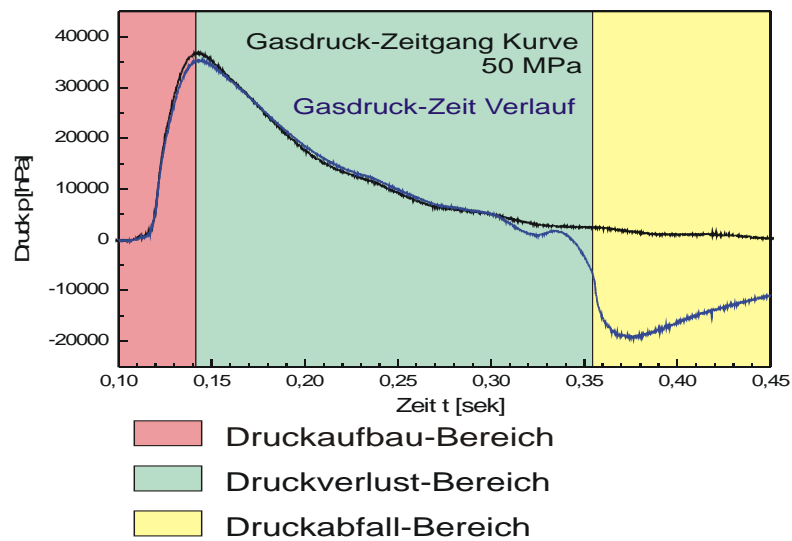


Abb. 2.11: Gliederung eines GFV in verschiedene Druckbereiche (GFV50). Gangkorrekturen sind nur bei GFV vorzunehmen, die einen Druckverlustbereich besitzen.

Druckkorrekturen im Druckabfall-Bereich sind unzulässig, da das System hier bereits geöffnet ist und physikalisch nicht mit dem geschlossenen System der jeweiligen Gasdruck-Zeit Gangkurve verglichen werden darf. Der Gradient des Druckabfalls der gangkorrigierten Kurve wird jedoch dem der gemessenen Kurve angeglichen. Gangkorrekturen werden also immer bis zur Öffnung des Systems vorgenommen (Abb. 2.10).

GFV höherer treibender Gasdrücke (100 und 75 MPa), deren Druckmaxima vor denen der Gasdruck-Zeit Gangkurven liegen, sind von der Gangkorrektur ausgeschlossen (Abb. 2.12).

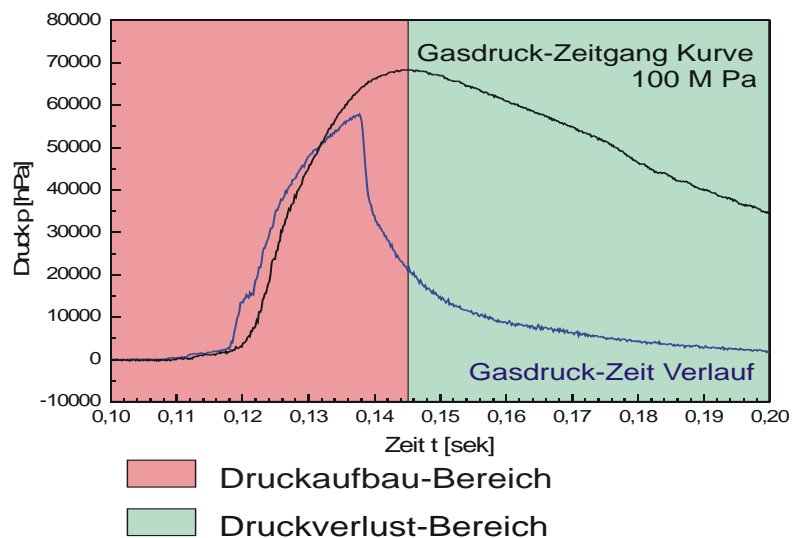


Abb. 2.12: Darstellung der Druckbereiche eines GFV100. Dabei wird deutlich, dass das Maximum des Gasdruck-Zeit Verlaufs früher als das der Gasdruck-Zeit Gangkurve erreicht wird. Das heißt, dass sich die Grenzen der Bereiche überschneiden. Versuche dieses Typus benötigen keine Gangkorrektur des Gasdruck-Zeit Verlaufs.

2.1.4.3 Rückstoßkraft-Zeit Verlauf

Der Rückstoßkraft-Zeit Verlauf wird von einem Kraftaufnehmer unterhalb des Druckrohrkolbens in Skalenteilen aufgezeichnet und über die jeweilige Voreinstellung des Ladungsverstärkers in seine physikalische Einheiten (hier: N und sek) umgerechnet (Abb. 2.13).

Der Zeitpunkt des Rückstoßkraftmaximum bestimmt, wann sich die Schmelze oder Teile der Schmelze in grobfragmentiertem Zustand befinden bzw. sich im Schmelzetiegel in Bewegung setzen können (d.h. Öffnung bzw. Kollaps des Systems). Dieser Zeitpunkt entspricht dem der Abrisskante der Druckkurve und bildet fragmentationsenergetisch den Endpunkt eines GFV.

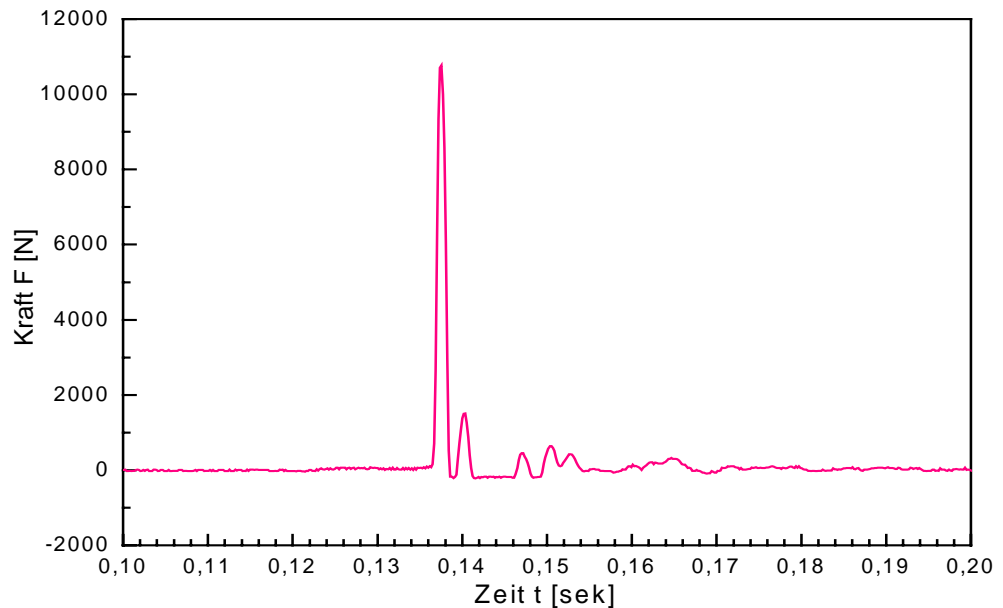


Abb. 2.13: Darstellung des Rückstoßkraft-Zeit Verlaufs (GFV100). Dessen Integral bestimmt die Größe der, bei dem jeweiligen GFV aufgewendeten, kinetischen und seismischen Energie ($\Sigma E_{\text{kin,seis}}$).

Die Summe aus kinetischer (sich in Bewegung setzende Schmelze) und seismischer Energie (im Untergrund fortlaufende Stoßwelle) wird durch die Integration der Rückstoßkraft $F_{\text{Rück}}$ ausgedrückt.

Der Impuls p ergibt sich über die Integration des gemessenen Rückstoßkraftsignals (Abb. 2.14) über die Formel

$$p = \int_{t_0}^{t_1} F dx \quad (2.11)$$

mit: Ende des Rückstoßkraftsignals t_1
Beginn des Rückstoßkraftsignals t_0 .

Der Impuls kann über die Impuls-Energie Beziehung

$$E = \frac{p^2}{2m} \quad (2.12)$$

mit: Masse der Schmelze m [kg]

als Energiesumme $\Sigma E_{\text{kin,seis}}$ ausgedrückt werden.

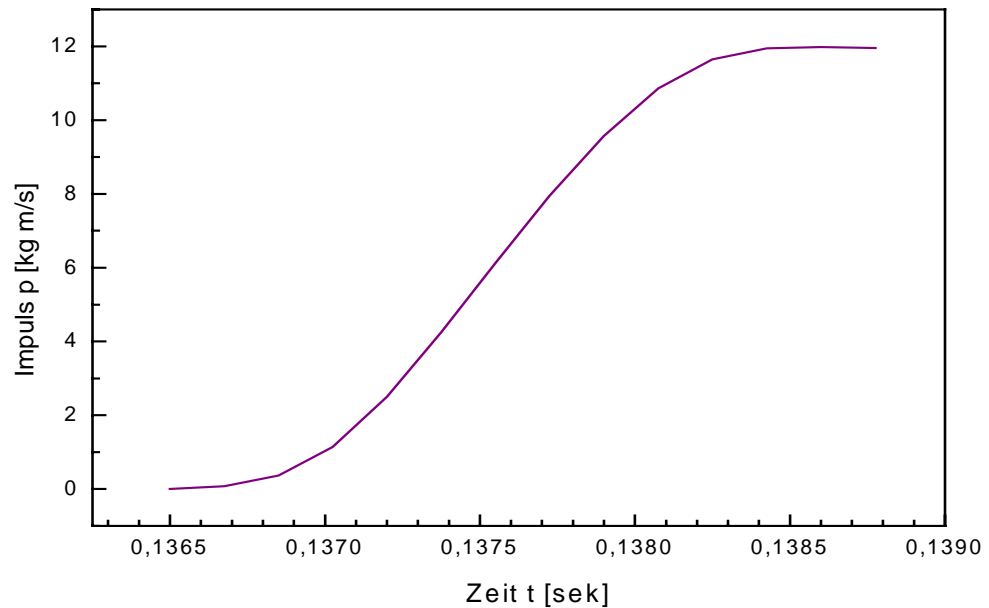


Abb. 2.14: Darstellung eines Impuls-Zeit Verlaufs (GFV100). Dieser Verlauf ergibt sich aus der Integration des Rückstoßkraft-Zeit Verlaufs. Der Zahlenwert des Impuls wird durch den Scheitel des Impuls-Zeit Verlaufs ausgedrückt.

Die Auswurfgeschwindigkeit v der Schmelze wird über

$$v = \frac{p}{m} \quad (2.13)$$

berechnet. Die Messung der Auswurfgeschwindigkeiten über die optische Highspeed Kamera Analysen (HKA, Kap. 2.1.4.5) dient dazu, die Berechnung der Auswurfgeschwindigkeiten zu überprüfen.

2.1.4.4 Seismik

Die über die Rückstoßkraft induzierte seismische Welle wird durch ein in 0,4 m Entfernung von dem Zerteilungsaggregat positioniertem Seismophon als Spannung U in [V] aufgezeichnet (Abb. 2.15).

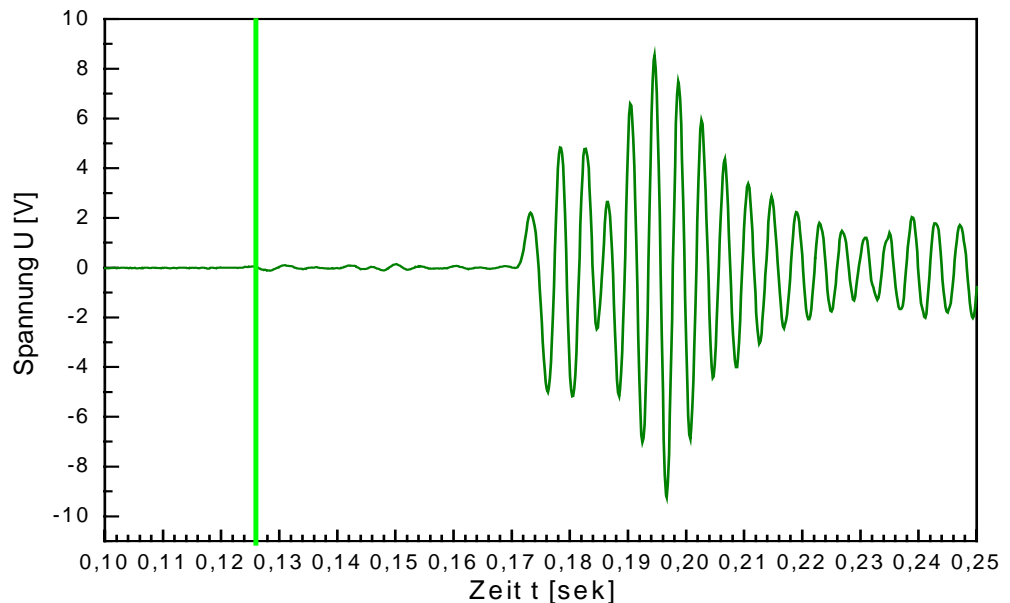


Abb. 2.15: Darstellung der seismischen Welle (GFV100), die durch die Rückstoßkraft der sich in Bewegung setzenden Schmelze induziert wird. Die grüne Linie kennzeichnet den Einsatz der Mikroseismizität, die durch initiale Mikrobrüche in der Schmelze hervorgerufen wird.

Die Messungen liefern Kontrolldaten über den zeitlichen Einsatz der Mikroseismizität und die Amplitude der Rückstoßkraft.

2.1.4.5 Highspeed-Kamera Analyse (HKA)

Anhand der optischen Auswertung der HKA eines GFV können detaillierte Aussagen über den Fragmentationsablauf des jeweiligen Experiments gewonnen werden. Die im Abstand von $2 \cdot 10^{-3}$ Sekunden aufgenommenen Bilder (NAC® Highspeed Kamera) werden digitalisiert und mit Hilfe der Triggersignale mit dem Gasdruck-Zeit und Rückstoßkraft-Zeit Verlauf synchronisiert (Abb. 2.16). Dabei entspricht die Triggernullflanke dem Einsatz des HK Millisekunden-Zählwerks.

Durch die HKA können jedem GFV sog. Fragmentationszeiträume zugeordnet werden. Ein Fragmentationszeitraum definiert sich durch den zeitlichen Ersteinsatz optisch auswertbarer Fragmentation (t_0) und dem Abreißen der Gasdruckkurve, bzw. dem mittleren Rückstoßkraftanstieg, der optisch mit dem Auswurf der grobfragmentierten Schmelzeanteile (Kollaps des Systems, t_1) korrespondiert. Der Fragmentationszeitraum ist somit derjenige Zeitraum, in dem die Schmelze durch treibenden Gasdruck unter Spannung gesetzt wird, bis sich das System durch Kollaps öffnet. Während dieser zeitlichen Stresseinwirkung sorgt Mikrobruchbildung an der Schmelzeoberfläche (Kap. 1.5.5.4, Abb. 1.21) für die Ausbildung von feinfragmentierten Partikeln, deren Gehalt (d.h. deren neugebildete Oberfläche) maßgeblich in die Energiebilanz eines GFV eingeht. Die Schmelzeoberfläche über dem treibendem Medium ist nach BUISSON & MERLE (2002) die Zone der größten Scherspannung. Dies entspricht der Zone der höchsten Beanspruchung kubischer Probekörper unter statischer (LIU & TANIMURA, 1997) und dynamischer Belastung (FREY et al., 1995).

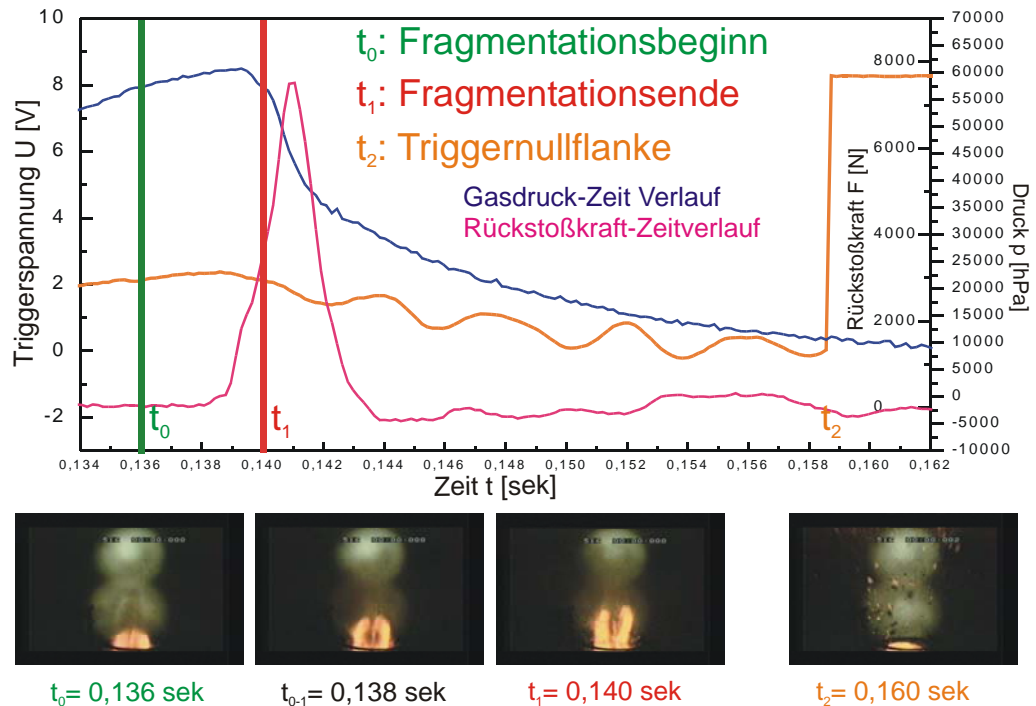


Abb. 2.16: Darstellung der zeitlichen Synchronisation der physikalischen Messungen und der HKA (GFV100, Material AST). Dabei kennzeichnet t_2 die Triggernullflanke, die mit dem Einsatz des HK-Millisekunden-Zählwerks gekoppelt ist. Damit ist jedes einzelne HK-Bild einer Zeit t_x zuzuordnen (z.B. t_0 =optischer Beginn der Fragmentation).

Optisch zeichnet sich die Feinfragmentation in der HKA durch die Ausbildung einer Partikelwolke aus (WENG & YEW, 1988; YEW & TAYLOR, 1994), die für mehrere Millisekunden vor Kollaps des Systems (abhängig von treibendem Gasdruck und Zusammensetzung der Schmelze) über dem Schmelzetiegel aufsteigt (Abb. 2.17).

Die HKA ermöglicht jedem GFV einen Fragmentationszeitraum und einen Ladezeitraum (d.h. der Zeitraum zwischen gemessenem Ersteinsatz des Gasdruck-Zeit Verlaufs und optisch analysiertem Fragmentationseinsatz t_0) zuzuordnen (Abb. 2.17). Ihre Wirkungsdauern beschreiben die Energieeinspeicherkriterien sowie das Fragmentationsverhalten für sämtliche höherviskose Schmelzen im bruchhaften Regime (Kap. 2.1.10 und 2.1.11).

Ladezeitraum T_L : Definiert als Zeitraum zwischen Anstieg des Gasdruck-Zeit Verlaufs bis erster optisch auswertbarer Fragmentation (t_0 , Abb. 2.17).

Fragmentationszeitraum T_F : Definiert als Zeitraum zwischen erster optisch auswertbarer Fragmentation und optischer Systemöffnung (t_1 , Abb. 2.17).

Laut Definition bestimmt das Ende eines T_F die optische Systemöffnung. Dieser Zeitpunkt entspricht in den meisten Fällen dem Zeitpunkt des entscheidenden Druckabfalls und des Rückstoßkraft-Maximums (siehe auch Abbn. 2.36 und 2.38). Abb. 2.18 zeigt jedoch ein Beispiel eines GFV, bei dem das Rückstoßkraft-Maximum zeitverzögert (~ 2 ms) einsetzt. In diesem Fall hat die Systemöffnung bereits eingesetzt (siehe Druckabfall und optische Systemöffnung), es besteht jedoch noch Kopplung von Schmelzeanteilen und Tiegelwandung.

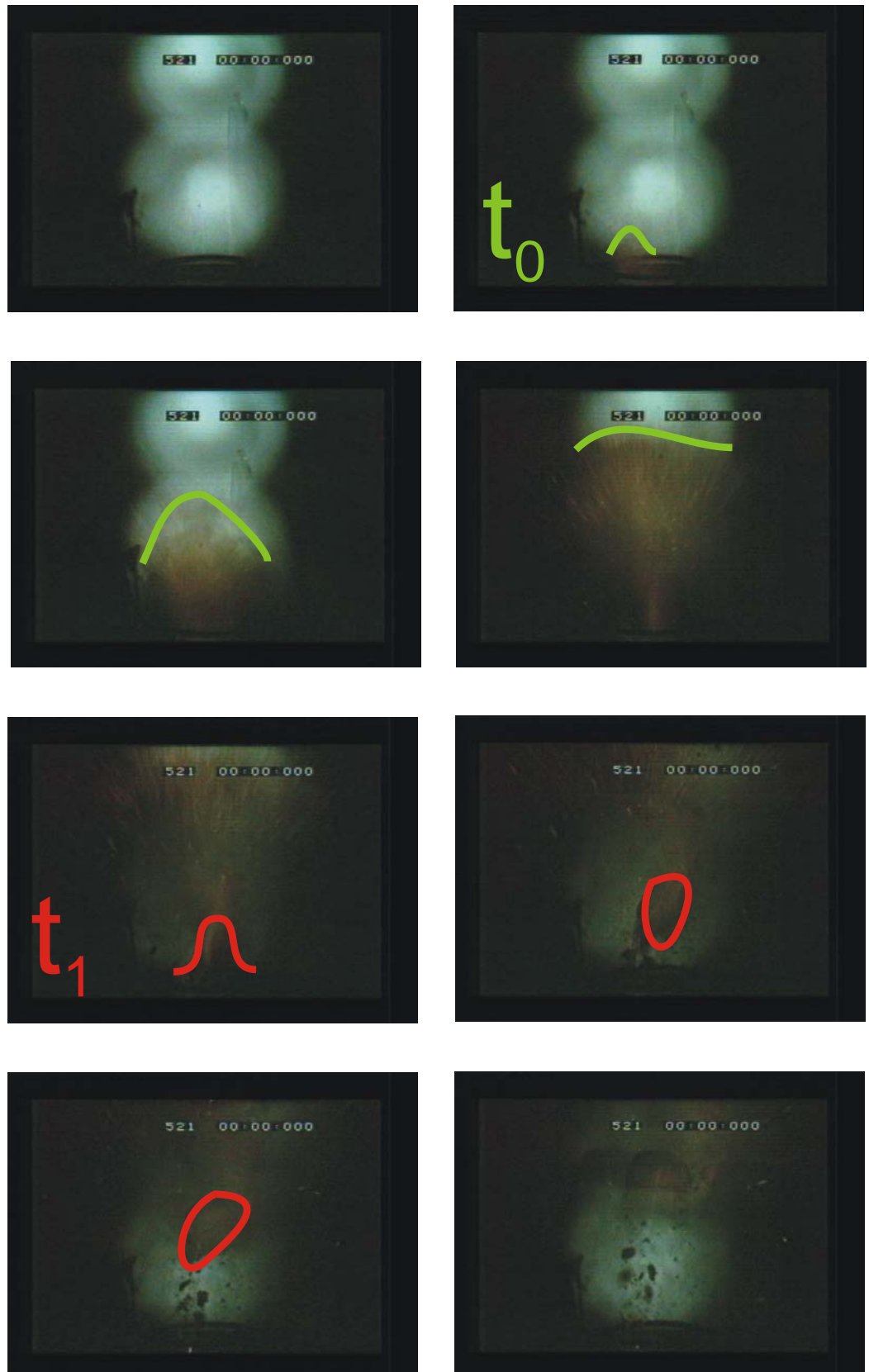


Abb. 2.17: Auswertung einer HKA (GFV100, Material AST). Grün ist der Einsatz der initialen Partikelwolke zum Zeitpunkt t_0 gekennzeichnet. Rot ist der Kollaps des Systems zum Zeitpunkt t_1 dargestellt. Das HK-Zählwerk (jeweils rechts oben) hat zu diesem Zeitpunkt noch kein Trigger-Signal der Triggernullflanke erhalten (siehe auch Abb. 2.16). Daraus folgt, dass das MV zu diesem Zeitpunkt noch geöffnet ist.

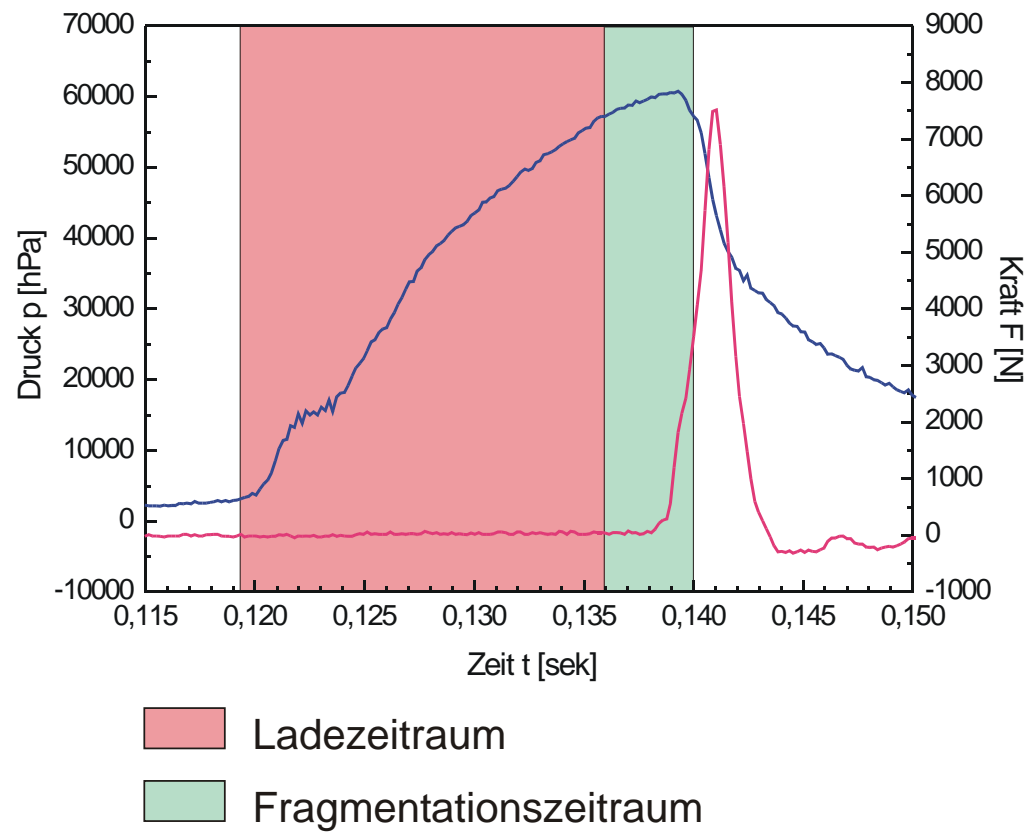


Abb. 2.18: Darstellung eines durch HKA bestimmten Lade- und Fragmentationszeitraum eines GFV100 (Material AST).

2.1.5 Bestimmung der neugebildeten Bruchfläche

2.1.5.1 Vorgehensweise

Die Fragmentationsenergie ist linear an die Bildung der neuen Oberfläche eines Bruchprozesses gekoppelt (Kap. 1.5.4). Deshalb geht diese Oberfläche nach der Formel 1.1 entscheidend in die jeweilige Fragmentationsenergiebilanzierung ein. Die neugebildete Oberfläche der bei einem GFV gebildeten Partikel wurde nach folgender Vorgehensweise für die Materialien AMS und AST (Kap. 1.4.7) bestimmt.

- (1) Bestimmung der Korngrößenverteilung und Einteilung der Partikel in seine Standardsiebfraktionen.**
Die Korngrößenverteilung in der Siebliniendarstellung gibt die Massenanteile der vorhandenen Körnungsgruppen an. Dabei werden die neugebildeten Partikel durch Siebung in einzelne Standardkörnungsgruppen unterteilt.
- (2) Fehlerquellenanalyse.**
Die Histogrammdarstellung der Korngrößenverteilungen identifiziert unzureichende Aufschmelzgrade des Ausgangsgranulates (Kap. 1.4.7) eines GFV.
- (3) Bestimmung der Korndichte und des Porenvolumens.**
Diese Größen dienen zur Korrektur (Blasenkorrektur) der Oberflächen aus der BET-Analyse (4) und stellen einen Parameter des Modellierungsverfahrens (5).
- (4) Bestimmung der Oberfläche der Partikel ($< 3,6 \cdot 10^{-4}$ m) nach der BET-Methode.**
Ein Gas-Sorptions Analysator berechnet die neugebildete Oberfläche der Standardkörnungsgruppen (Standardsiebfraktionen) $< 3,6 \cdot 10^{-4}$ m.
- (5) Bestimmung der Oberfläche der Partikel ($> 3,6 \cdot 10^{-4}$ m) durch Modellierung.**
Ein Modellierungsverfahren berechnet die neugebildete Oberfläche der Standardkörnungsgruppen (Standardsiebfraktionen) $> 3,6 \cdot 10^{-4}$ m.
- (6) Erstellung von Eichtabellen.**
Eichtabellen weisen die spezifischen Oberflächen der Standardsiebfraktionen (BET-Messung und Modellierungsverfahren) aus. Die jeweiligen Oberflächen bestimmter Massen von Standardsiebfraktionen einer Tephraschicht können über die Eichtabellen angegeben und als Gesamtoberfläche summiert werden.

2.1.5.2 Bestimmung der Korngrößenverteilung nach DIN 18 123

- Siebliniendarstellung

Nach Durchführung jedes GFV wurde die Korngrößenverteilung der neu erzeugten Partikel anhand einer Siebanalyse durch Trockensiebung an der luftgetrockneten Probe durchgeführt. Dabei wurde vor jeder Siebanalyse das energetisch nichtrelevante Überkorn (d.h. die nicht- bis grobfragmentierten Schmelzeanteile $> 2,0 \cdot 10^{-3}$ m) abgetrennt. Die Sieblinien der Partikel ($3,2 \cdot 10^{-5}$ m $< x < 2,0 \cdot 10^{-3}$ m) konnten somit gegenüber gestellt und statistisch bewertet werden (Abb. 2.19; siehe Kap. 2.1.10 und 2.1.11).

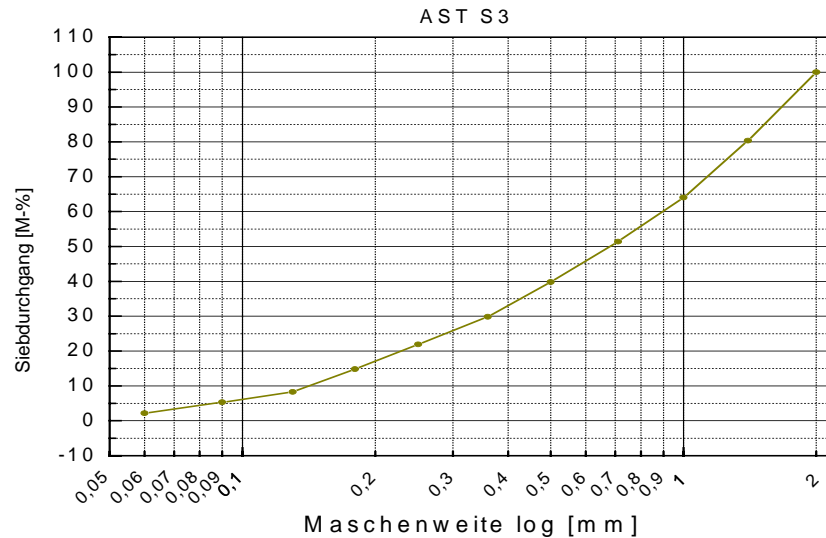


Abb. 2.19: Typischer Sieblinienverlauf durch GFV100 neuerzeugter Partikel im energetisch relevanten Bereich ($< 2,0 \cdot 10^{-3}$ m).

Das Verfahren wurde nach DIN 18 123 durch Handsiebung durchgeführt. Dabei wurde die zu siebende Probe mit vorwiegend waagrechten Schüttelbewegungen jeweils ca. 10 Minuten durch den Siebsatz nach ISO 3310-1 gesiebt. Auf die nach DIN vorgeschriebene Aufhängevorrichtung wurde verzichtet und lediglich auf einer Hartgummiplatte gesiebt. An den Sieben mit Maschenweiten $< 5 \cdot 10^{-4}$ m wurde die Korntrennung durch Einzelsiebung unter Zuhilfenahme einer Bürste bzw. eines Pinsels (Nachsiebung) nach DIN vorgenommen. Die Massen der Rückstände auf den einzelnen Sieben und in der Auffangschale wurden einschließlich des Durchganges beim Nachsieben ausgewogen und auf 0,1 % der Probemenge bezogen. Der Massenunterschied zwischen Einwaage und Summe der Rückstände (Siebverlust) sollte nach DIN nicht mehr als 1 % der Einwaage betragen. In gegenteiligen Fällen musste die Siebung wiederholt werden.

Anhand des Siebverfahrens wurden Regelsieblinien der Schmelzen AMS und AST erstellt, deren Charakteristika untereinander und mit Korngrößenverteilungen anderer Autoren verglichen werden konnten (Kap. 2.1.10).

2.1.5.3 Identifikation von Fehlerquellen durch Histogrammanalyse

- Histogrammdarstellung

Die Fehlerquellen unzureichender Aufschmelzgrade des Ausgangsgranulates (Kap. 1.4.7) wurde durch die Analyse der Histogramme der Siebanalysen sichergestellt. Damit können bereits graphisch fehlerhafte GFV identifiziert werden. Damit kann während der Versuchsroutine auf aufwendige Dünnschliffanalysen verzichtet werden.

Das Histogramm bietet eine einfache Möglichkeit einen Datensatz graphisch darzustellen. Hierbei werden die absoluten oder relativen Häufigkeiten, mit denen eine Merkmalsausprägung beobachtet wird, als Rechtecke abgebildet. Die Histogramme dieser Arbeit besitzen rechteckige Form immer mit der selben Breite (d.h. es wurden keine Kornklassen zusammengefasst). Diese Darstellungsweise der Histogramme liefert eine graphische Qualitätssicherung. Mit ihrer Hilfe können GFV

ausgewiesen werden, bei denen Fraktionen des Ausgangsgranulats schlecht aufgeschmolzen sind (Abb. 2.20).

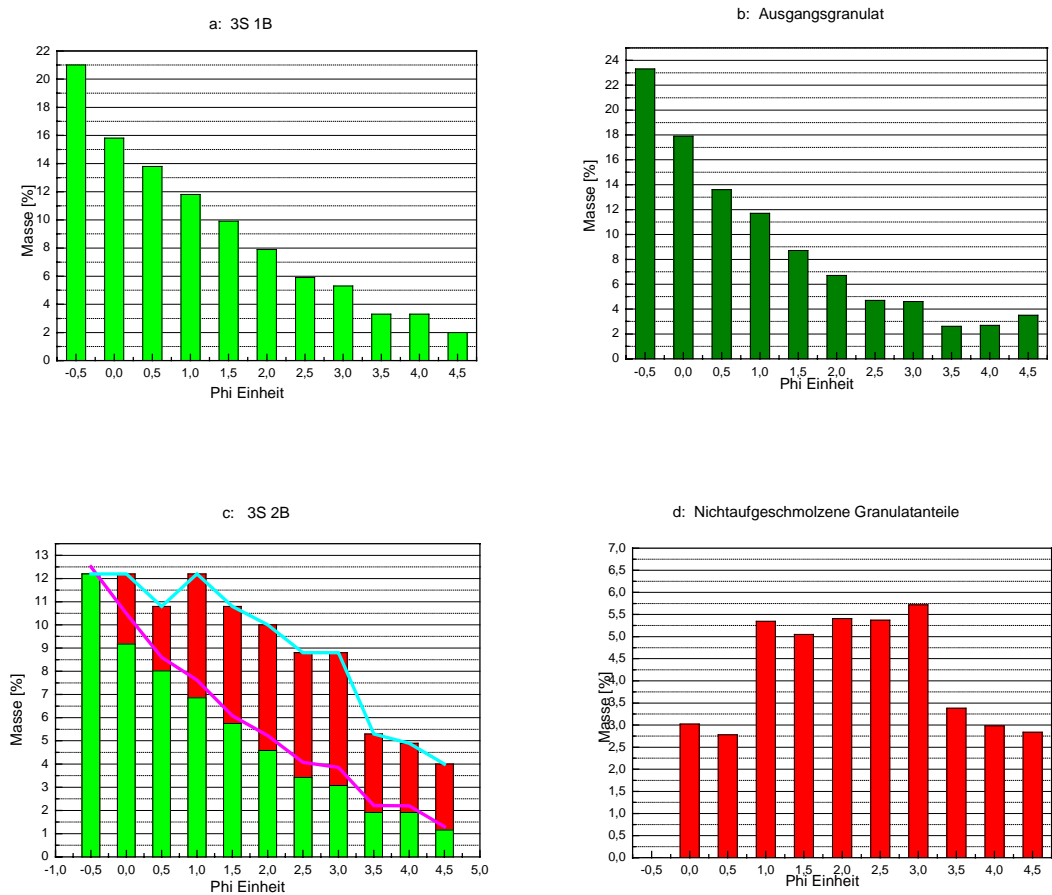


Abb. 2.20: Histogrammdarstellung verschiedener Korngrößenverteilungen des Materials AST. (a) zeigt die typisch bruchhafte Normalverteilung eines GFV an vollständig aufgeschmolzenem Ausgangsgranulat. (b) zeigt die Verteilung (durch einen Backenbrecher erzielte) bruchhafte Verteilung des Ausgangsmaterials. Bruchprozesse zeigen also diese typischen Normalverteilungen. (c) stellt (a) die atypische Verteilung (rot) eines GFV an nicht vollständig aufgeschmolzenem Ausgangsgranulat gegenüber und zeigt Kennlinien der beiden Aufschmelztypen (blau und pink). (d) zeigt die Massenprozentanteile der nicht aufgeschmolzenen Kornklassen des Ausgangsgranulats.

Dabei zeigen Partikel von GFV mit normalem Aufschmelzgrad eine für Bruchprozesse typische Normalverteilung (Abb. 2.20a) mit einer durchschnittlichen Kennlinie (c, rosa). Die selbe Verteilung besitzt auch das (durch dynamische Bruchprozesse) im Backenbrecher gewonnene Ausgangsgranulat (b, Kap. 1.4.7). GFV mit unvollständig aufgeschmolzenem Ausgangsgranulat können durch ihre asymmetrische Partikelverteilung ausgewiesen werden und beschreiben eine durchschnittliche Fehler-Kennlinie (c, hellblau). Diese entsteht durch das Vorhandensein von teil- bis nichtaufgeschmolzenen Granulatkörnern in bestimmten Kornklassen. Diese Kornklassen können durch die Subtraktion der typischen Normalverteilung von GFV mit asymmetrischer Partikelverteilung graphisch dargestellt werden (d) und von der Versuchsauswertung ausgeschlossen werden.

2.1.5.4 Bestimmung der Korndichte nach DIN 18 124

Die Korndichte ist ein entscheidender Parameter für die nachfolgende Modellierung der neugebildeten Oberflächen der Korngrößenklassen $3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

Die Feststoffmasse und das Feststoffvolumen der Schmelzepartikel wurden in der Kornklasse $< 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ bestimmt, da in dieser feinkörnigsten Klasse praktisch keinerlei Blasen in den Körnern eingeschlossen sind (siehe Kap. 2.1.6.2) und die Erfassung der Kornreindichte gewährleistet ist. Zur Bestimmung wurde das Kapillarpyknometer-Verfahren nach DIN 18 124 angewandt.

Dabei ergaben sich Kornreindichten von

AMS: $\rho_{\text{ReinAMS}} = 2492 \text{ kg/m}^3$

AST: $\rho_{\text{ReinAST}} = 2467 \text{ kg/m}^3$.

Die im Labor ermittelten Feststoffreindichten ρ_{Rein} und die daraus resultierenden Kornreindichten der Schmelzen gehen in die nachfolgende Bestimmung der Blasengehalte und der Modellierung der Korngrößenklassen $3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ der Schmelzen ein. Ihre Werte werden durch die experimentell ermittelten Probenrohdichten der BET-Messung bestätigt (siehe Kap. 2.1.5.2).

2.1.5.5 Bestimmung des Porenvolumen durch Tauchwägung nach DIN 18 125 T1

Das Porenvolumen ist ein notwendiger Parameter zur Blasenkorrektur der Oberflächenbestimmung durch BET-Messung und Modellierung. Angeschnittene Blasen der Kornoberfläche werden in diesen Verfahren a priori in die Bruchfläche mit einbezogen und vergrößern so die eigentliche Bruchfläche. Durch die Kenntnis des Porenvolumens können die gemessenen/modellierten Bruchflächen auf ihre wahren Größen korrigiert werden.

Die Bestimmung des Blasengehalts der Schmelzen erfolgte durch Tauchwägung nach DIN 18 125 T1 an prismatischen Probekörpern, die aus den grobkörnigsten Bruchstücken der GFV gewonnen wurden. Dabei wird über die scheinbare Masse der Probe das verdrängte Wasservolumen (d.h. das Probekörpervolumen) unter Auftrieb bei einer Wassertemperatur von $(25 \pm 1)^\circ \text{ C}$ bestimmt. Um zu verhindern, dass angeschnittene Blasen das eigentliche Volumen des Probekörpers verfälschen (d.h. angeschnittene Blasen sind dem Porenvolumen zuzurechnen) wurde das Verfahren durch die Anwendung der Paraffin-Methode erweitert (ENGELHARDT V., 1960).

Dabei wird die luftgetrocknete Probe gewogen (M_{Pr}) und an einem Bindfaden kurz in erhitztes, flüssiges Paraffin ($\rho_{Pa} \sim 900 \text{ kg/m}^3$) getaucht und luftgetrocknet. Mögliche sich bildende Tropfen werden vorsichtig abgetupft. Der Probekörper ist danach mit einer dünnen, geschlossenen Paraffinschicht umgeben und wird abermals gewogen (M_1).

Die Differenz $M_1 - M_{Pr}$ ergibt das Gewicht des am Probekörper haftenden Paraffins. Das Volumen des Paraffins ergibt sich über

$$V_{Pa} = \frac{M_1 - M}{\rho_{Pa}} \quad (2.14).$$

Anschließend wird die scheinbare Masse der Probe unter Auftrieb in Wasser bestimmt (M_A). Das Probenkörpervolumen V_{Pr} ist dann

$$V_{Pr} = \frac{M_1 - M}{\rho_{H_2O(\text{bei } 25^\circ C)}} - V_{Pa} \quad (2.15).$$

Die Raumdichten $\rho_{Raum\ AMS,AST}$ der Proben ergeben sich aus der Gleichung

$$\rho_{Raum} = \frac{M_{Pr}}{V_{Pr}} \quad (2.16)$$

und der Porenanteil n unter Berücksichtigung der Feststoffreindichten ρ_{Rein} aus

$$n = 1 - \frac{\rho_{Raum}}{\rho_{Rein}} \quad (2.17).$$

Dabei ergaben sich für die Schmelze AMS ein Porenanteil von

$$n_{AMS} = 0,466 \quad (\text{entspricht einem Blasengehalt von } 46,6 \text{ V-\%})$$

und für die Schmelze AST ein Porenanteil von

$$n_{AST} = 0,499 \quad (\text{entspricht einem Blasengehalt von } 49,9 \text{ V-\%}).$$

Das Porenvolumen stellt einen entscheidenden Parameter in der Modellierung der neugebildeten Oberflächen (Kap. 2.1.5.3) dar.

2.1.5.6 Bestimmung der Oberfläche nach der BET-Methode

Die neugebildete Oberfläche der ausgesiebten Partikel wurde nach der Methode von Brunauer, Emmett und Teller (BET), die auf der N_2 -Adsorptions-Isotherme beim Kochpunkt von flüssigem Stickstoff basiert, für jede Standardkörnungsgruppe gesondert berechnet (ZIMANOWSKI, 1997; RAUE, 2004). Der Gas-Sorptions Analysator NOVA-1200® (QUANTACHROME CORP.) benutzt Stickstoff als Adsorptions- und Kühlmedium und liefert im Kornklassenspektrum von $3,2 \cdot 10^{-5} \text{ m} < x < 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ gesicherte Ergebnisse. Für die größeren Kornklassen wurde die Oberfläche modelliert.

Durch die Auswertung der Adsorptionskurven in relativen Druckbereichen $p/p_0 \sim 0,05$ und $p/p_0 \sim 0,2$ erhält man das Volumen V_m , welches nach der Theorie von Brunauer, Emmett und Teller der Menge Stickstoff entspricht, die für eine monomolekulare Beschichtung erforderlich ist. Für ein Stickstoffmolekül beträgt die benötigte Längeneinheit von $16,2 \text{ \AA}$. Aus diesem Wert kann die spezifische Oberfläche der Probe bestimmt und in m^2/g angegeben werden (SING et al., 1985; ALLEN, 1990).

Die BET-Methode basiert auf der grundlegenden BET-Gleichung,

$$\frac{1}{W \frac{P_0}{P} - 1} = G + H \frac{P}{P_0} \quad (2.18)$$

in der W die Masse des adsorbierten Stickstoffs bei Relativdruck P/P_0 entspricht. $G = 1/(W_m J)$ und $H = (J-1)/(W_m J)$ beschreiben Konstanten mit W_m als Gewicht einer N_2 -Einzelschicht und J als BET-Konstante. Durch die Addition von G und H erhält man W_m :

$$W_m = \frac{1}{G + H} \quad (2.19)$$

Im nächsten Schritt wird die Gesamtoberfläche der Probe A_t über die Gleichung

$$A_t = \frac{W_m N A_{CS}}{M} \quad (2.20)$$

berechnet, in der N die Avogadro-Konstante, A_{CS} die molekulare Querschnittsfläche, und M das Molgewicht von Stickstoff beschreiben. Letztendlich wird über die Gleichung,

$$A_{spez} = \frac{A_t}{w} \quad (2.21)$$

in der w das Probengewicht beschreibt, die spezifische neugebildete Bruchfläche A errechnet. Abb. 2.21 zeigt exemplarisch eine mit dem BET Auswerteprogramm NOVA® erstellte Adsorptionskurve.

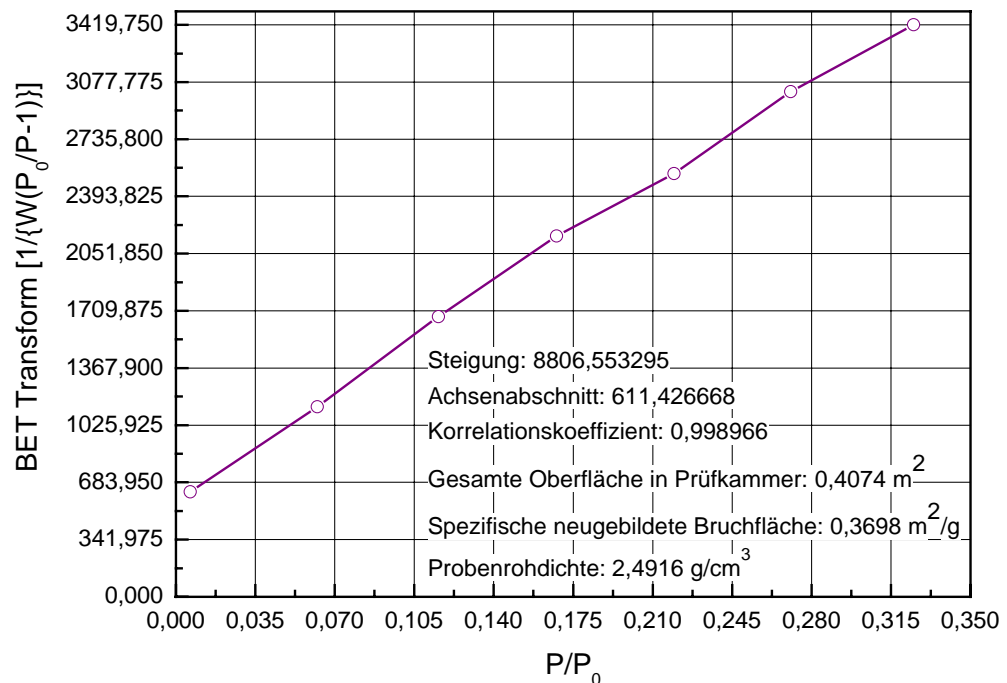


Abb. 2.21: Beispiel einer gemessenen BET-Kurve einer Probe (AMS) der Kornklasse $9,0 \cdot 10^{-5} \text{ m} < x < 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}$. Der Korrelationskoeffizient von nahezu 1 zeigt die hohe Qualität der Messung.

Anhand der Steigung H und dem Achsenabschnitt G kann A mit Hilfe der Gleichungen 2.14 bis 2.17 berechnet werden. Der Korrelationskoeffizient muss bei jeder Messung gegen 1 streben und dient als Qualitätskontrolle der Messung. Während einer Einzelpunktmessung ist der Analysator ferner in der Lage, die Rohdichte der jeweiligen Probe zu bestimmen. Diese muss aber über genormte Tauchwägung- und Kapillarpyknometer-Messung überprüft werden.

Die durch BET-Messung bestimmte spezifische neugebildete Bruchfläche jeder Kornklasse beschreibt jedoch nicht die reale neugebildete Bruchfläche. Angeschnittene Blasen in Bruchwänden der Fragmente vergrößern die reale Bruchfläche. Daher wurde jede Kornklasse über den Blasengehalt korrigiert. Aus Gründen der Vereinfachung wurde von jeder gemessenen spezifische Kornklassenbruchfläche der prozentuale Blasengehalt (in realitas bezogen auf Dreidimensionalität) zweidimensional abgezogen. Die Bestimmung der Kornrohden und der daraus resultierenden Blasengehalte wird in Kap. 2.1.5.4 und 2.1.5.5 beschrieben.

2.1.5.7 Bestimmung der Oberfläche durch Modellierung

Die neugebildeten Oberflächen der Korngrößenklassen $3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ wurden durch Modellierung bestimmt. Korngrößenklassen $> 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ besitzen nur noch sehr geringe Oberflächen ihrer Fragmente und wurden daher vernachlässigt. Ferner sind die Korngrößenverteilungen in diesen Klassen nicht reproduzierbar und verfälschen die eigentliche Verteilung der Korngrößenklassen $< 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

Die neuentstandene Oberflächefläche wurde für jede Siebfraction ($3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$) gesondert modelliert. Bei diesem rechnerischen Verfahren wurden die Einzelkörner idealisiert als Würfel angenommen.

Diese einfach gewählte Geometrie gründet sich auf Vorgängen während einer Siebanalyse. Diese sind sehr komplex, da sie nie die wahre Korngrößenverteilung eines bestimmten Granulats widerspiegeln. Eine Siebanalyse ist nicht nur von den Korngrößen der Einzelkomponenten, sondern auch in entscheidendem Maße von der Kornform, Korndichte und Oberflächenbeschaffenheit abhängig. Legt man eine normierte Siebung zugrunde, so liegt nahe, dass Körner mit beispielsweise langer, aber sehr dünner Kornform oder Körner mit geringerer Dichte, während der Siebung niemals den Siebboden erreichen. Wegen ihres geringsten Durchmessers sind sie jedoch sehr wohl der nächstfolgende Siebfraction zugehörig. Diese Körner beeinflussen die wahre Korngrößenverteilung. Die Selbstähnlichkeit der Fragmente ist im Fall der GFV jedoch sehr hoch (siehe Kap. 2.1.6.2). Aufgrund dieser Selbstähnlichkeit reduziert sich der absolute Fehler der Modellierung durch Zugrundelegen der quadratischen Lochbreite eines beschränkenden Prüfsiebs. Ein Würfel mit der Lochbreite dieses Siebs beschreibt also einen Modellkörper, der gerade eben auf diesem liegen bleibt. Dieser Würfel umschließt jedes reelle Korn und bildet den Spielraum, in dem sich die Fragmente der jeweils kleineren Kornklasse bewegen. Eine genaue rechnerische Annäherung an eine beispielsweise oktaederische Kornform ist aus Gründen der Fehlerrechnung nicht sinnvoll bzw. falsch.

Zunächst wurde die Oberfläche für einen einzelnen Modellwürfel über seine Kantenlänge (entsprechend der Maschenweite des Siebs der jeweiligen Kornklasse) in m^2 berechnet. Danach wurde das Volumen eines einzelnen Modellwürfels in m^3 berechnet. Über die jeweilige Korndichte (Kap. 2.1.5.4) wurde die Masse eines Kornes in kg berechnet. Damit konnte die Anzahl der Körner ermittelt werden, welche die Masse der gesamten Siebfraction bildeten. Über die Anzahl aller Würfel und die

Oberfläche eines einzelnen Würfels konnte nun die Gesamtoberfläche einer Siebfraction berechnet werden.

Die modellierten Oberflächen der größeren Kornklassen wurden über einen Umrechnungsfaktor auf die gemessenen Oberflächen der BET Messung normiert. Dieser Umrechnungsfaktor beinhaltet sowohl den Geometriefaktor (d.h. tatsächliche Geometrie und daraus resultierende vergrößerte Oberfläche eines Fragments im Vergleich zur Würfelgeometrie der Modellierung) als auch die Blasenkorrektur.

2.1.5.8 Eich Tabellen der spezifischen Oberflächen

Die neugebildeten Oberflächen von Standardkörnungsgruppen der Materialien AMS und AST wurde anhand der unter 2.1.5.1 erläuterte Vorgehensweise ermittelt. Dabei ergeben sich aus den Verfahren der BET-Messung ($< 3,6 \cdot 10^{-4}$ m) und der Modellierung ($> 3,6 \cdot 10^{-4}$ m) sowie deren Korrekturen Mittelwerte, die in zwei Eich Tabellen der Materialien AMS und AST dargestellt sind (Abb. 2.22). Ist die Granulometrie einer Tephraschicht der Materialien AMS oder AST bekannt, so kann die Oberfläche jeder Kornklasse mit Hilfe dieser Eich Tabellen in m^2 ausgedrückt werden. Die Gesamtoberfläche der Tephraschicht ergibt sich dann aus der Summe der einzelnen Kornklassen (Kap. 3).

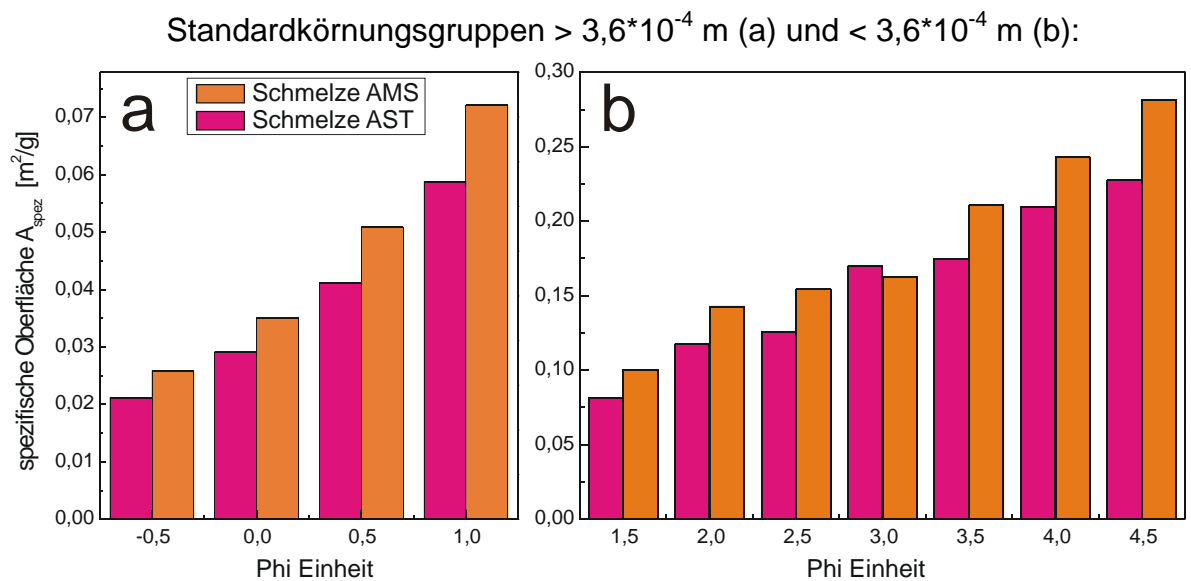


Abb. 2.22: Eich Tabellen der spezifischen Oberflächen (Mittelwerte der BET-Einzelmessungen) der Standardkörnungsgruppen (Materialien AMS und AST). Dabei wird deutlich, dass das Material AST niedrigere spezifische Oberflächen pro Phi Einheit besitzt, als das Material AMS.

2.1.6 Morphologische Analyse der erzeugten Partikel

Die Selbstähnlichkeit künstlich erzeugter Partikel untereinander sowie der Vergleich von künstlich und natürlich entstandenen Partikeln der selben Schmelze, bildet einen fundamentalen Teil im Analysebereich der GFV. Erst wenn gewährleistet ist, dass die Partikel optische Vergleichbarkeit und Selbstähnlichkeit besitzen, dürfen die physikalischen Daten auf natürliche Fragmentationsprozesse bezogen werden.

Die optischen Analyseverfahren bestanden aus Auflicht-Binokular-Mikroskopie in den Korngrößenklassen von $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ und Raster-Elektronen-Mikroskopie im Kornklassenspektrum von $3,6 \cdot 10^{-5} \text{ m} < x < 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ sowie Durchlicht-Dünnschliff-Mikroskopie zur Bestimmung des Aufschmelzgrades.

2.1.6.1 Auflicht-Binokular-Mikroskopie (ABM)

Die ABM wurde mit der für Photographie geeigneten Binokularlupe (WILD, Heerbrugg, M5A©) durchgeführt. Technisch Daten:

- 1) 10X Weitwinkel Okulare, Feld 18 mm
- 2) Okular Tubus, 45°
- 3) 360° drehbarer Kopf, für Photographie geeignet
- 4) Mikrometrik scharf Einstellung
- 5) Zentralachse
- 6) Drehbarer Objektiv-Träger
- 7) Beleuchtung 10 W/12 V
- 8) Objektivführer
- 9) Platine transparent
- 10) Metallsockel, Trafo und Innenbeleuchtung

Die Binokularlupe besitzt drehbare Objektive zur Änderung der Vergrößerung. Die Gesamtvergrößerung errechnet sich aus der Multiplikation von der Okular-Vergrößerung und der Objektiv-Vergrößerung. Die eingestellten Vergrößerungen bewegten sich dabei zwischen 25X und 50X für Einzelkornaufnahmen und 12X für Kornaggataufnahmen.

Mit Hilfe der ABM konnte bereits in den Vorversuchen überprüft werden, ob die Versuchsanordnung des GFV Partikel erzeugt, wie sie in den Typusablagerungen der CF vorliegen. Dabei zeigte sich, dass weder die Partikel der phonolithischen Standardschmelze, noch die der Typusschmelzen der CF, hydrodynamische Fragmentationsprozesse zeigen und eindeutig dem bruchhaften Fragmentationsregime zuzuordnen sind (Abb. 2.23).

Alle Partikel (Abb. 2.24) zeigen ein hohes Maß an Selbstähnlichkeit mit hohem Glasgehalt zwischen 70 – 80 % und entsprechend niedrigem Phänokristallgehalt (20 – 30 %, hauptsächlich Feldspäte). Die Kornoberflächen sind meist texturlos und zeichnen sich aufgrund des hohen Glasgehalts durch muscheligen Bruch aus. Der Blasengehalt wurde durch Tauchwägung nach DIN 18 125 T1 an prismatischen Probekörpern ermittelt (Kap. 2.1.5.5). Die Blasen sind je nach Größe und Ausmaß des umgebenden Kornes eingeschlossen oder angeschnitten. Eingeschlossene Blasen überwiegen im Korngrößenbereich $> 7,1 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ deutlich (Abb. 2.25 und 2.26).

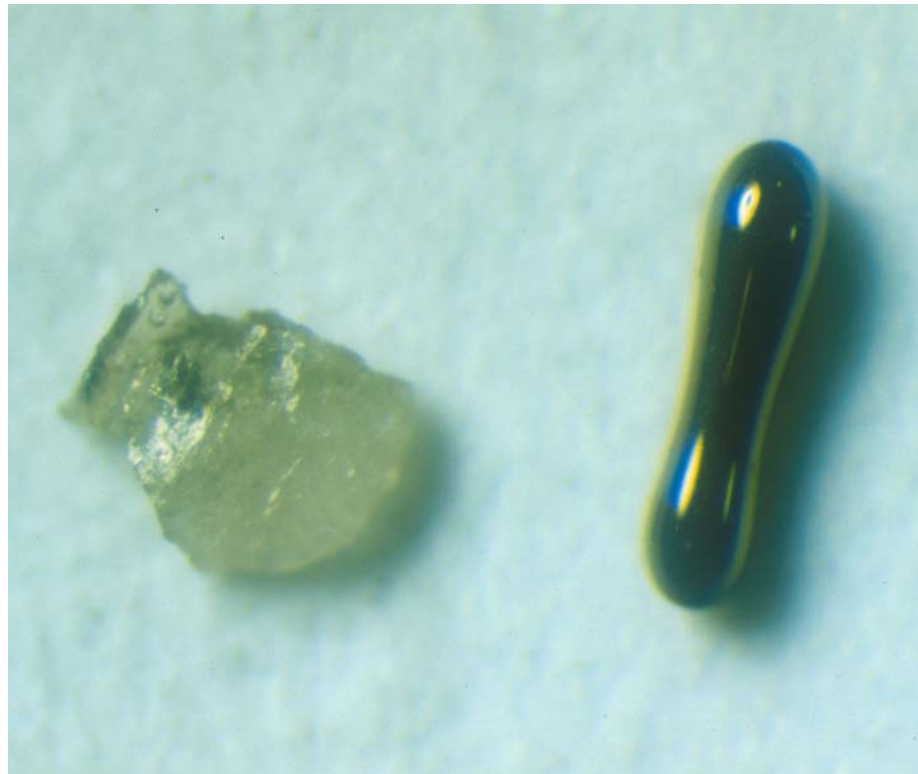


Abb. 2.23: ABM-Aufnahme von Partikeln, unterschiedlicher Fragmentationregime. Links: Partikel bruchhafter Fragmentation (AST); rechts: Partikel hydrodynamischer Fragmentation (basaltische Standardschmelze).

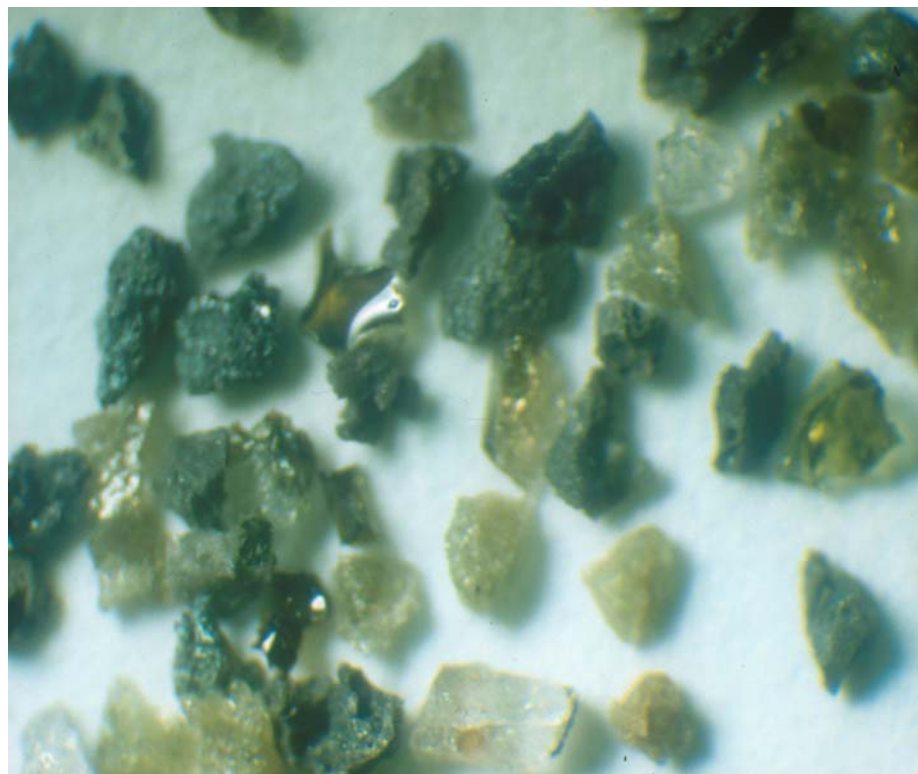


Abb. 2.24: ABM-Aufnahme (Vergrößerung 12X) von Partikeln der Kornklasse $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ (AMS). Dabei werden die rein bruchhaften Kornformen und die hohen Glasgehalte deutlich. Insgesamt besitzen die Körner eine gute Vergleichbarkeit. Dieser Befund trifft ebenso für die Partikel der Schmelze AST zu.

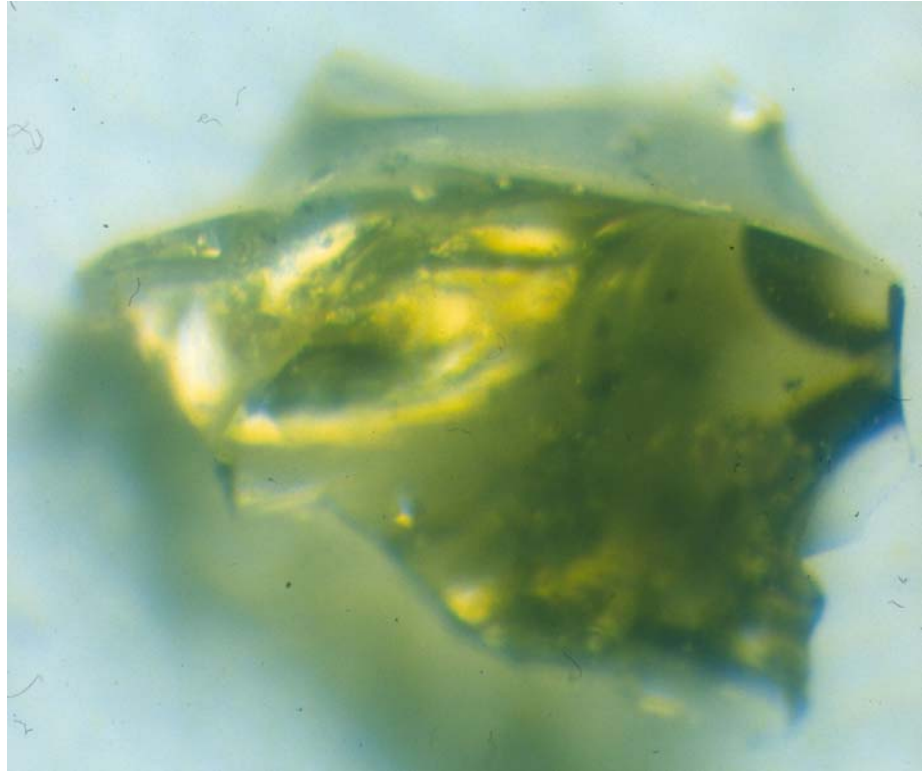


Abb. 2.25: ABM-Aufnahme (Vergrößerung 50X) eines Partikels der Kornklasse $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ (AMS). Dabei sind angeschnittenen Blasen im oberen rechten Bereich zu erkennen.



Abb. 2.26: ABM-Aufnahme (Vergrößerung 25X) eines Partikels der Kornklasse $7,1 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ (AMS). Dabei sind sowohl angeschnittene Blasen an der Partikeloberfläche, als auch etliche eingeschlossenen Blasen im Partikelinneren zu erkennen.

2.1.6.2 Raster-Elektronen-Mikroskopie (REM)

Die REM wurde am Raster-Elektronen-Mikroskop (ZEISS ©, DSM 940) des Instituts für experimentelle Zahnmedizin der Universität Würzburg sowie am Dipartimento Geomineralogico der Universität Bari/Italien unter der Leitung des Spezialisten Prof. Dr. Dellino durchgeführt.

Das Raster-Elektronen-Mikroskop (ZEISS ©, DSM 940) des Instituts für experimentelle Zahnmedizin besitzt folgende Technische Daten:

- 1) Anregungsspannung 1 – 50 kV
- 2) Elektronenstrahldurchmesser am Objekt 1 – 10 nm
- 3) Stromstärke 10^{-10} – 10^{-12} A
- 4) Auflösungsvermögen 5 nm bei 30 kV
- 5) Maximale Vergrößerung X 30000 (nominal X 100000)
- 6) Elektronenquelle Haarnadelkathode aus Wolfram (Schmelztemperatur: 3410 °C, Betriebstemperatur: ca. 2000 °C, Heizstrom: 3,6 A)
- 7) Beschleunigungsspannung zwischen Anode und Kathode 1 – 30 kV

Vor Durchführung der REM wurden die Proben zur Verbesserung der optischen Bildgebung mit Kohlenstoff beschichtet. Die anschließenden Aufnahmen der REM wurden unter einer Anregungsspannung von 10 kV bei einer Vergrößerung zwischen 1700X und 2000X aufgenommen (Abb. 2.27 und 2.28).

Die am Institut für experimentelle Zahnmedizin aufgenommenen Bilder vergleichen Partikel der Schmelzen AMS und AST, die durch GFV erzeugt wurden. Ihre Qualität leidet aufgrund von Schwierigkeiten bei nicht-trivialen Prozess der Probenaufbereitung. Sie zeigen dennoch die Selbstähnlichkeit künstlicher Partikel beider Schmelztypen sowie die bruchhaften Kornformen (Abb. 2.27a-f).

Die aufwendige Prozedur der Probenvorbereitung (u.a. Ultraschallbäder zur Entstaubung, Graphitbeschichtung) wird nur von wenigen Fachleuten weltweit beherrscht. Aufgrund der langjährigen Zusammenarbeit des Physikalisch Vulkanologische Labor der Universität Würzburg mit dem Dipartimento Geomineralogico der Universität Bari/Italien bestand die Möglichkeit, Bilder unter der Leitung von Prof. Dr. Dellino anzufertigen. Dieser Spezialist nahm bereits REM Bilder von natürlichen Partikeln des Materials AST (7) auf (Abb. 2.28b, d, f, h; DELLINO et al., 2001).

Diese Aufnahmen bestätigen die Befunde der ABM in den höheren Kornklassen sowie der REM am Institut für experimentelle Zahnmedizin. Auch in der Feinkornfraktion bestimmen hohe Selbstähnlichkeit der künstlich erzeugten Partikel untereinander sowie die gute Vergleichbarkeit mit natürlichen Partikeln die Analysen (Abb. 2.28a-h). Dieser Befund beweist, dass die Proben repräsentativ für die Durchführung des GFV waren und stellt ein erstes wichtiges Ergebnis der REM dar.

Alle Kornformen von künstlich und natürlich erzeugten Partikeln bewegen sich im angularen bis ausgelängtem Bereich (a-h). Ihre Kornoberflächen zeichnen sich aufgrund des allgemein hohen Glasanteils (70-80 %) durch texurlose (glatte Bruchflächen ohne Texturen) bis muschelige Bruchflächen (a bis f) aus. Diese zeugen von reinen Sprödbrüchen (siehe Kap. 1.5.5.2). Einzelne Partikel des Materials AST zeigen zerklüftete Oberflächen (g und h), die auf eine geringe plastische Komponente im Fragmentationregime hindeuten (Mischbruch bis Verformungsbruch). Bei natürlich erzeugten Partikeln treten lineare Rissflächen auf, die unter Wasserbeteiligung entstehen (b und d; BÜTTNER et al., 1999). Die Partikel enthalten in diesen Korngrößenspektren ($< 3,6 \cdot 10^{-5}$ m) nur noch wenige Blasen (c und e). Oftmals sind ihre Korngeometrien aber durch Blasenanschnitte begrenzt (c bis e).

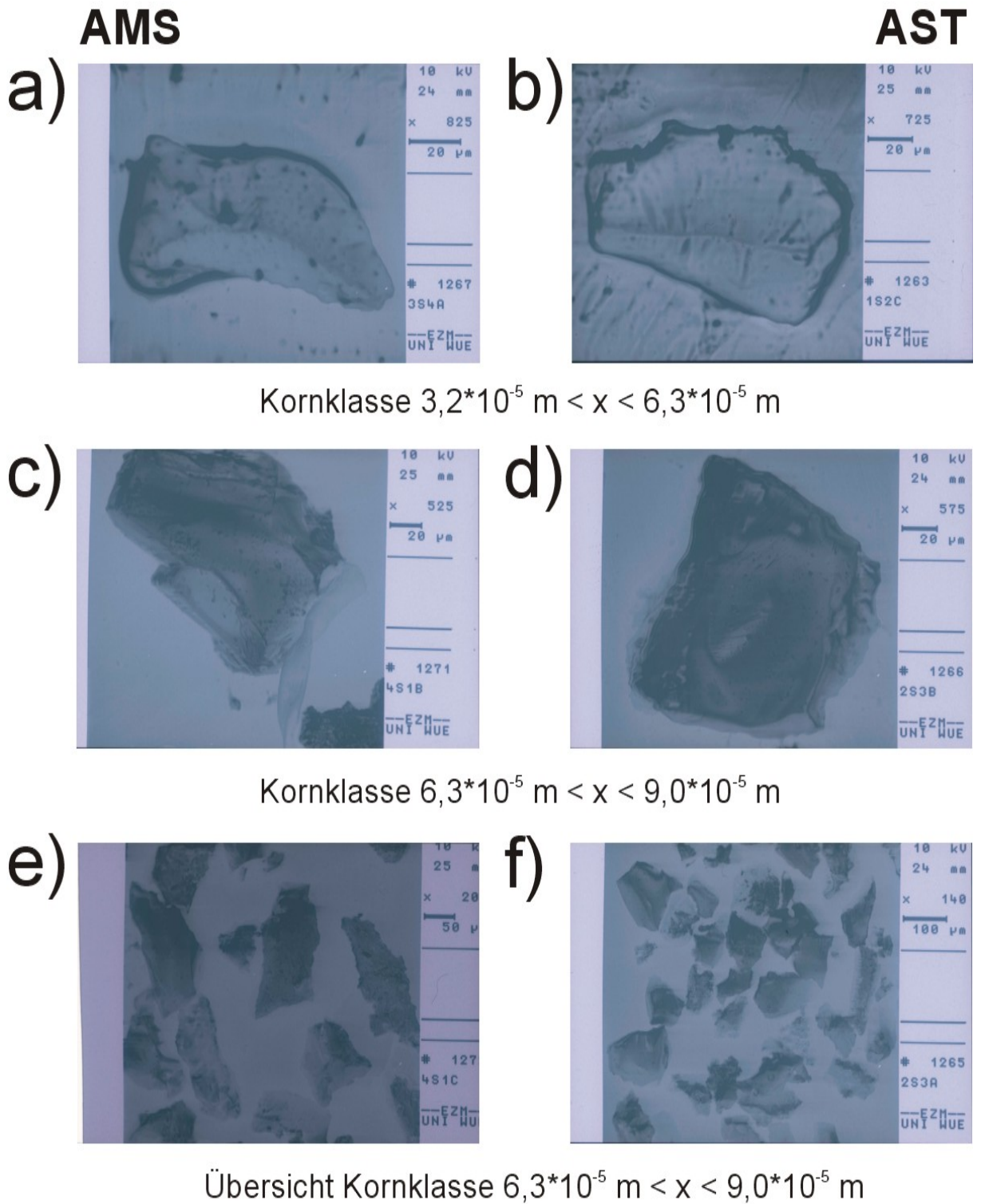


Abb. 2.27 a-f. REM-Aufnahmen künstlicher Partikel der Typusschmelzen AMS und AST (Institut für experimentelle Zahnmedizin der Universität Würzburg). Sie zeigen die ausschließlich bruchhafte Fragmentation und hohe Selbstähnlichkeit der Partikel in Kornform, Kornumriss, Kornmorphologie und Blasengehalt. a und b: $3,2 \cdot 10^{-5} \text{ m} < x < 6,3 \cdot 10^{-5} \text{ m}$; c, d, e und f: $6,3 \cdot 10^{-5} \text{ m} < x < 9,0 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. Die hohe Rückstreuung von Elektronen aufgrund unzureichender Probenvorbereitung vermindert die Qualität der Bilder.

künstlich

natürlich

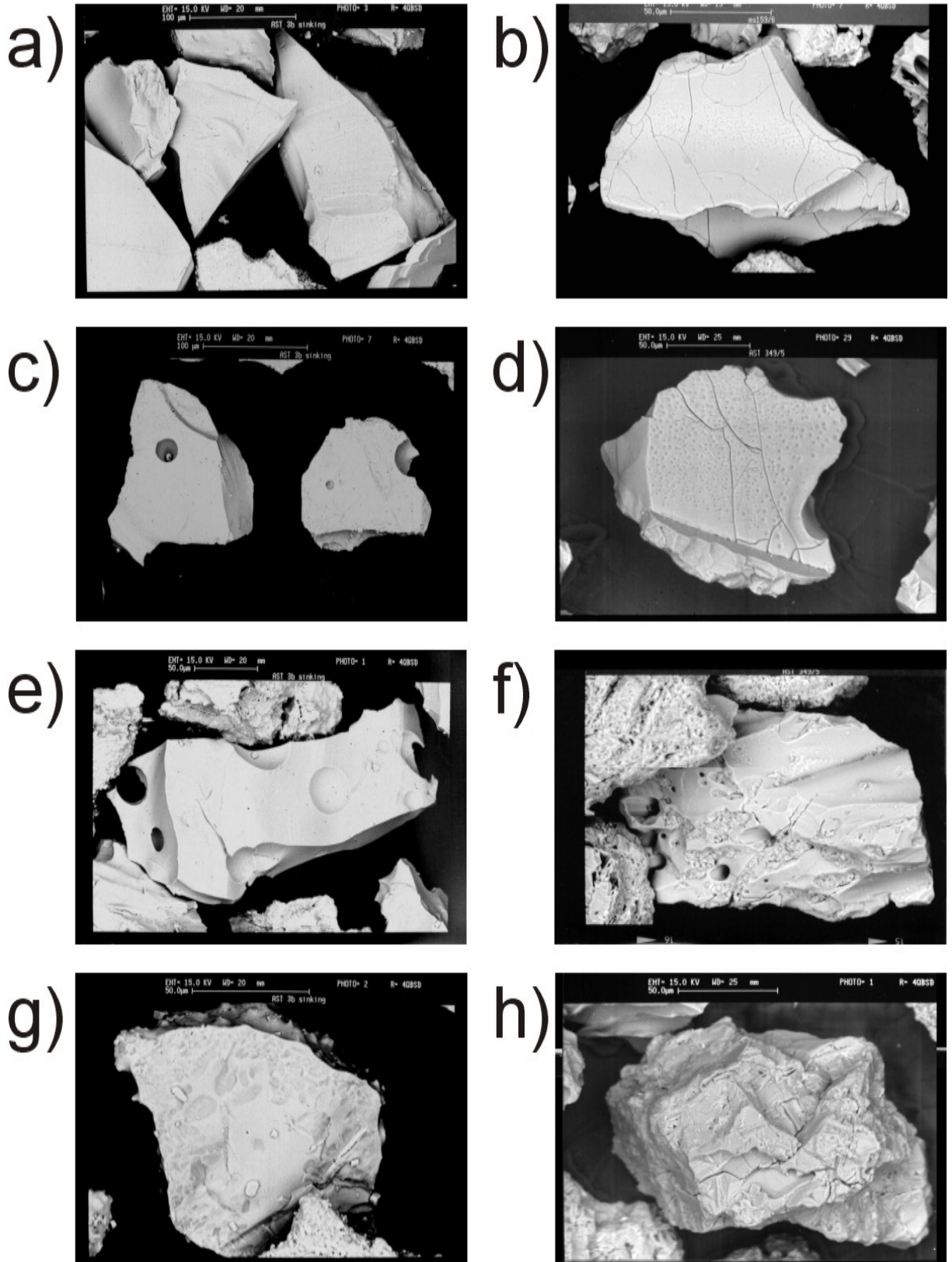


Abb. 2.28 a-h. REM-Aufnahmen künstlicher und natürlicher Partikel der Typusschmelze AST (Dipartimento Geomineralogico der Universität Bari/Italien). Sie zeigen die ausschließlich bruchhafte Fragmentation und hohe Selbstähnlichkeit der Partikel in Kornform, Kornumriss, Kornmorphologie und Blasengehalt. a, b, c, g und h: $9,0 \cdot 10^{-5} \text{ m} < x < 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}$; d, e, f: $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ m}$.

Der Chemismus der Partikel wurde über Energie Dispersive Röntgenstrahlenmessung (LINK EDX ©, QX2000) unter einer Anregungsspannung von 10 kV bestimmt (Abb. 2.29). Dabei wurde jeweils das Röntgenfluoreszenzspektrum der künstlichen und natürlichen Partikel der Schmelzen AMS (A) und AST (B) gemessen. Innerhalb der statistischen Schwankungen sind die Elementverteilungen künstlicher und natürlicher Proben identisch. Daraus folgt, dass sich die chemische Zusammensetzung der Schmelze durch den erneuten GFV-Schmelzprozeß nicht verändert hat. Grundsätzlich sind die Röntgen-Fluoreszenz-Spektren der Schmelzen AMS und AST nahezu identisch und bestätigen die Beobachtungen von DE VITA et al. (1999), DELLINO et al. (2001) und D'ANTONIO et al. (2001). Das Ergebnis der EDX beweist, dass die Proben repräsentativ für die Durchführung des GFV waren und stellt ein zweites grundlegendes Ergebnis der REM dar.

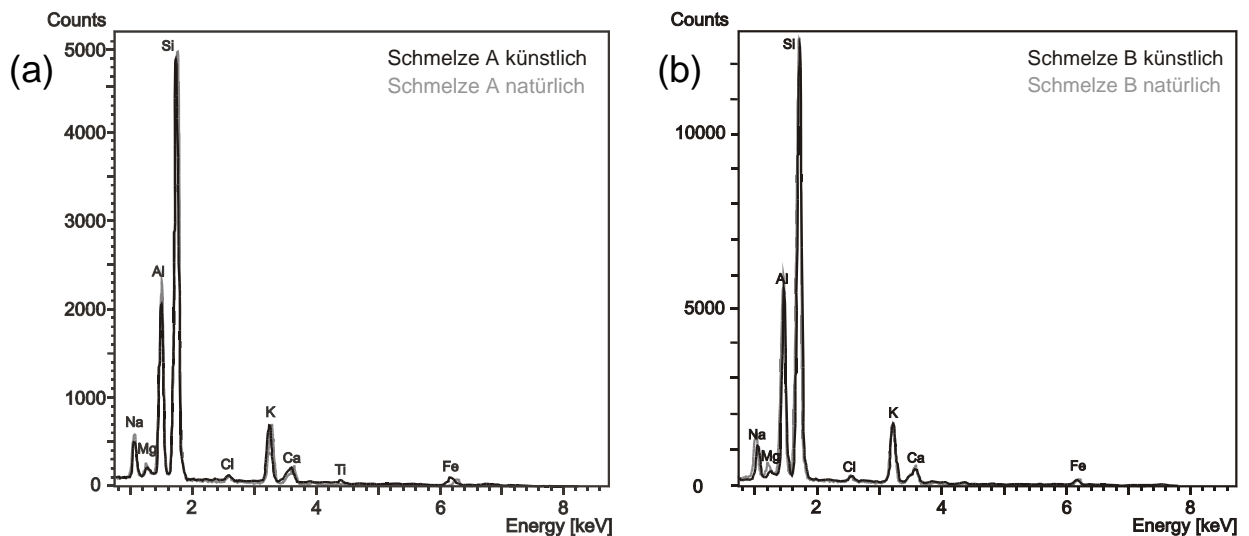


Abb. 2.29. Die EDX-Analyse (Dipartimento Geomineralogico der Univeristät Bari/Italien) unter dem Rasterelektronenmikroskop zeigt den nahezu identischen Chemismus von natürlichen und künstlich generierten Partikeln der Schmelzen (a) AMS und (b) AST sowie den ähnlichen Chemismus untereinander.

2.1.6.3 Durchlicht-Dünnschliff-Mikroskopie (DDM)

Nach Durchführung der GFV wurden von grobfragmentierten Schmelzeanteilen Dünnschliffe hergestellt. An ihnen wurde der Aufschmelzgrad des Ausgangsgranulates über DDM (OLYMPUS©, BH2) unter konoskopischem Strahlengang überprüft. Dabei zeigten die meisten Proben vollständige Auslöschung amorpher Schmelze. In Dünnschliffen mit unvollständigem Aufschmelzgrad konnten feinkristalline Bereiche unvollständig aufgeschmolzener Granulatkörner von Bereichen vollständiger Auslöschung unterschieden werden.

Damit bietet die DDM eine zuverlässige Methode zur Qualitätssicherung des Aufschmelzgrades. Die Qualitätssicherung durch Histogrammdarstellung (Kap. 2.1.5.3) der Siebanalysen kann über diese Methode geeicht werden. Exemplarische Dünnschliffe der Aufschmelzgrade sind in Kapitel 1.4.7 dargestellt.

2.1.6.4 Partikelklassifikation nach DELLINO et al. (2001)

Die verschiedenen Lithofazies der AMS Tephra wurden von DELLINO et al. (2001) mit verschiedenen morphologischen Werten versehen (Abb. 2.30), welche die Parameter Kornform, Kornumriss, Glas-Oberflächentexturen, Blasengehalt und Blasenform nach Tabelle 2.2 gliedern.

Künstliche Einzelpartikel der Korngrößenklassen $3,2 \cdot 10^{-5} \text{ m} < x < 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ wurden über ABM und REM auf Kornform, Kornumriss, Glas-Oberflächentexturen, Blasengehalt und Blasenform analysiert und anhand des Verfahrens von DELLINO et al. (2001) klassifiziert.

Dabei entsprachen die künstlich erzeugten Partikel in allen Parametern den morphologischen Werten der natürlichen Partikel der Lithofazies 4 (Teilabfolge B2) nach DELLINO et al. (2001).

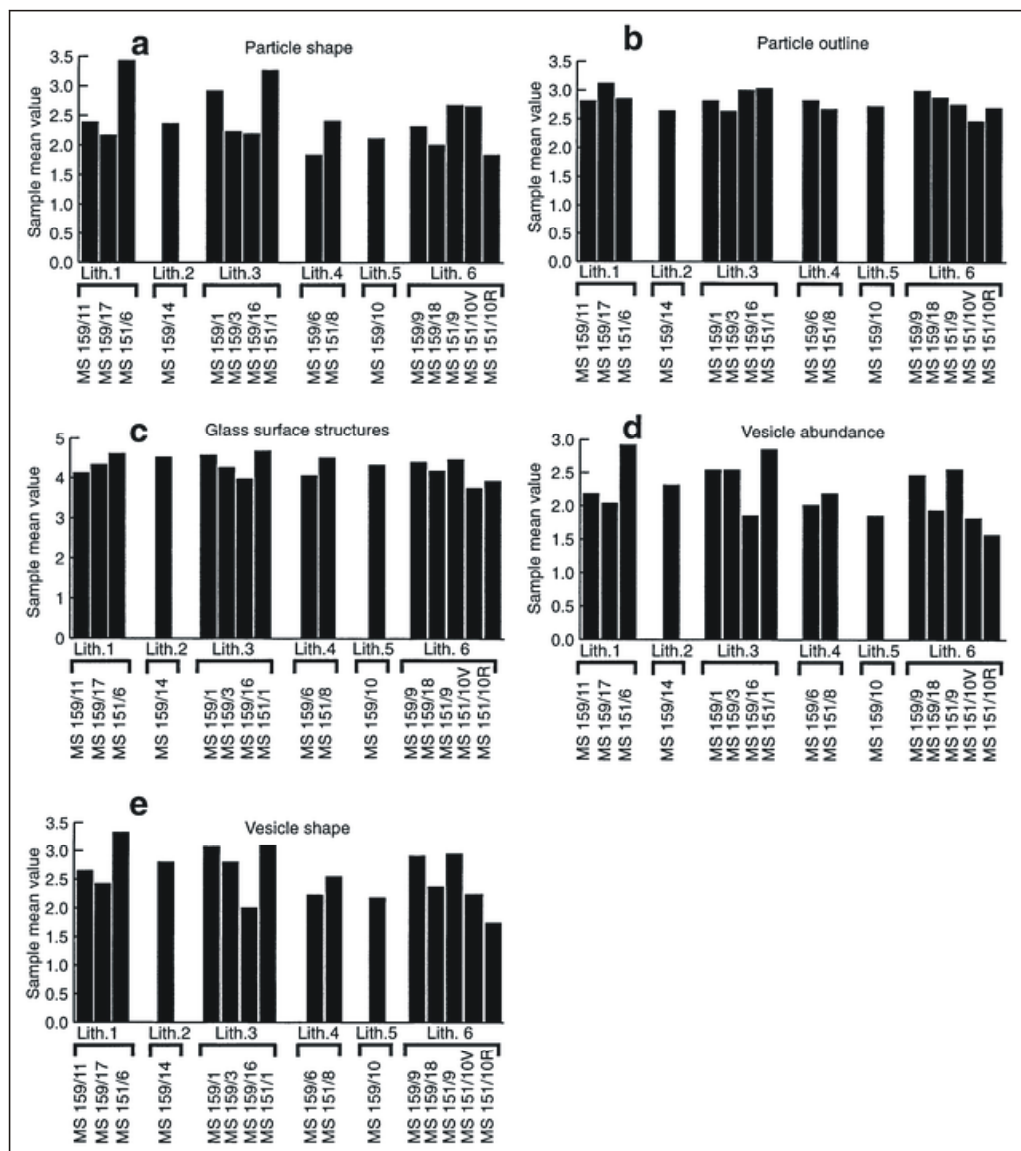


Abb. 2.30: Die Diagramme zeigen die Durchschnittswerte der morphologischen Parameter der repräsentativen AMS Tephra Proben (DELLINO et al., 2001). a Kornform; b Kornumriss; c Oberflächen-texturen; d Blasengehalt; e Blasenform. Die Typusablagerungen der Teilabfolge B2 entsprechen Werten der Lithofazies 4.

	Kornform	Kornumriss	Oberflächentexturen	Blasengehalt	Blasenform
Wert 1	blockhaft	linear	<i>quench cracks</i>	keine Blasen	keine Blasen
Wert 2	angular	leicht ungleichmäßig	leicht narbig	sehr gering	sphärisch
Wert 3	ausgelängt	sehr ungleichmäßig	anhaftende Partikel	gering	ovoid
Wert 4	ausgelängt- gerundet	ausgebuchtet	lineare Rissflächen	groß	röhrenförmig
Wert 5	uneinheitlich	Konkav-konvex	keine Texturen	sehr groß	verdreht

Tabelle 2.2: Morphologische Parameter zur Klassifikation von feinen Aschenpartikeln (nach DELLINO et al., 2001). Grau sind die identischen Wertigkeiten der natürlichen (B2 Typusablagerung) und künstlichen Partikel gekennzeichnet.

2.1.7 Ergebnisse der materialabhängigen GFV

2.1.7.1 Ergebnisse der Messungen und Analysen

Als Versuchsreihe wurden sowohl bei materialabhängigen GFV als auch bei druckabhängigen GFV im Regelfall jeweils fünf GFV zusammengefasst um eine solide statistische Auswertung zu gewährleisten. Die Versuchsreihen wurden nach den Materialien und den Versuchsserien benannt (1S \triangleq GFV100; 2S \triangleq GFV75; 3S \triangleq GFV62,5; 4S \triangleq GFV50). Die Materialbezeichnungen AMS und AST wurden in den Sieblinie und Histogrammen durch die Buchstaben A und B ersetzt.

Die ersten Versuchsreihen der zu analysierenden Materialien der AMS und AST Tephra wurden unter maximalen Zugraten, d.h. treibenden Gasdrücken von 100 MPa, durchgeführt (GFV100). Die Ergebnisse der Vorversuche ließen unter diesen Versuchsbedingungen auf ein hohes Maß an neugebildeten Fragmenten schließen. Aus diesem Grund wurden die Reihenversuche als GFV100 durchgeführt. Jedes Material wurde anhand einer Versuchsreihe analysiert. Diese wurden über Granulometrie und Partikelanalyse mit den natürlichen Partikeln verglichen und statistisch ausgewertet. Ziel der materialabhängigen GFV100 war, die Materialeigenschaften der beiden Schmelzen AMS und AST gegenüberzustellen und eventuelle Systematiken im Fragmentationsverhalten herauszuarbeiten.

Die Ergebnisse der GFV zeigen, dass beide Materialien unter GFV100 typisch bruchhaftes Verhalten aufweisen. Die Messungen zeigen in allen Fällen Druckrampen mit plötzlichen Druckabfällen durch Sprödbbruch der Schmelzen. Diese sind vergleichbar mit Kraframpen genormter Biegeversuche (Abb. 1.18). Ihre Spannungs-/Verformungsbeziehungen sind direkt mit der HKA korrelierbar.

Die Konzeption der GFV bietet die Möglichkeit, optisch analysierte Ladezeiträume T_L und Fragmentationszeiträume T_F auszuweisen, die bruchmechanische Unterschiede der beiden Schmelzen aufzeigen können (Abb. 2.31 und 2.33). Anhand der geometrischen Auswertung der Gasdruck-Zeit Verläufe nach WEIJERMARS (1997) werden die T_F mit geometrischen Kurvenabfällen (Bereich der Mikrobruchbildung) korreliert (Abb. 2.32 und 2.34). Die Stufen C und D nach WEIJERMARS (1997) wurden in dieser Arbeit zu einer Stufe zusammengefasst. Außerdem besitzen GFV keine Stufe F, da sich das System durch Sprödbbruch früher (nach D) öffnet.

- **GFV100 (Messreihe AMS 1S)**

Optisch analysierte T_L und T_F

Die Gasdruck-Zeitgang Kurven der GFV100 (Abb. 2.31) der Schmelze AMS zeigen, dass die gemessenen Druckmaxima der GFV immer unterhalb des Gasdruck-Zeitgang Maximum (Abb. 2.12) liegen. Dies bedeutet, dass das Material unter steigender Belastung vor dem Erreichen des maximal möglichen treibenden Gasdrucks durch Ausbildung eines Sprödbruchs (d.h. Kollaps des Systems), relaxiert. Daraus folgt, dass die 100 MPa Gasdruck-Zeit Verläufe keinen Gangkorrekturen unterzogen werden müssen. Durch die HKA konnten jedem GFV ein Ladezeitraum T_L und ein Fragmentationszeitraum T_F zugeordnet werden (Abb. 2.31), deren statistische Auswertung in Kap. 2.1.9.1, Tab. 2.5 dargestellt ist.

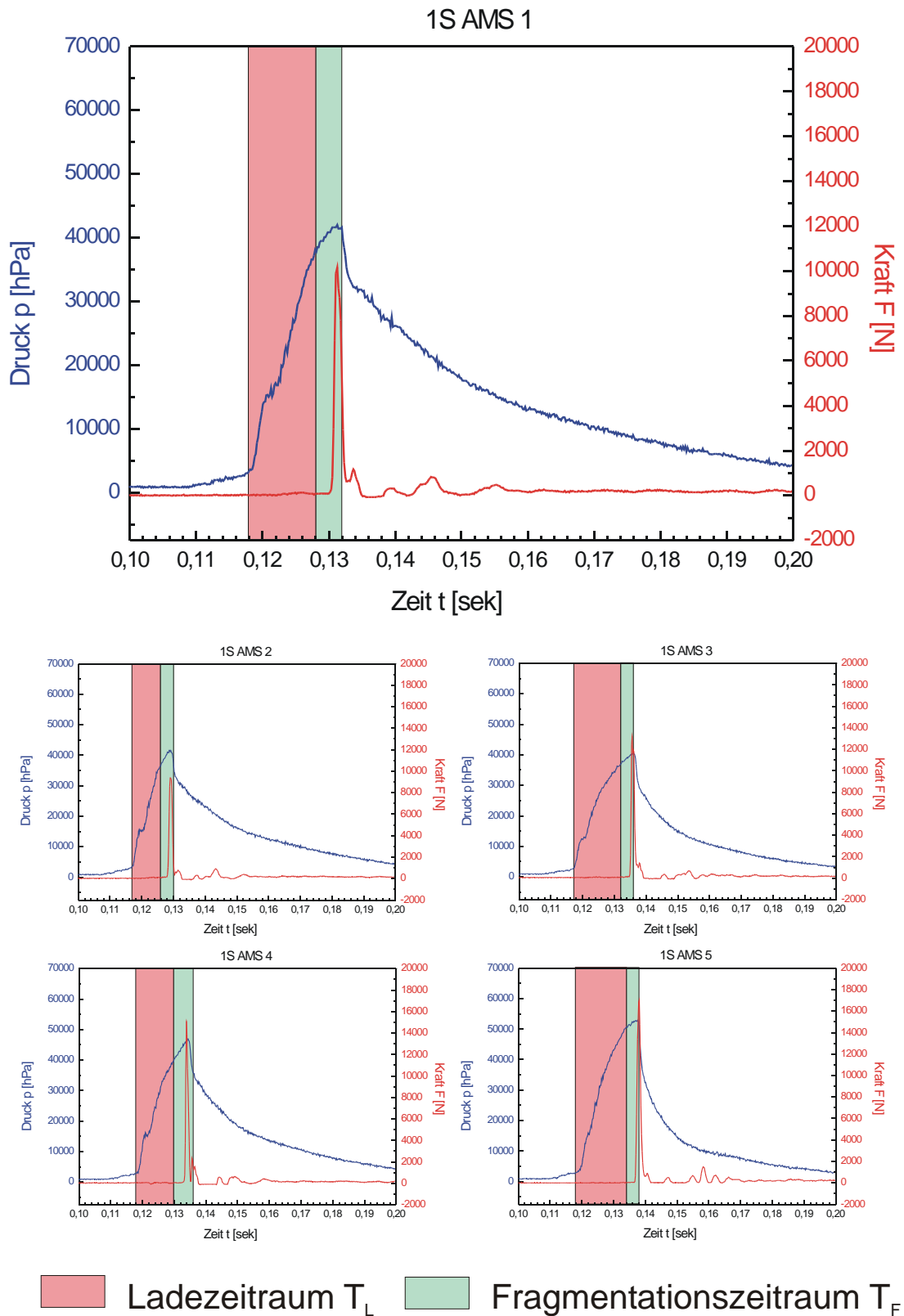


Abb. 2.31: Zusammenstellung der Parameter Gasdruck-Zeit und Rückstoßkraft-Zeit Verlauf sowie der HKA der GFV100 (Messreihe AMS 1S). Dabei ist jedem Versuch ein Ladezeitraum und ein Fragmentationszeitraum optisch zugeordnet.

Kurvengeometrische Analyse des Gasdruck-Zeit Verlaufs

Alle Versuche der Messreihe AMS S1 zeigen die Merkmale einer typisch bruchmechanischen Spannungs-/Verformungskurve (WEIJERMARS, 1997; Kap. 1.5.5.4), deren statistische Auswertung in Tab. 2.6 dargestellt ist. Diese lässt sich in vier Stufen gliedern (Abb. 2.32). Dieses System wurde allen GFV zugrundegelegt:

- (A) Mikrobrüche und Porenräume, die sich in bestimmten Winkeln zur aufgetragten Stressrichtung befinden (siehe Abb. 1.19), schließen sich mit einsetzender Belastung (d.h. mit Beginn von T_L). Dieser Zeitraum wird als Komprimierzeitraum T_K definiert.
- (B) Bereich linearer elastischer Verformung. Der anfänglich steile Druckgradient wird durch leichte Druckabfälle unterbrochen, die als initiales Einströmen von Gas in Schmelzbereiche angesehen werden. Den $2\text{-}3 \cdot 10^{-3}$ s andauernden Druckabfällen folgen Druckanstiege, deren Druckgradienten leicht abfallen. Das Wiedereinsetzen der linearen Druckanstiege wird als thermische Expansion des eingeströmten Gases interpretiert. Das initiale Einströmen von Gas wird vom Einsatz der Mikroseismizität begleitet.
- (C) Bereich der Bildung von Mikrobrüchen und einhergehender Mikroseismizität mit teilweise reversibler, elastischer Volumenausdehnung. Dieser Bereich beginnt zwischen 70 und 80 % des absoluten Druckscheitelpunktes und wird bis zum Scheitel als Mikrobruchzeitraum T_{Mik} definiert. Der mit Verzögerung einsetzende optisch analysierte T_F (Abb. 2.31) entspricht ca. 60 % von T_{Mik} . Diese Verzögerung entsteht durch optisch nicht auswertbare Mikrobruchbildung. Die optisch analysierten T_F werden als entscheidender Materialparameter in der Beurteilung der Eigenschaften von AMS und AST angesehen und anhand der kurvengeometrischen Analyse über T_{Mik} überprüft.
- (D) Bereich des Druckabfalls, nachdem die Bruchgrenze des Materials erreicht ist und die Schmelze infolge eines Sprödbruchs grobfragmentiert.

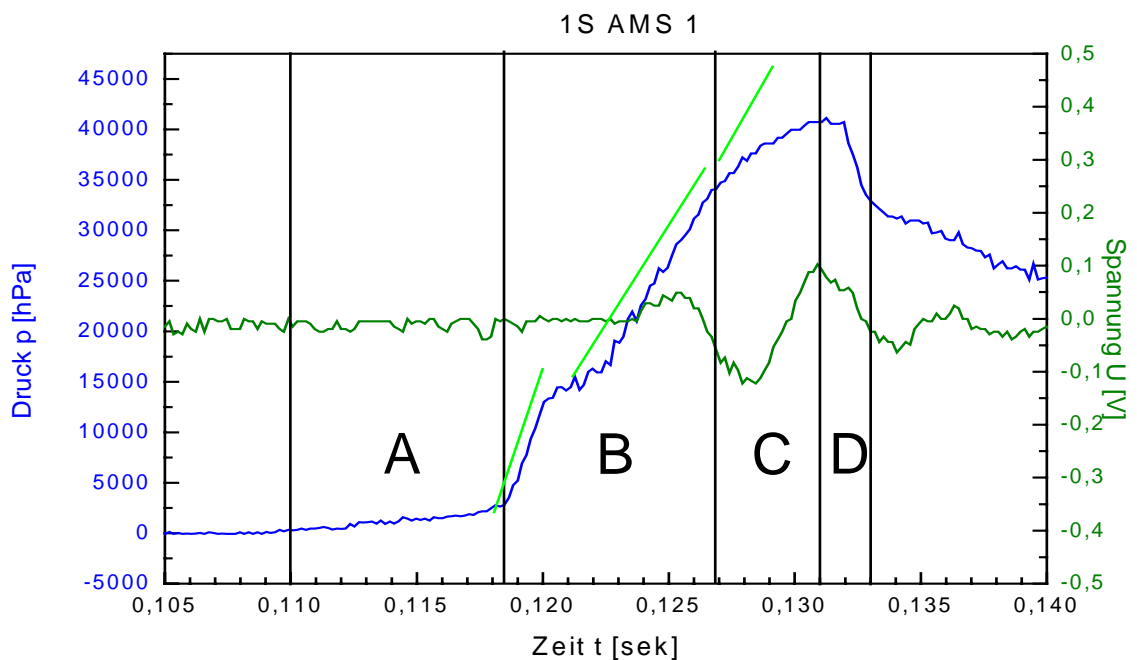


Abb.: 2.32: Kurvengeometrische Analyse am Beispiel des GFV100/AMS 1S 1 nach WEIJERMARS (1997). Dabei kann der Gasdruck-Zeit Verlauf (blau) in vier unterschiedliche Stadien unterteilt werden (Text oben). Die hellgrünen Hilfslinien zeigen, dass die Kurve in Stufe B linear ansteigt, in Stufe C jedoch aufgrund von Mikrobruchbildung ihre Linearität verliert. Die dunkelgrüne Kurve zeigt den Einsatz der Mikroseismizität mit Beginn der Mikrobruchbildung.

- **GFV100 (Messreihe AST 1S)**

Optisch analysierte T_L und T_F

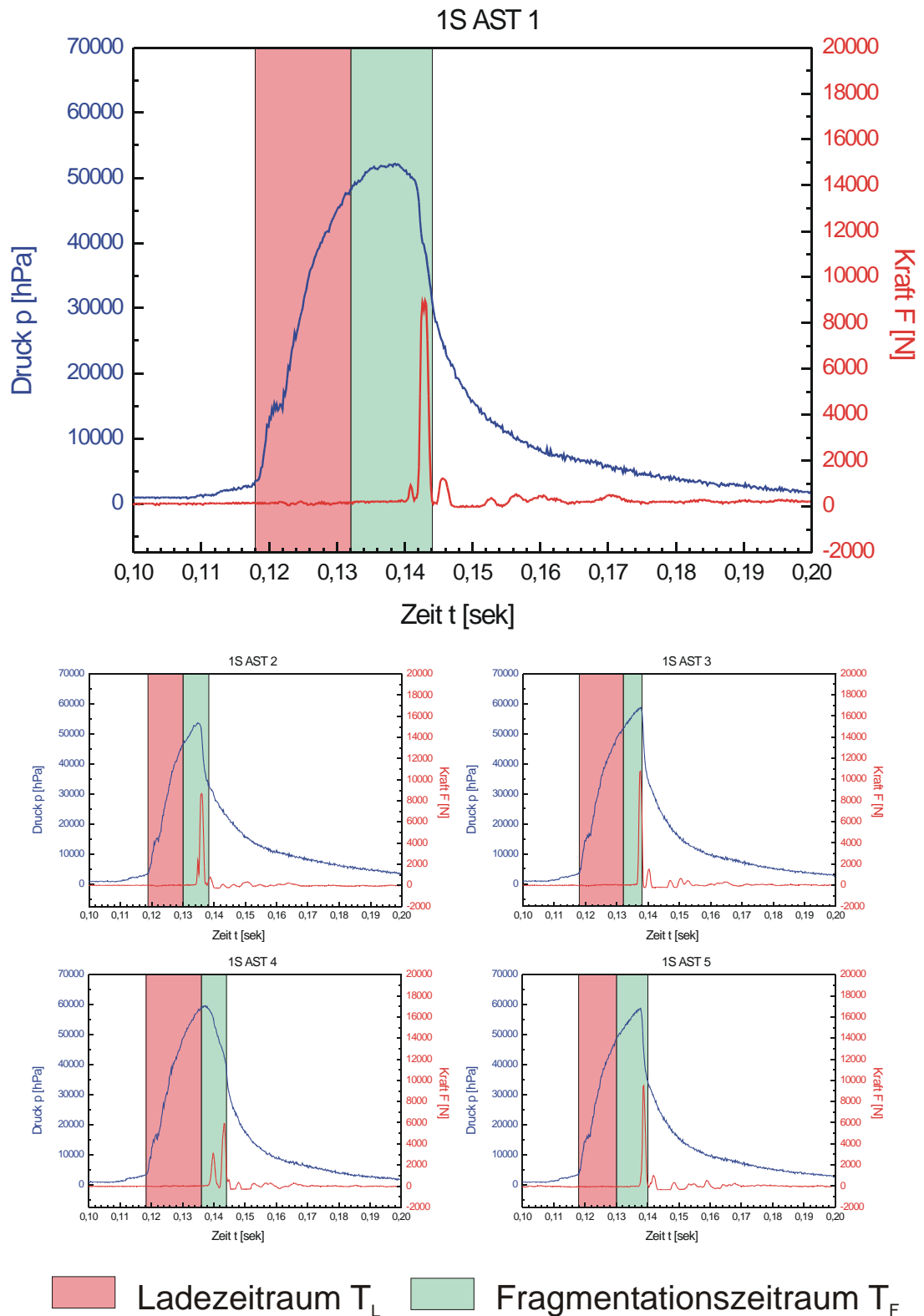


Abb. 2.33: Zusammenstellung der Parameter Gasdruck-Zeit und Rückstoßkraft-Zeit Verlauf sowie der HKA der GFV100 (Messreihe AST 1S).

Die Gasdruck-Zeit Verläufe der GFV100 von AST (Abb. 2.33) zeigen ein ähnliches Verhalten, wie das von AMS. Auch hier liegen die gemessenen Druckmaxima der GFV immer unterhalb des Gasdruck-Zeitgang Maximum (Abb. 2.12). Daraus folgt, dass das Material unter steigender Belastung, vor dem Erreichen des maximal möglichen treibenden Gasdrucks, fragmentiert. Dies geschieht unter Ausbildung eines Sprödbruchs (d.h. Kollaps des Systems). Also sind auch in diesem Fall keine Gangkorrekturen über 100 MPa Gasdruck-Zeit Verläufe nötig. Die statistische Auswertung der T_L und T_F ist in Kap. 2.1.9.1, Tab. 2.6 zusammengestellt.

Alle Versuche der Messreihe AST 1S zeigen die vier Stufen einer bruchmechanischen Spannungs-/Verformungskurve (WEIJERMARS, 1997). Die Interpretation der Spannungs-/Verformungskurven folgt den Erläuterungen oben, jedoch mit unterschiedlichen zeitlichen Beziehungen (Abb. 2.33). Die Abbildungen 2.32 und 2.34 zeigen signifikant unterschiedliche Stufen C der Gasdruck-Zeit Verläufe beider Schmelzen. Dies deutet darauf hin, dass AST über einen längeren Zeitraum als AMS unter Spannung gehalten werden kann. Dies drückt sich durch verstärkte Mikrobruchbildungen in diesem Bereich aus. Dieser Befund korreliert mit den HKA der GFV100.

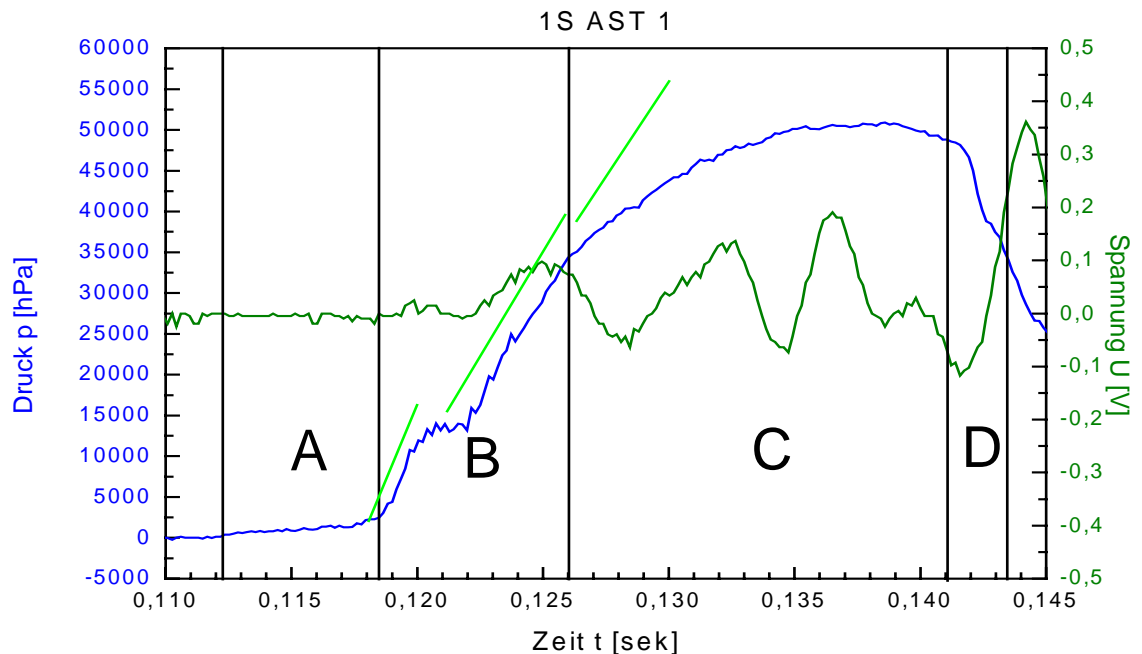


Abb.: 2.34: Kurvengeometrische Analyse am Beispiel des GFV100/AST 1S 1 nach WEIJERMARS (1997). Die hellgrünen Hilfslinien zeigen, dass die Kurve in Stufe B linear ansteigt, in Stufe C jedoch aufgrund von Mikrobruchbildung ihre Linearität verliert. Die dunkelgrüne Kurve zeigt den Einsatz der Mikroseismizität mit Beginn der Mikrobruchbildung.

2.1.7.2 Ergebnisse der Granulometrie

Die Granulometrie der neugebildeten Partikel stellt einen wesentlichen Bereich der Gesamtauswertung eines GFV dar. Die Gesamtoberfläche der Partikel berechnet sich über die einzelnen Anteile der Kornklassen in Massenprozent und BET-Messung. In den Kornklassen $3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ werden die spezifischen Oberflächen modelliert (Kap. 2.1.5). Diese Gesamtoberfläche geht entscheidend in die Ermittlung des spezifischen kritischen Scherstress ein (siehe Kap. 1.5.4.2).

Die graphische Darstellung der Korngrößenverteilungen durch Sieblinien bietet die Möglichkeit, Partikelverteilungen verschiedener Schmelzen graphisch untereinander zu vergleichen. Die ermittelten Regelsieblinien der künstlich erzeugten Partikel können Korngrößenverteilungen natürlicher Partikel verschiedener Autoren (DE GENNARO, 1999; DELLINO, 2001) gegenübergestellt werden. Dieser Vergleich liefert wichtige Erkenntnisse, inwieweit natürliche Bruchereignisse im Labor nachgestellt werden können.

Die Histogrammdarstellung der granulometrischen Ergebnisse liefert schmelzspezifische Kennlinien. Mit deren Hilfe können qualitative Aussagen über den Aufschmelzgrad des Ausgangsmaterials getroffen werden (Kap. 1.4.7). Diese Kennlinien sollten innerhalb der gleichen Schmelze mit den Histogrammverläufen konsistent sein. Ist dies nicht der Fall und das Histogramm folgt der Fehler-Kennlinie (Kap. 2.1.5.3), so ist der GFV von der Messreihen-Auswertung auszuschließen. Diese Methode der Qualitätssicherung muss zuvor über Dünnschliffanalyse geeicht werden (Kap. 1.4.7).

- **Partikel der GFV100 (Messreihen AMS 1S und AST 1S)**

Abbildung 2.35 zeigt eine Zusammenstellung der Sieblinien der Messreihe AMS 1S und AST 1S. Die nach DIN 18 123 ermittelten Korngrößenverteilungen werden jeweils durch gemittelte Sieblinien ausgedrückt, deren Verläufe und Standardabweichungen in Abbildung 2.56 gegenübergestellt werden.

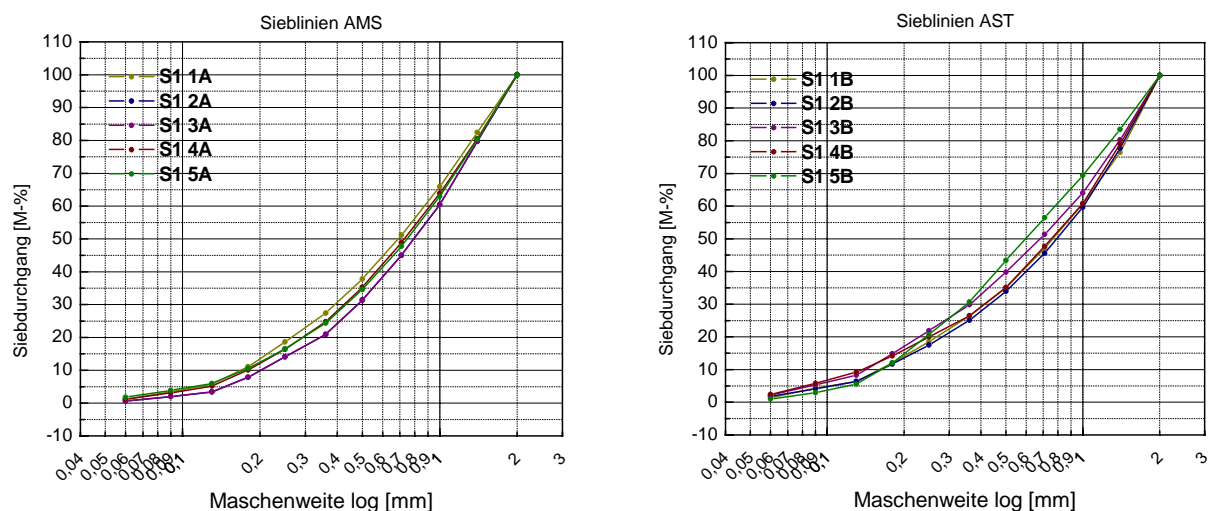


Abb. 2.35: Sieblinien-Darstellung der Granulometrie von AMS 1S (links) und AST 1S (rechts). Bereits hier werden die prozentual höher verlaufenden AST-Sieblinien in den feineren Kornklassen deutlich.

Die Abbildungen 2.36 und 2.37 zeigen die Histogramme und Kennlinien der Partikelverteilungen der Schmelzen AMS und AST. Dabei entsprechen sowohl die Histogramme von AMS ihrer materialspezifischen Kennlinie (orange), als auch die von AST

(pink). Der geometrisch unterschiedliche Verlauf der Kennlinien (unterschiedliche Steigungen bei unterschiedlichen Kornklassen) bestätigt das Ergebnis der Siebliendarstellung in Abbildung 2.35. Die erhöhten Massenprozentangaben (Y-Achse) der Partikelverteilungen der Schmelze AST zeigen gegenüber AMS einen höheren Grad an Feinfragmenten an.

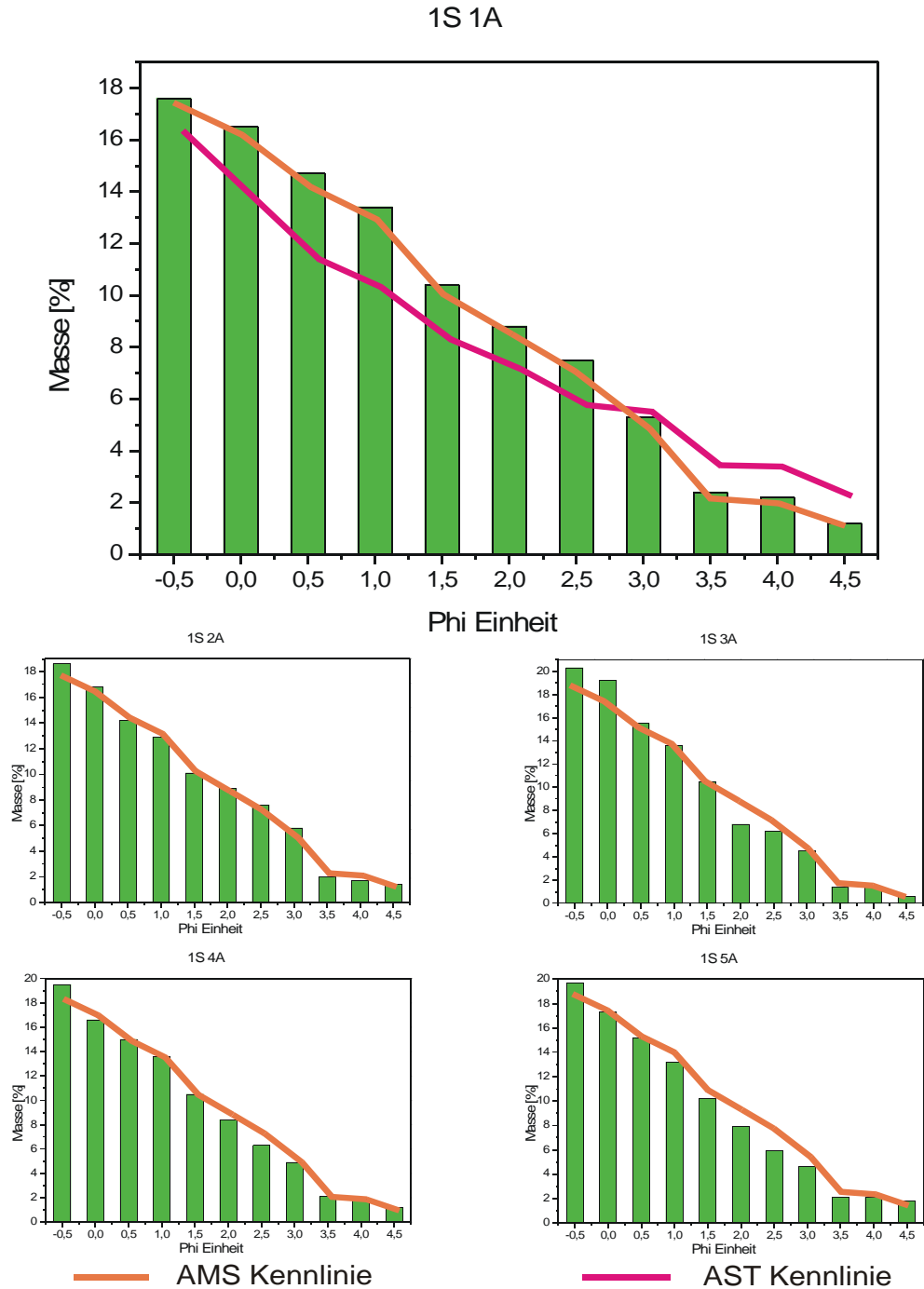


Abb. 2.36: Histogrammdarstellung der Granulometrie der GFV100/AMS S1. Alle Verteilungen folgen im wesentlichen der Kennlinie des Materials AMS (orange). Im Vergleich dazu ist die deutlich abweichende Kennlinie des Materials AST (pink) dargestellt.

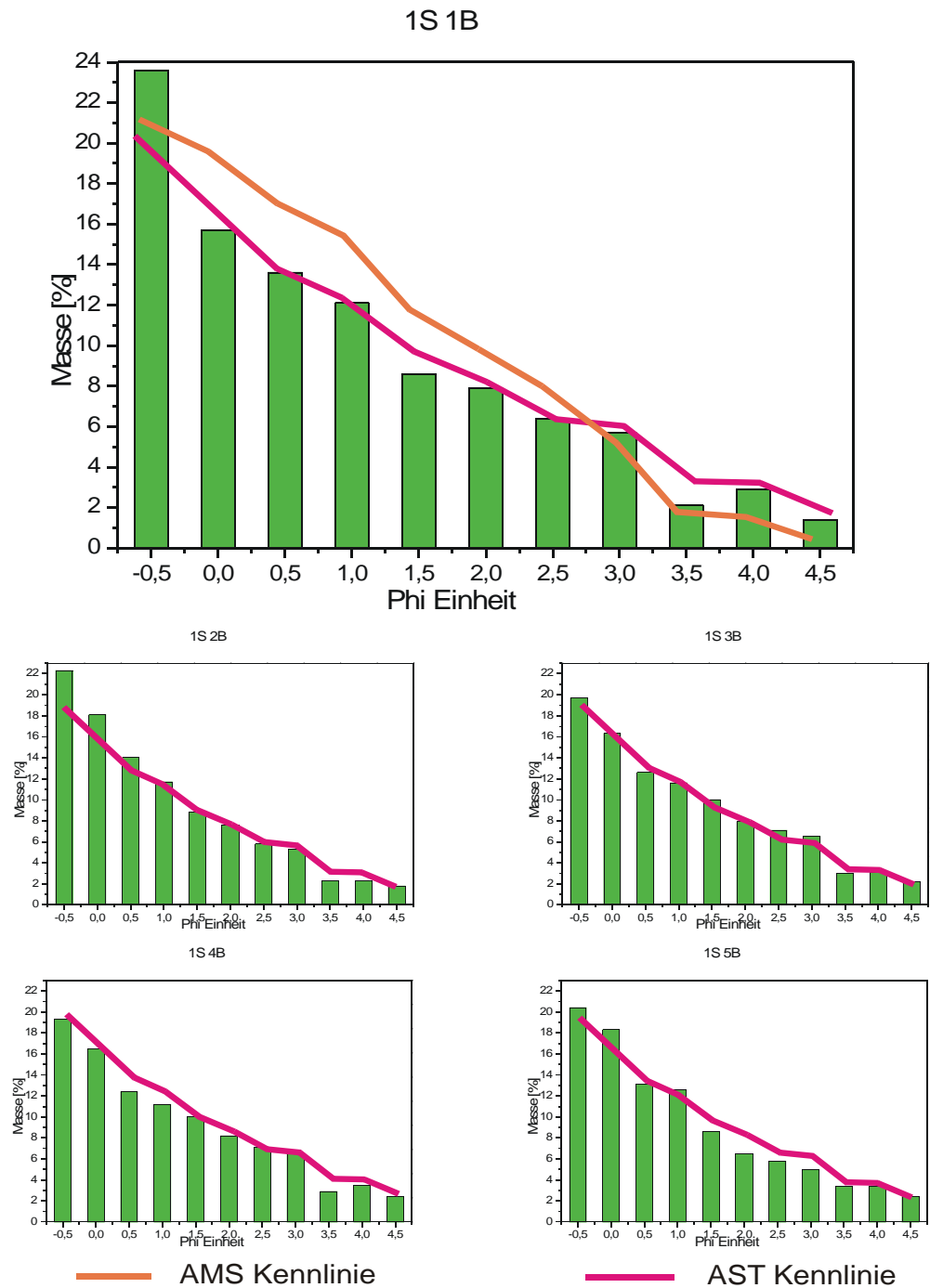


Abb. 2.37: Histogrammdarstellung der Granulometrie der GFV100/AST S1. Alle Verteilungen folgen im wesentlichen der Kennlinie des Materials AST (pink). Im Vergleich dazu ist die deutlich abweichende Kennlinie des Materials AMS (orange) dargestellt.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse der Granulometrie beider Typusschmelzen einen deutlichen Unterschied im bruchmechanischen Verhalten unter identischen Versuchsbedingungen. Dieses Verhalten konnte in der Vergangenheit auch an natürlichen Pyroklasten nachgewiesen werden (DE GENNARO, 1999; DELLINO, 2001; Kap. 2.1.9.2). Damit ist gewährleistet, dass experimentelle und natürliche Prozessabläufe ähnlich bis identisch sind und Energiebilanzierungen einer GFV-Reihe auf Ablagerungen am Vulkan bezogen werden dürfen (Kap. 3).

2.1.8 Ergebnisse der druckabhängigen GFV

2.1.8.1 Ergebnisse der Messungen und Analysen

Neben materialabhängigen GFV wurde das druckabhängige Fragmentationsverhalten an einer Schmelze getestet. Dabei diente die Schmelze AST als Testschmelze. Die Gasdruckstufen betragen 100 MPa (siehe Kap. 2.1.7), 75 MPa, 62,5 MPa und 50 MPa. Je geringer die eingestellten Druckstufen waren, umso länger stand das System unter Spannung. Dies führte zu verstärkten Druckverlusten. Der versuchsspezifische Druckabfall erfolgte also nach dem Erreichen des Maximum der Gasdruck-Zeitgang Kurve (Abb. 2.11) und zog Gangkorrekturen nach sich. Eine weitere Folge von Druckverminderung war, dass das System (aufgrund fehlender Dynamik) immer länger unter Spannung stand, was sich in „milder“ werdenden Sprödbbruch-Ereignissen und abnehmenden Scherraten niederschlug. Ab ca. 50 MPa war die negative Bruchgrenze der Materials AST erreicht. Des weiteren verlängerten sich mit Druckerniedrigung die optisch analysierten T_F .

Zusammenfassend ist das Material der Schmelze AST in der Lage, längere Zeit Bruchenergie einzuspeichern, bis der Systemkollaps erfolgt. Die Einspeicherzeit ist direkt von der wirksamen Scherrate abhängig (Kap. 2.1.10).

- **GFV75 (Messreihe AST 2S)**

Optisch analysierte T_L und T_F

Hier müssen die Gasdruck-Zeit Verläufe laut Definition gangkorrigiert werden, da ihre Druckmaxima bereits im Druckabfall-Bereich der Gasdruck-Zeitgang-Kurven liegen. Die gangkorrigierten Druckkurven zeigen im wesentlichen typisch bruchmechanisches Verhalten, deren abgeplattete und verlängerte Maxima durch Sprödbbruch abfallen (Abb. 2.38). Der maximale Druck wird im abgeplatteten Bereich ohne weitere Druckerhöhung im System gehalten, d.h. die Schmelze steht während dieser Zeit unter Spannung (Feinfragmentation durch Mikrobrüche; siehe T_F).

Kurvengeometrische Analyse des Gasdruck-Zeit Verlaufs

Diese verlängerte Spannungszeit korreliert mit den optisch analysierten T_L und T_F sowie dem verlängerten Bereich C (T_{Mik}) der kurvengeometrischen Analyse (Abb. 2.39). T_{Mik} kann auch hier durch den Einsatz der Mikroseismizität analytisch bestätigt werden.

Zusammenstellung der Messwerte

Die Zusammenstellung der Messwerte der GFV75 (Tab. 2.3) zeigt grundsätzlich längere Ablaufzeiten, als es bei den GVF100 der Fall ist (Kap. 2.1.9.1; Tab. 2.6). Dieses Materialverhalten wird durch niedrigere Scherraten und längere Spannungszeit bewirkt (siehe oben). Die Ablaufzeiten verhalten sich untereinander konsistent.

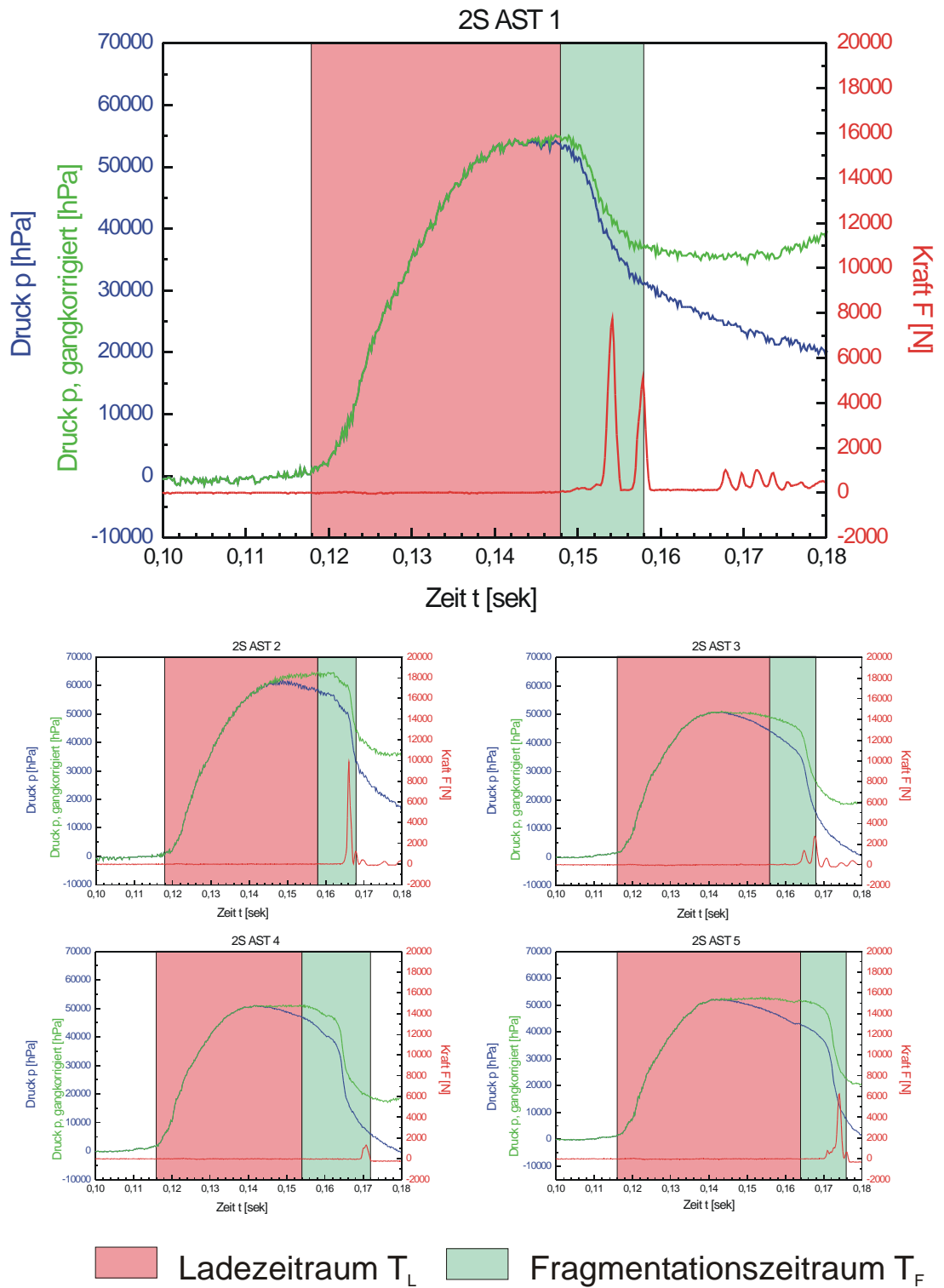


Abb. 2.38: Zusammenstellung der Parameter Gasdruck-Zeit und Rückstoßkraft-Zeit Verlauf sowie der HKA von GFV75 (Messreihe AST 2S). Die Gasdruck-Zeit Verläufe sind gangkorrigiert (grün).

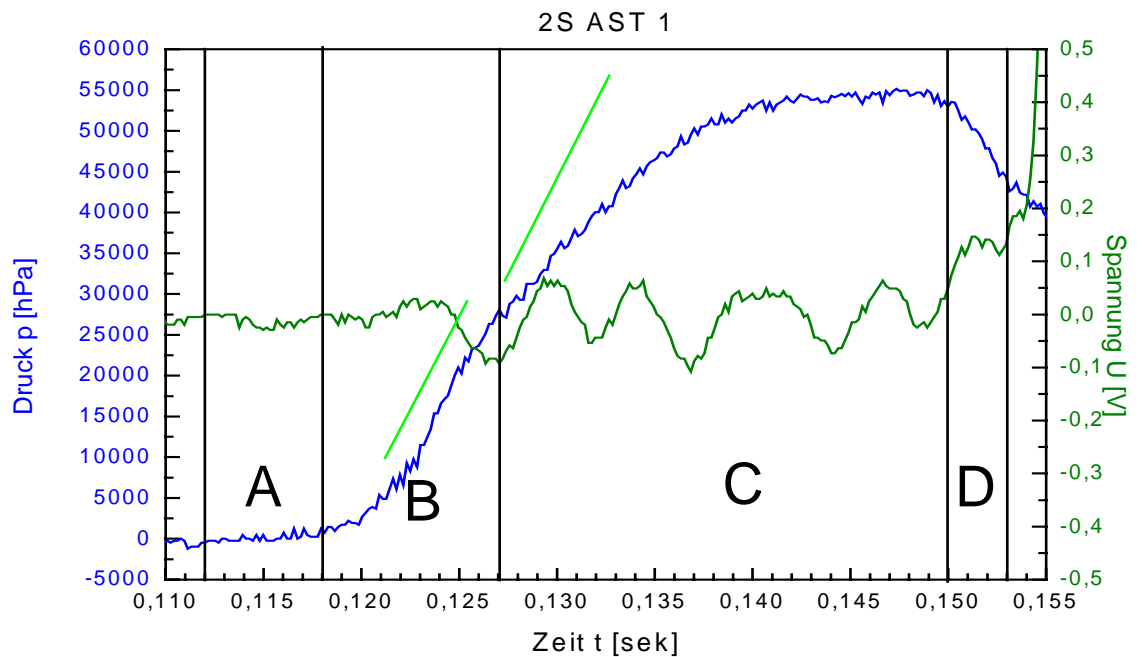


Abb.: 2.39: Kurvengeometrische Analyse am Beispiel des GFV75/AST 2S nach WEIJERMARS (1997). Die hellgrünen Hilfslinien zeigen, dass die Kurve in Stufe B linear ansteigt. Sie verliert in Stufe C jedoch ihre Linearität durch Mikrobruchbildung. Die dunkelgrüne Kurve zeigt den Einsatz der Mikroseismizität mit Beginn der Mikrobruchbildung.

Meßreihe	Versuch	p_{max} [MPa]	$F_{Rück}$ [kN]	T_K [ms]	T_{Mik} [ms]	T_F [ms]	T_L [ms]	ΔT [ms]
AST 2S	1	54,7	7,7	6	23	10	30	46
	2	64,3*	10,0*	8*	30*	10*	40*	58*
	3	50,9	2,8	8	38	12	40	60
	4	50,9	1,4	8	37	18	38	64
	5	52,7	6,4	6	36	12	48	66
∅ AST 2S		52,3 ±1,8	4,6 ±3,0	7,0 ±1,2	33,5 ±7,0	13,0 ±3,5	39,0 ±7,4	59,0 ±9,0

* Versuch 2 wurde über die Qualitätskontrolle (siehe Kapitel 2.1.5.1) als fehlerhaft identifiziert und von der Versuchsauswertung ausgeschlossen. ∅ AST 2S wird somit aus den Versuchen AST 1 und 3-5 gebildet.

Tab. 2.3: Zusammenstellung der Einzelmesswerte der GFV75 der Messreihe AST 2S.

- **GFV62,5 (Messreihe AST 3S)**

Optisch analysierte T_L und T_F

Auch in diesem Fall müssen die Gasdruck-Zeit Verläufe laut Definition gangkorrigiert werden (Kap. 2.1.4.2). Die Ablaufzeiten haben sich durch Druckverminderung erneut verlängert (Tab. 2.4). Deshalb liegen die Druckmaxima im Druckabfall-Bereich der Gasdruck-Zeitgang Kurven (Abb. 2.40).

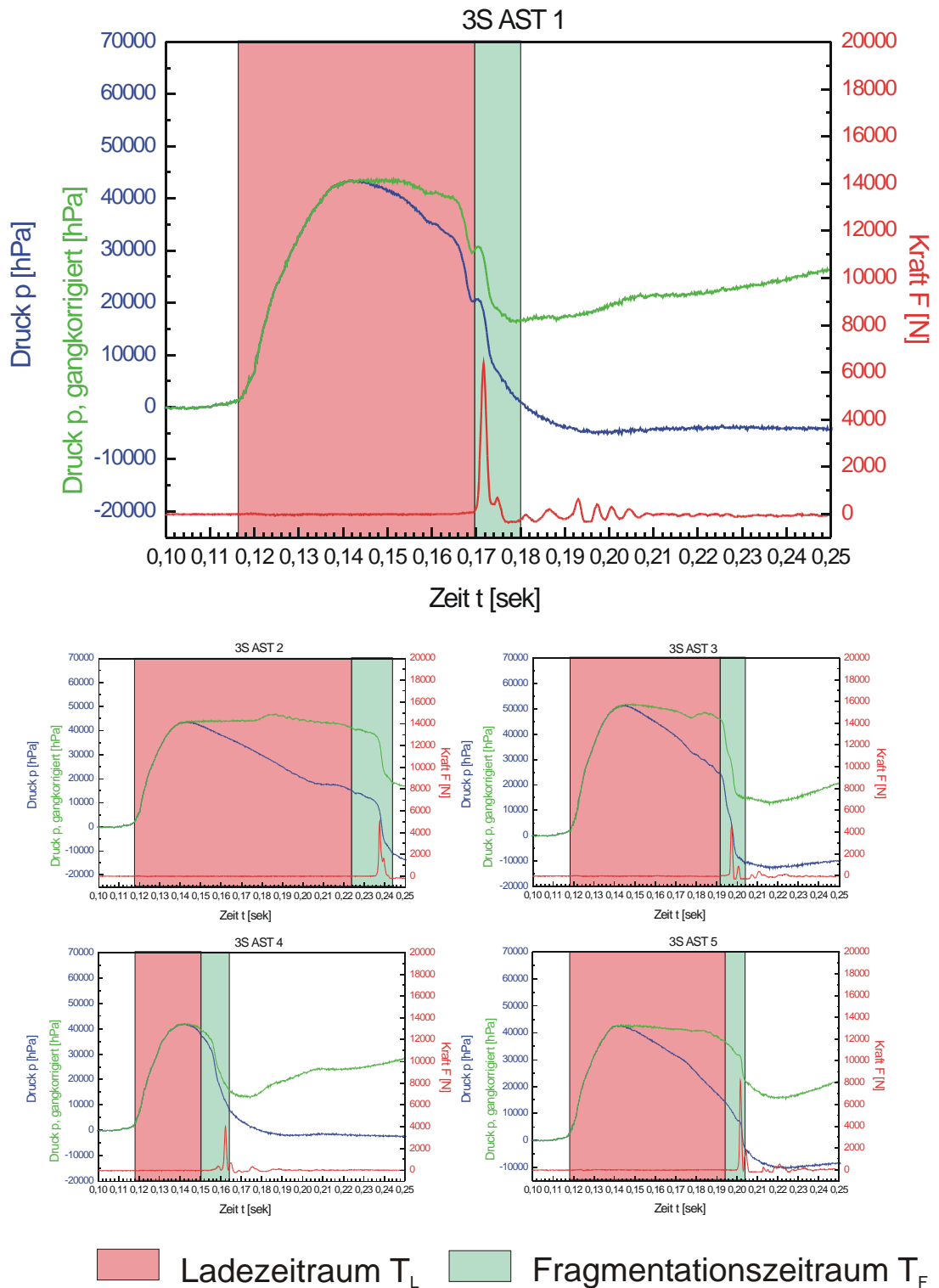


Abb. 2.40: Zusammenstellung der Parameter Gasdruck-Zeit und Rückstoßkraft-Zeit Verlauf sowie der HKA von GFV62,5 (Messreihe AST 3S). Die Gasdruck-Zeit Verläufe sind gangkorrigiert (grün).

Kurvengeometrische Analyse des Gasdruck-Zeit Verlaufs

Die gangkorrigierten Druckkurven zeigen auch hier typisch bruchmechanisches Verhalten (Druckabrissskante durch Spröbruch bzw. Systemkollaps), mit deutlich abgeplatteten und verlängerten Maxima der unter Spannung gehaltenen Schmelze (Abb. 2.40). T_L und T_F korrelieren mit der verlängerten Stufe C (T_{Mik}) der kurvengeometrischen Analyse (Abb. 2.41). T_{Mik} konnte auch hier durch den Einsatz der Mikroseismizität analytisch bestätigt werden. Der starke Anstieg des Seismiksignals bei 0,172 s dokumentiert den Systemkollaps.

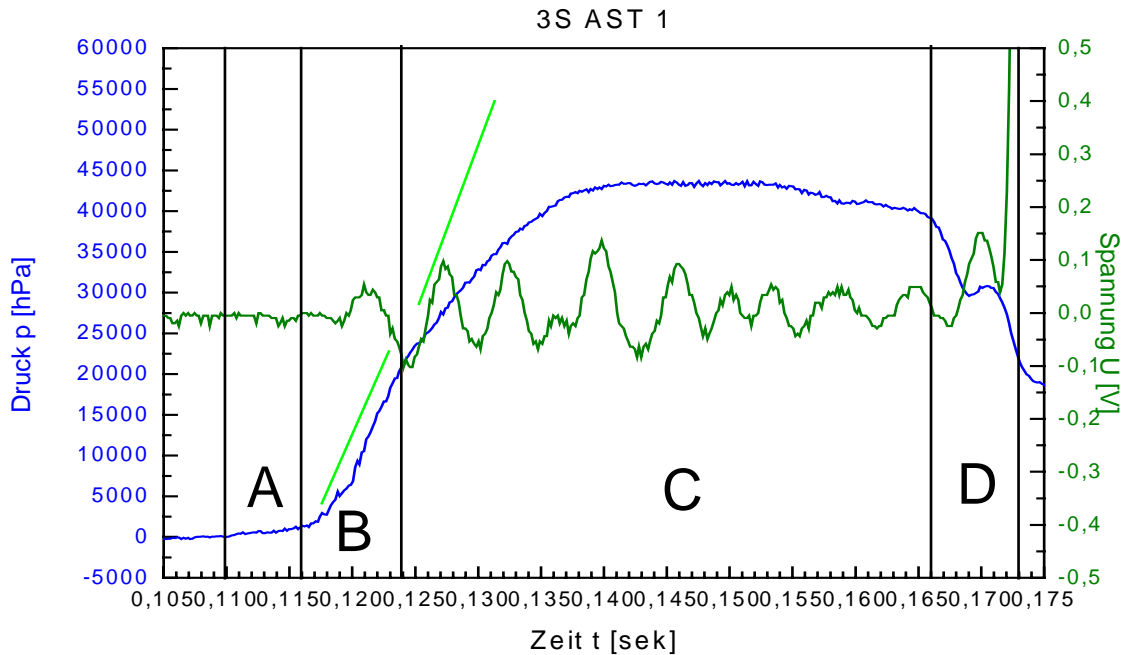


Abb.: 2.41: Kurvengeometrische Analyse am Beispiel des GFV62,5/AST 3S 1 nach WEIJERMARS (1997). Die hellgrünen Hilfslinien zeigen, dass die Kurve in Stufe B linear ansteigt. Sie verliert in Stufe C jedoch ihre Linearität durch Mikrobruchbildung. Die dunkelgrüne Kurve zeigt den Einsatz der Mikroseismizität durch Mikrobruchbildung mit einem starken Anstieg bei 0,172 s (Spröbruch).

Die Gasdruck-Schwankungen im Druckabfallbereich der Versuche 1 und 3 (Abb. 2.40) werden als initiales Einströmen von Gas in den Schmelzeraum (Anheben des Korundschutzplättchens) interpretiert. Der Kontakt des Gases (Raumtemperatur ca. 20° C) mit Schmelze (ca. 1000° C) hat eine plötzliche Volumenexpansion und ein Ansteigen des Gasdrucks zur Folge (siehe auch GFV100).

Zusammenstellung der Messwerte

Meßreihe	Versuch	p_{max} [MPa]	$F_{Rück}$ [kN]	T_K [ms]	T_{Mik} [ms]	T_F [ms]	T_L [ms]	ΔT [ms]
AST 2S	1	43,4	6,4	6	42	10	54	70
	2	46,7	5,1	10	102	20	106	136
	3	51,3	4,6	10	62	12	74	96
	4	41,7	4,1	8	29	14	32	54
	5	42,5	8,2	10	62	10	76	96
Ø AST 2S		45,2 ±3,9	5,7 ±1,6	8,8 ±1,8	59,4 ±27,6	13,2 ±4,1	68,4 ±27,5	90,4 ±31,2

Tab. 2.4: Zusammenstellung der Einzelmesswerte der GFV62,5 der Messreihe AST 3S

Die Messwerte (Tab. 2.4) zeigen im Vergleich zu den GFV75 erneut verlängerte Ablaufzeiten. Der weiter gesenkte treibende Gasdruck bestimmt das Materialverhalten (verringerte Scherraten und verlängerte Spannungszeit). Die Ablaufzeiten untereinander sind konsistent.

- **GFV50 (Messreihe AST 4S)**

Bei treibenden Gasdrücken von 50 MPa wurde die Bruchgrenze einiger GFV unterschritten, d.h. es erfolgte keinerlei Fragmentation oder Kollaps des Systems. Deshalb wurden hier keinerlei Rückstoßkräfte von sich bewegendenden Schmelzanteilen gemessen (Abb. 2.42).

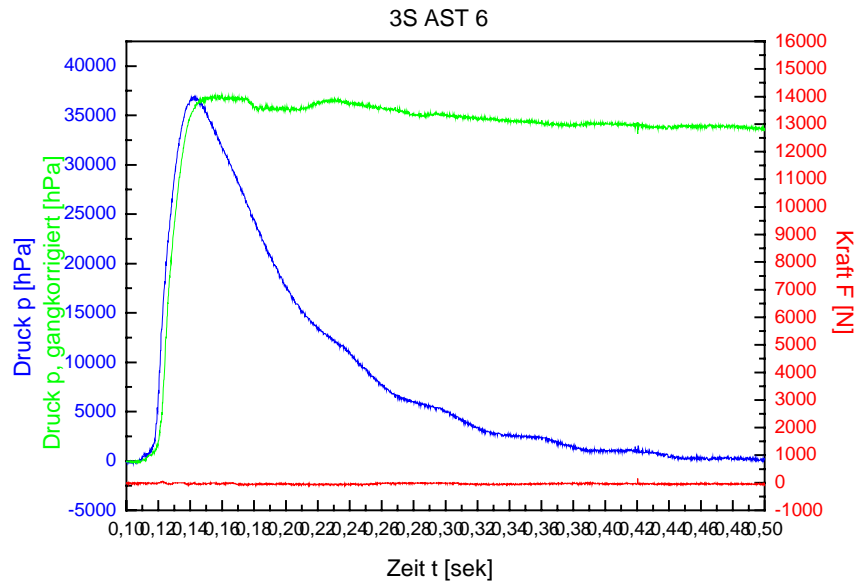


Abb. 2.42: Beispiel eines GFV50 (hier 3S 6) mit unterschrittener Bruchgrenze. Der Gasdruck-Zeit Verlauf ist gangkorrigiert (grün). Der Rückstoßkraft-Verlauf (rot) zeichnet keinerlei Bewegung innerhalb des Schmelzraums auf.

Damit erreicht man durch Drucksenkungen bis 50 MPa den Bruchgrenzbereich der Schmelze AST. Dieser Schmelzetypus ist also im Druckintervall von 100 – 50 MPa über GFV analysierbar.

Optisch analysierte T_L und T_F

Die GFV50 mit Systemkollaps (d.h. überschrittene Bruchgrenze) wurden als Messreihe AST 4S zusammengefasst. Deren Druckmaxima liegen weit im Druckabfall-Bereich der Gasdruck-Zeitgang-Kurven (siehe Kap. 2.1.4.2). Damit müssen die Gasdruck-Zeit Verläufe der GFV50 laut Definition gangkorrigiert werden. Auch hier deuten geringfügige Druckschwankungen der gangkorrigierten Druckkurve auf Volumenveränderungen im System hin (d.h. Volumenkontraktion und -expansion durch leichte Bewegungen des Korundschutzplättchens).

Die gangkorrigierten Druckkurven zeigen typisch bruchmechanisches Verhalten (Druckabrissskante durch Sprödbbruch bzw. Systemkollaps) mit extrem abgeplatteten und verlängerten Maxima der unter Spannung gehaltenen Schmelze (Abb. 2.43).

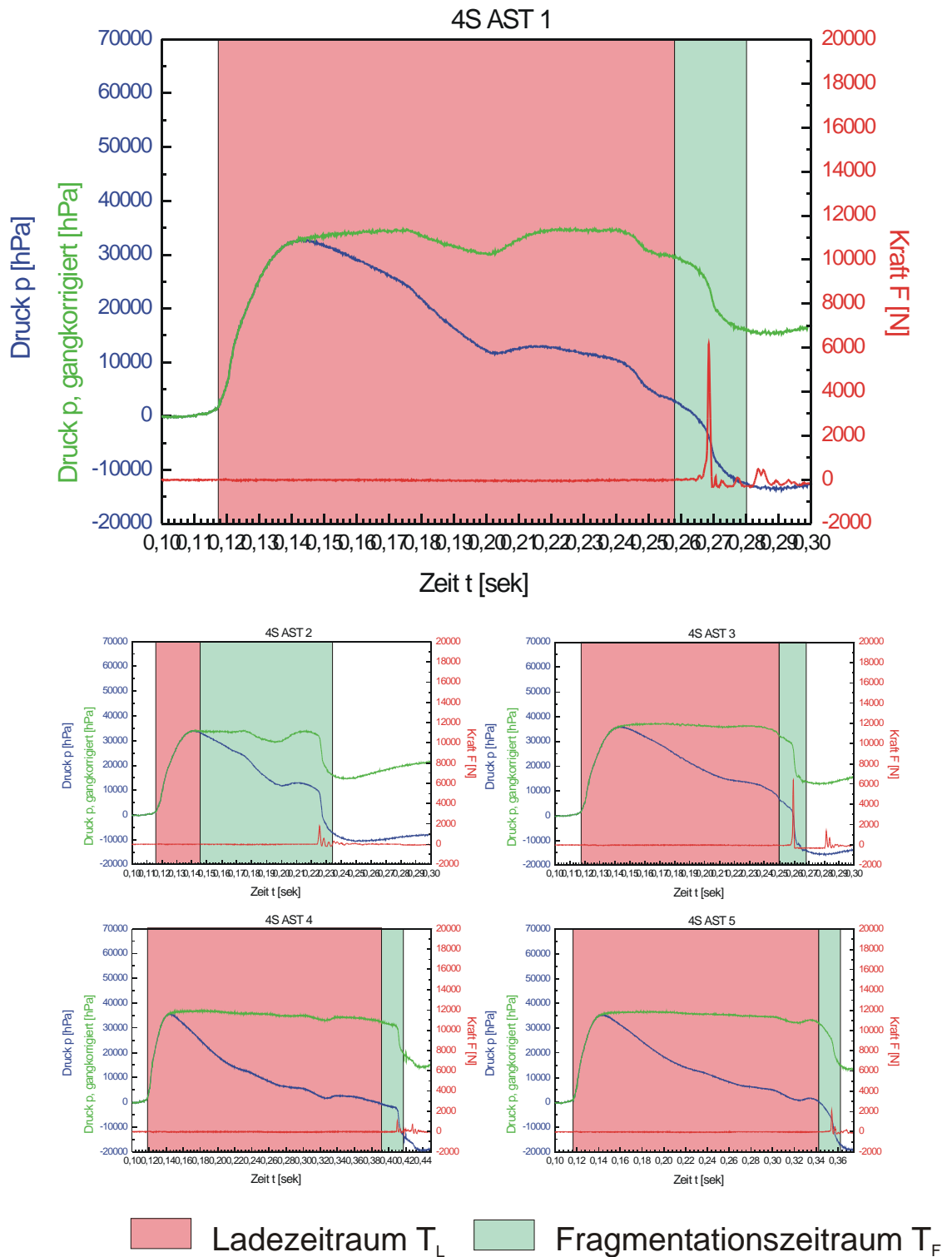


Abb. 2.43: Zusammenstellung der Parameter Gasdruck-Zeit und Rückstoßkraft-Zeit Verlauf sowie der HKA von GFV50 (Messreihe AST 4S). Die Gasdruck-Zeit Verläufe sind gangkorrigiert (grün). Bei Versuch 2 wurde ein atypisches Lade- und Fragmentationszeitraum-Verhältnis festgestellt. Dieses Verhalten ist auf unvollständigen Aufschmelzgrad zurückzuführen, der durch die Qualitätskontrolle identifiziert werden konnte.

Kurvengeometrische Analyse des Gasdruck-Zeit Verlaufs

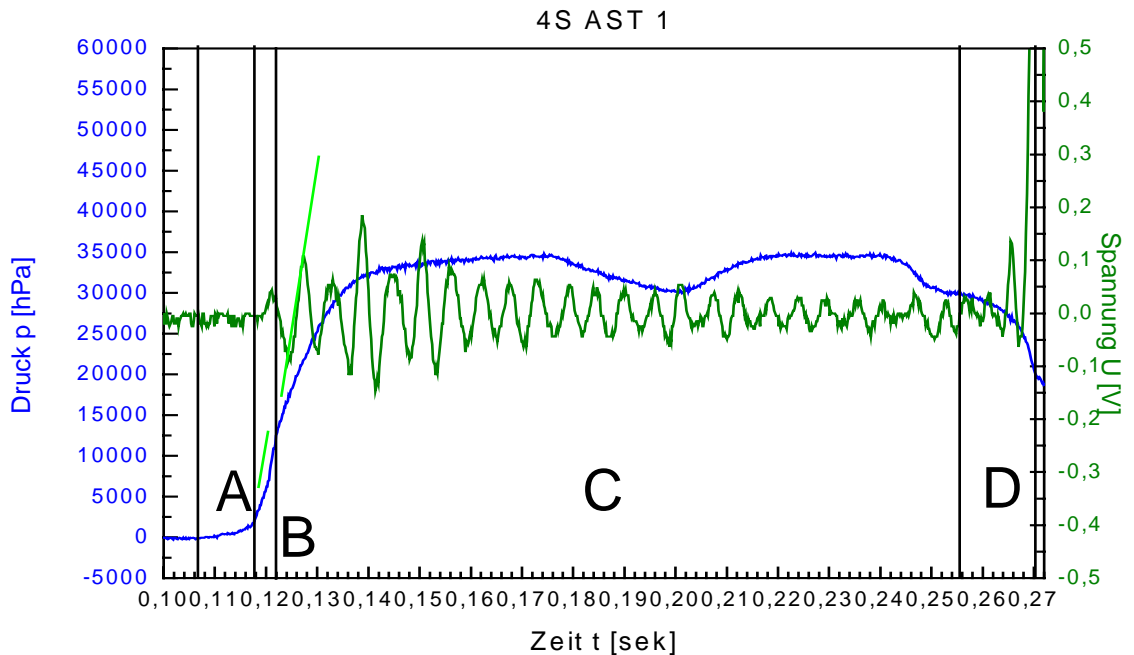


Abb. 2.44: Kurvengeometrische Analyse am Beispiel des GFV62,5/AST 4S 1 nach WEIJERMARS (1997). Die hellgrünen Hilfslinien zeigen, dass die Kurve in Stufe B linear ansteigt. Sie verliert in Stufe C jedoch ihre Linearität durch Mikrobruchbildung. Die dunkelgrüne Kurve zeigt den Einsatz der Mikroseismizität durch Mikrobruchbildung mit einem starkem Anstieg bei 0,268 s (Spröbruch).

Analog den GFV100/75/62,5 korrelieren T_L und T_F mit der verlängerten Stufe C (T_{Mik}) der kurvengeometrischen Analyse (Abb. 2.44). T_{Mik} konnte durch den Einsatz der Mikroseismizität analytisch bestätigt werden. Der starke Anstieg des Seismiksignals bei 0,268 s dokumentiert den Systemkollaps. Gasdruck-Schwankungen der Versuche 1, 2, 4 und 5 weit im Druckabfallbereich (Abb. 2.43) weisen auf ein initiales Einströmen von Gas in den Schmelzeraum hin (Anheben des Korundschutzplättchens; siehe auch GFV100/75).

Zusammenstellung der Messwerte

Meßreihe	Versuch	p_{max} [MPa]	$F_{Rück}$ [kN]	T_K [ms]	T_{Mik} [ms]	T_F [ms]	T_L [ms]	ΔT [ms]
AST 2S	1	34,6	6,2	14	138	22	140	176
	2	33,8*	1,8*	12*	92*	88*	30*	130*
	3	36,9*	6,4*	12*	128*	18*	132*	162*
	4	36,9	0,4	12	270	26	270	312
	5	36,6	2,2	12	220	20	226	258
∅ AST 2S		36,0 ±1,2	2,9 ±2,9	12,7 ±1,2	209,3 ±66,6	22,7 ±3,1	212,0 ±66,1	248,7 ±68,5

* Versuch 2 und 3 wurden über die Qualitätskontrolle (siehe Kapitel 2.1.5.1) als fehlerhaft identifiziert und von der Versuchsauswertung ausgeschlossen. ∅ AST 4S wird somit aus den Versuchen AST 1 und 4 – 5 gebildet.

Tab. 2.5: Zusammenstellung der Einzelmesswerte der GFV50 der Messreihe AST 4S.

Die Zusammenstellung der Messwerte (Tab. 2.5) zeigt erneut verlängerte Ablaufzeiten bei Druckerniedrigung (vergleiche GFV100/75/62,5). Abermals gesenkter treibender Gasdruck bestimmt das Materialverhalten (verringerte Spannungszeiten und Scherraten; Kap. 2.1.10.3). Die Ablaufzeiten untereinander sind konsistent und verhalten sich ähnlich den GFV100/75/62,5.

Während allen durchgeführten Druckstufen ergeben sich unter den Ablaufzeiten auffallende Systematiken. Die kurvengeometrisch ausgewertete T_{Mik} und die optisch ausgewerteten T_{F} verlängern sich mit sinkenden treibenden Gasdrücken. Bei niedrigeren Druckstufen verlängert sich T_{Mik} jedoch um den Faktor 3, während sich T_{F} um den Faktor 2 verlängert. Die entstandenen Mikrobruchpartikel sind also optisch (HKA) erst später zu erkennen. Dafür werden zwei Gründe angeführt. Zum einen erniedrigt sich bei Druckerniedrigung die Versuchsdynamik (d.h. die Geschwindigkeit der Mikrobruchbildung), die nötig ist, freie Partikel zu erzeugen (siehe Kap. 1.5.5). Des weiteren erniedrigen sich die kinetischen Energien (d.h. die Partikel-Auswurfgeschwindigkeiten) der ausgeworfenen Fragmente. Dies dokumentiert die Messung der kontinuierlich abnehmenden Rückstoßkräfte $F_{\text{Rück}}$ (Tab. 2.6 und 2.9).

2.1.8.2 Ergebnisse der Granulometrie

Die Granulometrie der Partikel, die unter verschiedenen treibenden Gasdrücken erzeugt wurden, sollte Aufschlüsse über eventuellen Systematiken zwischen variierten physikalischen Parameter (Kompressionsarbeit p_{\max} , Fragmentationszeiträume T_F , etc.; siehe Kap. 2.1.8.1) und den entstandenen Korngrößenverteilungen geben.

Die Partikelanalyse (ABM und REM) zeigte die rein bruchhafte Deformation unter sämtlichen Druckstufen. Diese zeichnet sich durch Kornform, Kornumriss und Kornoberfläche aus (siehe Kap. 2.1.6).

- **Partikel der GFV75 (Messreihe AST 2S)**

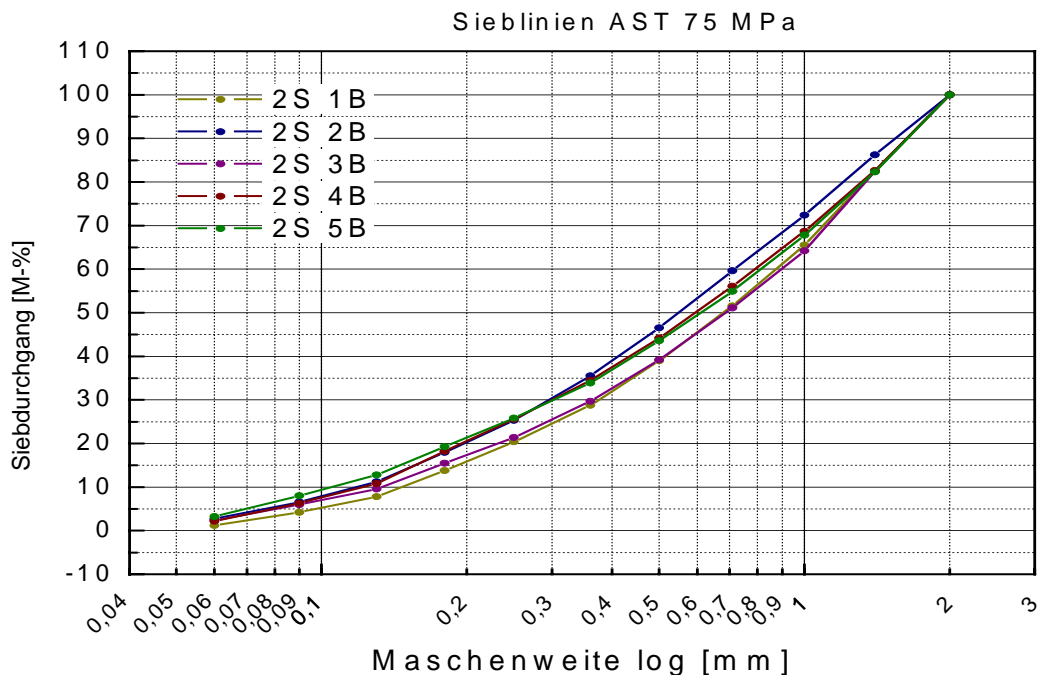


Abb. 2.45: Siebliniendarstellung der Granulometrie von GFV75 der Messreihe AST 2S. In den Kornklassen $> 2,5 \cdot 10^{-4}$ m wird bereits hier die prozentual höher liegende Sieblinie 2S 2 deutlich, die aufgrund von unvollständigem Aufschmelzgrad von der Messreihe ausgeschlossen wurde.

Abbildung 2.45 zeigt eine Zusammenstellung der Sieblinien der Messreihe 2S. Bereits in der Siebliniendarstellung ist der übernormal erhöhte Verlauf der Sieblinie 2S 2 im Korngrößenbereich $2,5 \cdot 10^{-4}$ m $> x > 1,0 \cdot 10^{-3}$ m zu erkennen. In diesem Bereich befindet sich der Hauptanteil der nichtaufgeschmolzenen Kornklassen des Ausgangsgranulats (siehe Kap. 2.1.5.3). Mit Hilfe der Qualitätskontrolle der Histogrammdarstellung wurde der GFV75 2S 2 als fehlerhaft (unzureichender Aufschmelzgrad) identifiziert und von der Versuchsauswertung ausgeschlossen.

Die Regelsieblinie (mit Standardabweichung) der verbleibenden vier Versuche der Messreihe 2S ist in Abbildung 2.46 dargestellt.

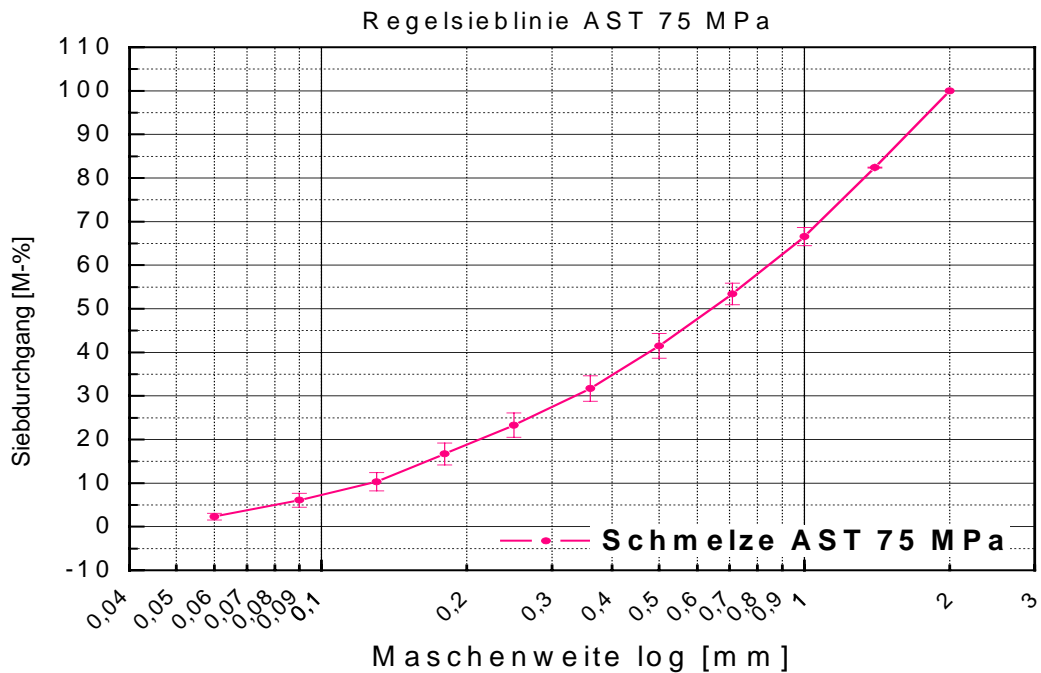


Abb. 2.46: Regelsieblinie mit Standardabweichung der GFV75 (Messreihe AST 2S).

Die Qualitätskontrolle der Messreihe S2 (Abb. 2.47) konnte einen von fünf GFV mit unzureichendem Aufschmelzgrad identifizieren. Die Partikelverteilung des Versuchs 2 entspricht nicht der typischen AST-Kennlinie (pink), sondern verfolgt den Verlauf der in Kapitel 2.1.5.3 beschriebenen Fehler-Kennlinie (blau) eines unzureichend aufgeschmolzenen Granulats. Diese graphische Qualitätskontrolle ist durch DDM geeicht (siehe Kap. 2.1.6).

Für die Statistik der GFV75 standen somit vier Versuche der Messreihe 2S zur Verfügung.

- **Partikel der GFV62,5 (Messreihe AST 3S)**

Abbildung 2.48 zeigt eine Zusammenstellung der Sieblinien der Messreihe 3S. Die Qualitätskontrolle (Abb. 2.50) konnte keine fehlerhaften GFV nachweisen. GFV 3S 5 scheint leichte Verunreinigungen aufzuweisen (erhöhte Lage der Sieblinie und leichtes Abweichen von der AST-Kennlinie), wurde aber wegen der geringen Ausprägung des geometrischen Fehlers (Partikelverteilung strebt AST-, nicht Fehler-Kennlinie an) nicht von der Auswertung ausgeschlossen.

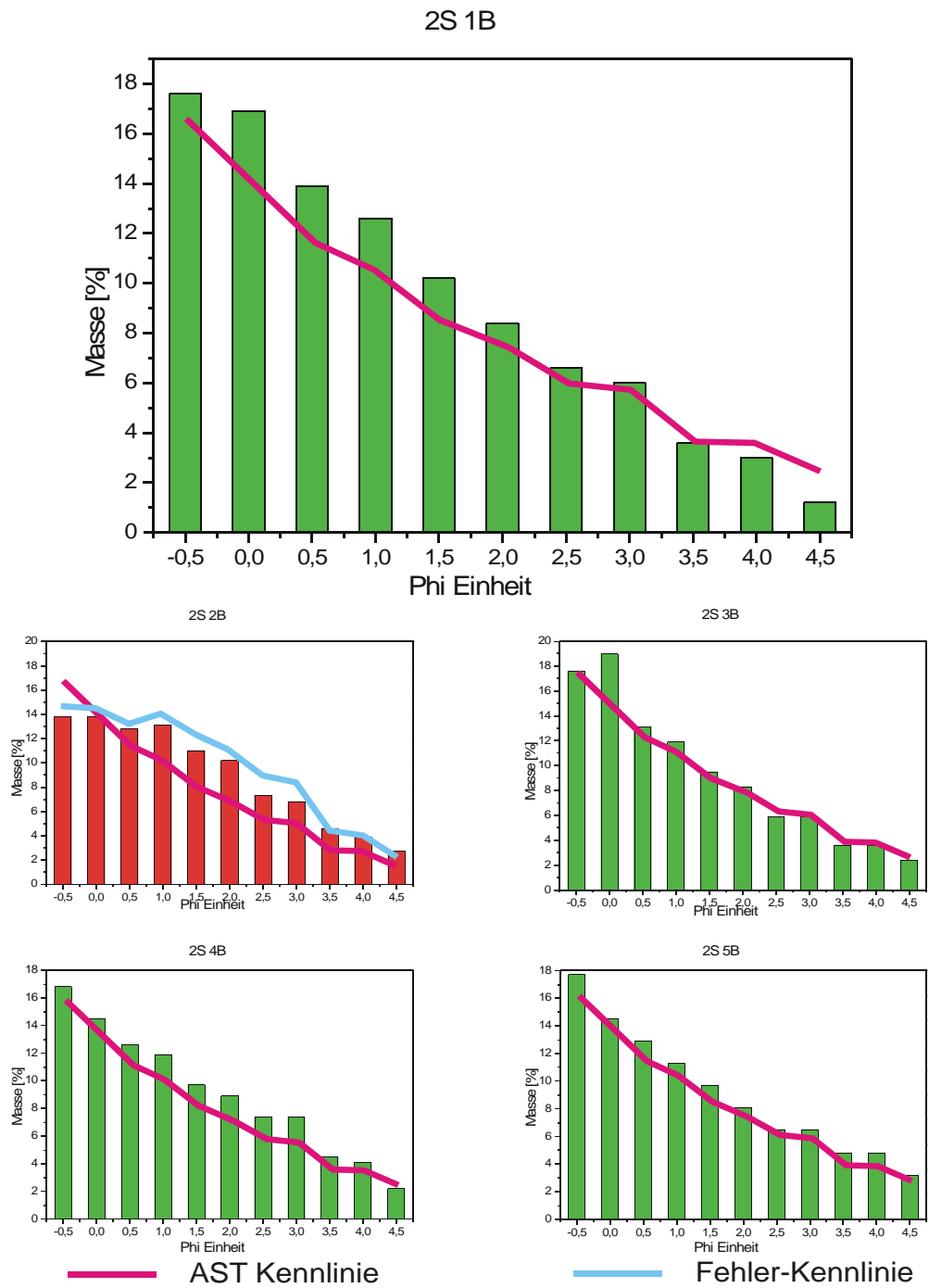


Abb. 2.47: Histogrammdarstellung der Granulometrie der GFV75/AST 2S. Die Verteilungen 2S 1, 3, 4 und 5 folgen mit leichten (tolerierbaren) Abweichungen der Kennlinie des Materials AST (pink). Die Verteilung 2S 2 beschreibt jedoch die typische Fehler-Kennlinie (blau, Kap. 2.1.5.1) und ist von der Versuchsauswertung auszuschließen.

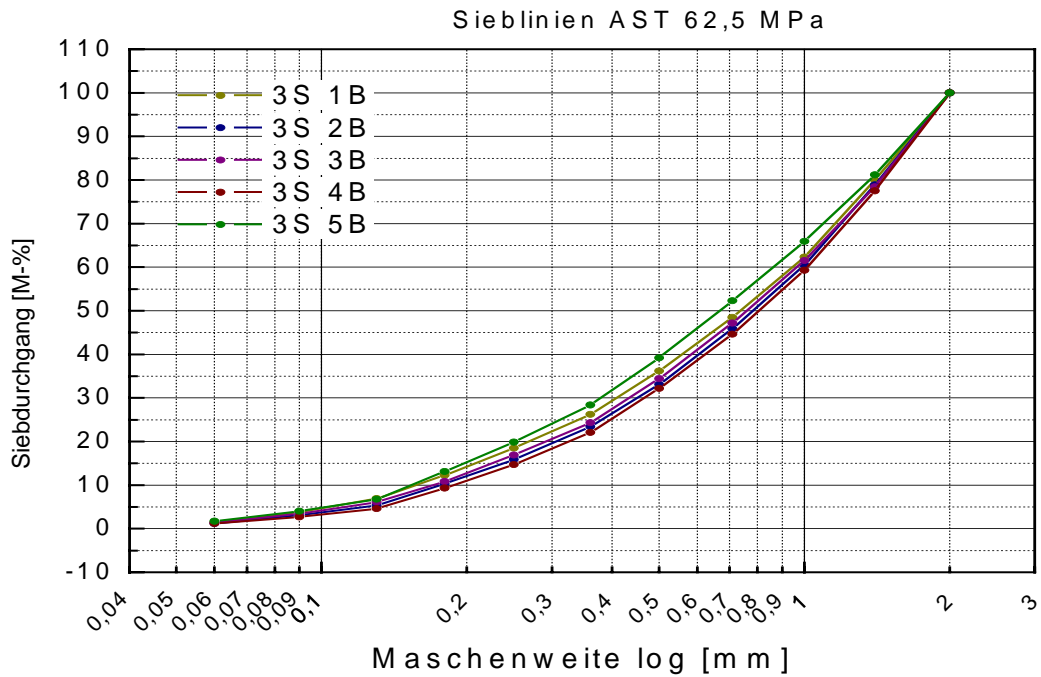


Abb. 2.48: Siebliniendarstellung der Granulometrie von GFV62,5 der Messreihe AST 3S. Die Sieblinie 3S 5 zeigt einen vergleichsweise erhöhten Verlauf. Die Qualitätskontrolle konnte jedoch keinen unvollständigen Aufschmelzgrad identifizieren.

Die Regelsieblinie und Standardabweichung der fünf Versuche der Messreihe 3S ist in Abbildung 2.49 dargestellt.

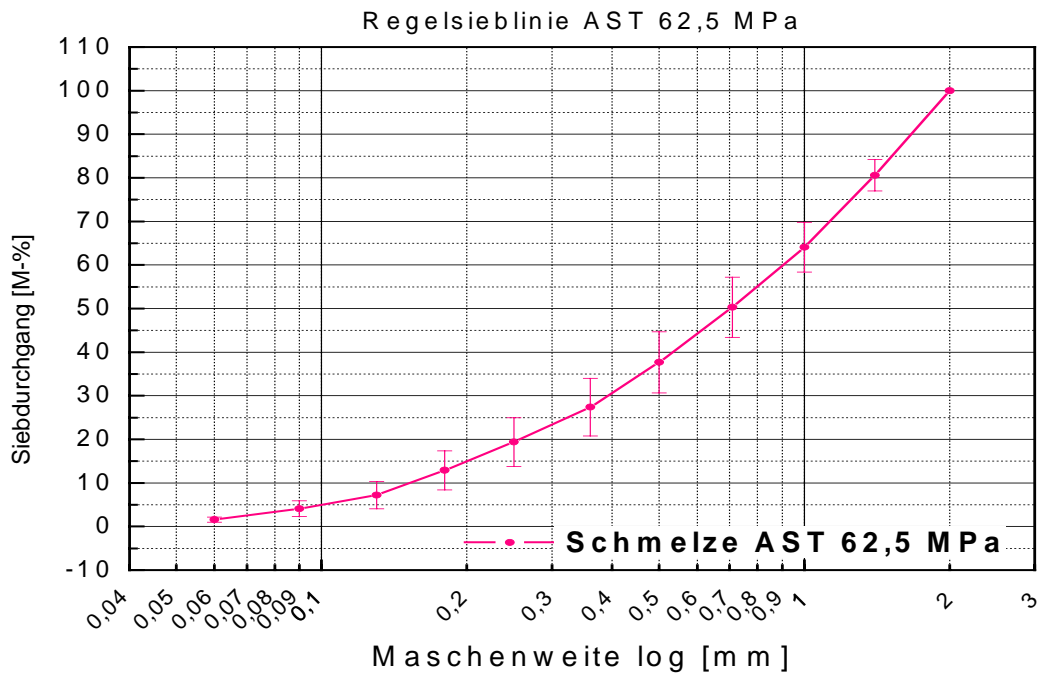


Abb. 2.49: Regelsieblinie mit Standardabweichung der GFV62,5 der Messreihe AST 3S.

Die Histogrammdarstellung der Messreihe S3 (Abb. 2.50) konnte keine Partikelverteilung mit unzureichendem Aufschmelzgrad der fünf GFV identifizieren. Versuch 5 wurde aus oben genannten Gründen nicht von der Auswertung ausgeschlossen.

Für die Statistik der GVF62,5 standen somit fünf Versuche der Messreihe 3S zur Verfügung.

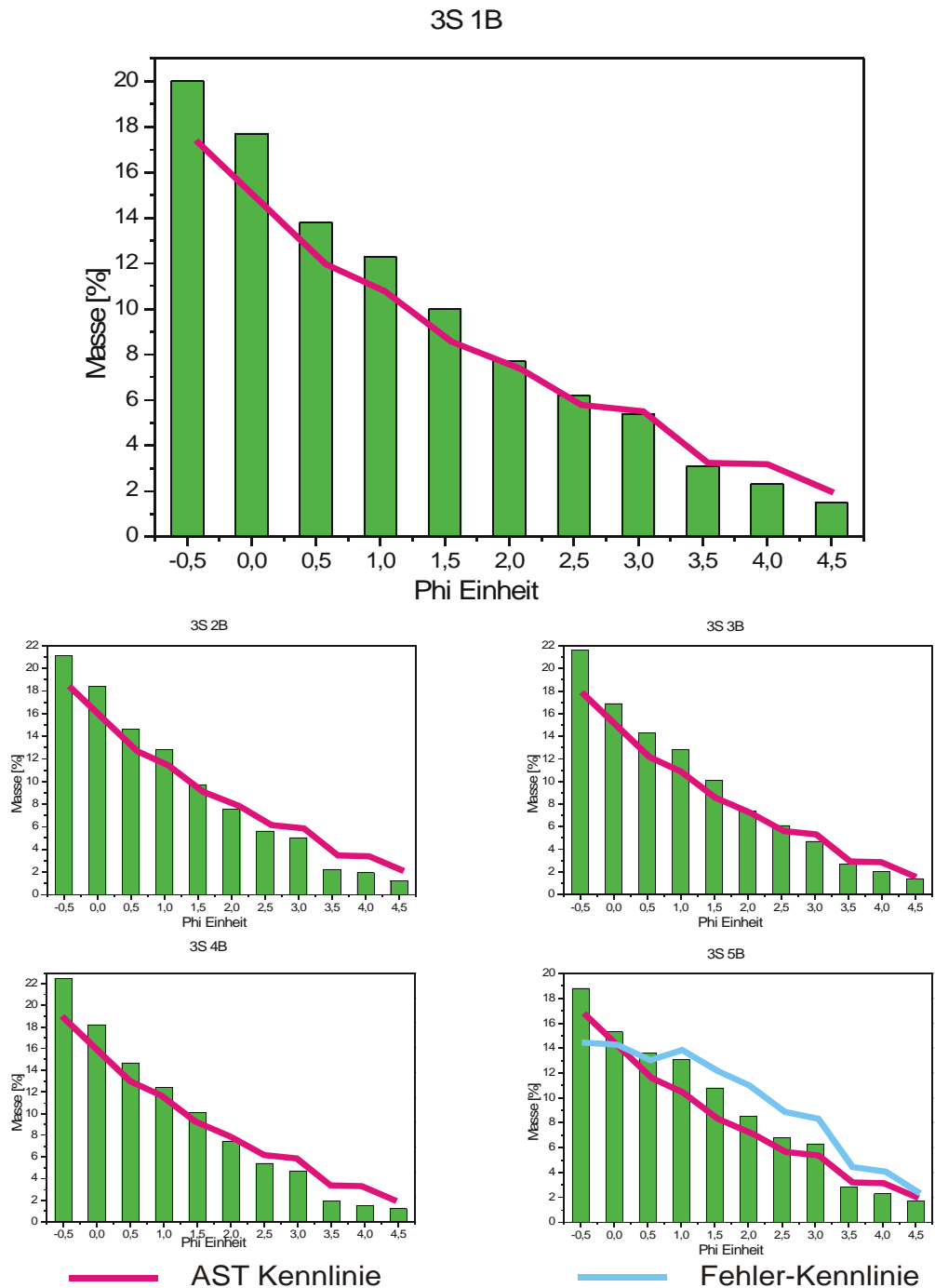


Abb. 2.50: Histogrammdarstellung der Granulometrie der GFV62,5/AST 3S. Alle Verteilungen folgen mit tolerierbaren Abweichungen der Kennlinie des Materials AST (pink). Zum Vergleich ist die Fehler-Kennlinie in blau dargestellt.

- **Partikel der GFV50 (Messreihe AST 4S)**

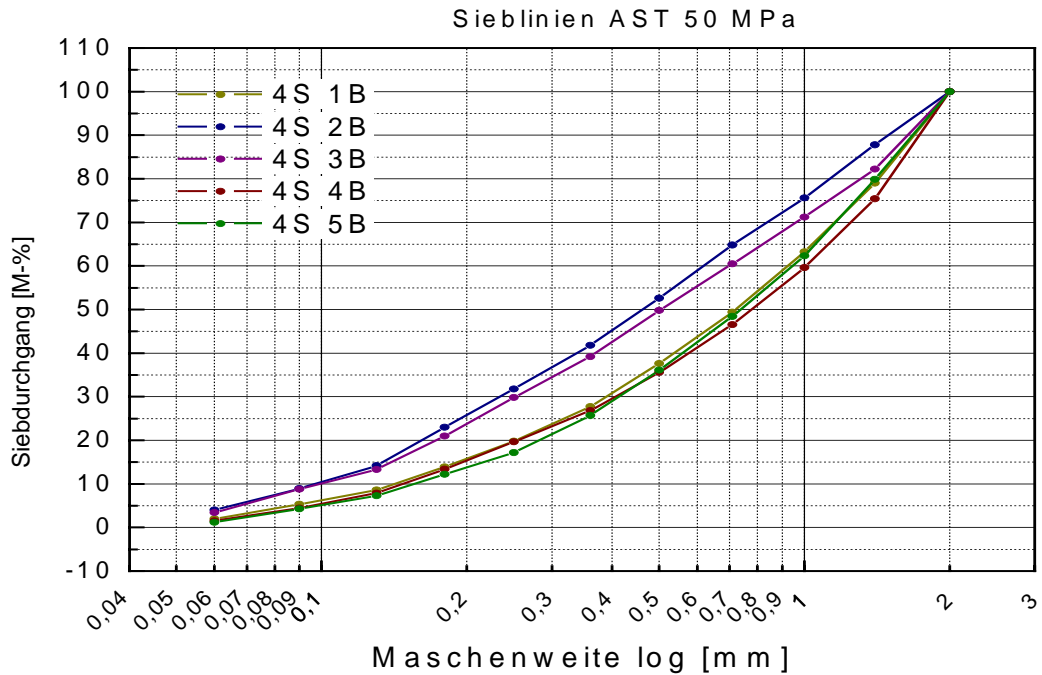


Abb. 2.51: Siebliniendarstellung der Granulometrie von GFV50 der Messreihe AST 4S. Die Sieblinien von 4S 2 und 3 zeigen einen atypischen Verlauf, der auf einen unvollständigen Aufschmelzgrad hindeutet und durch Qualitätskontrolle eindeutig nachgewiesen werden konnte (Abb. 2.53).

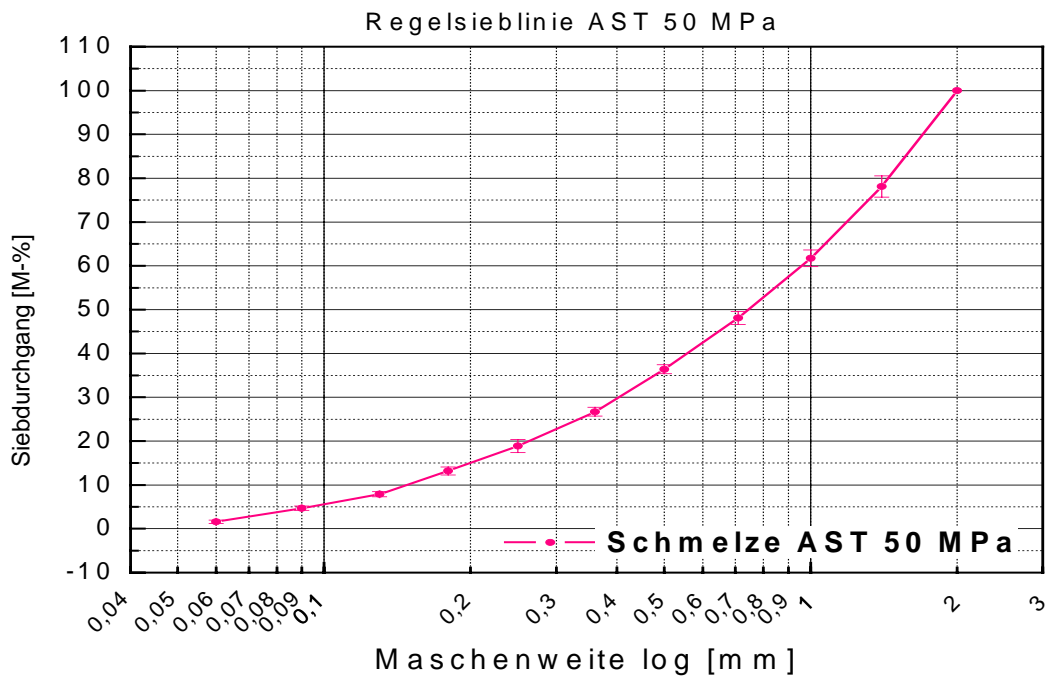


Abb. 2.52: Regelsieblinie mit Standardabweichung der GFV50 der Messreihe AST 4S.

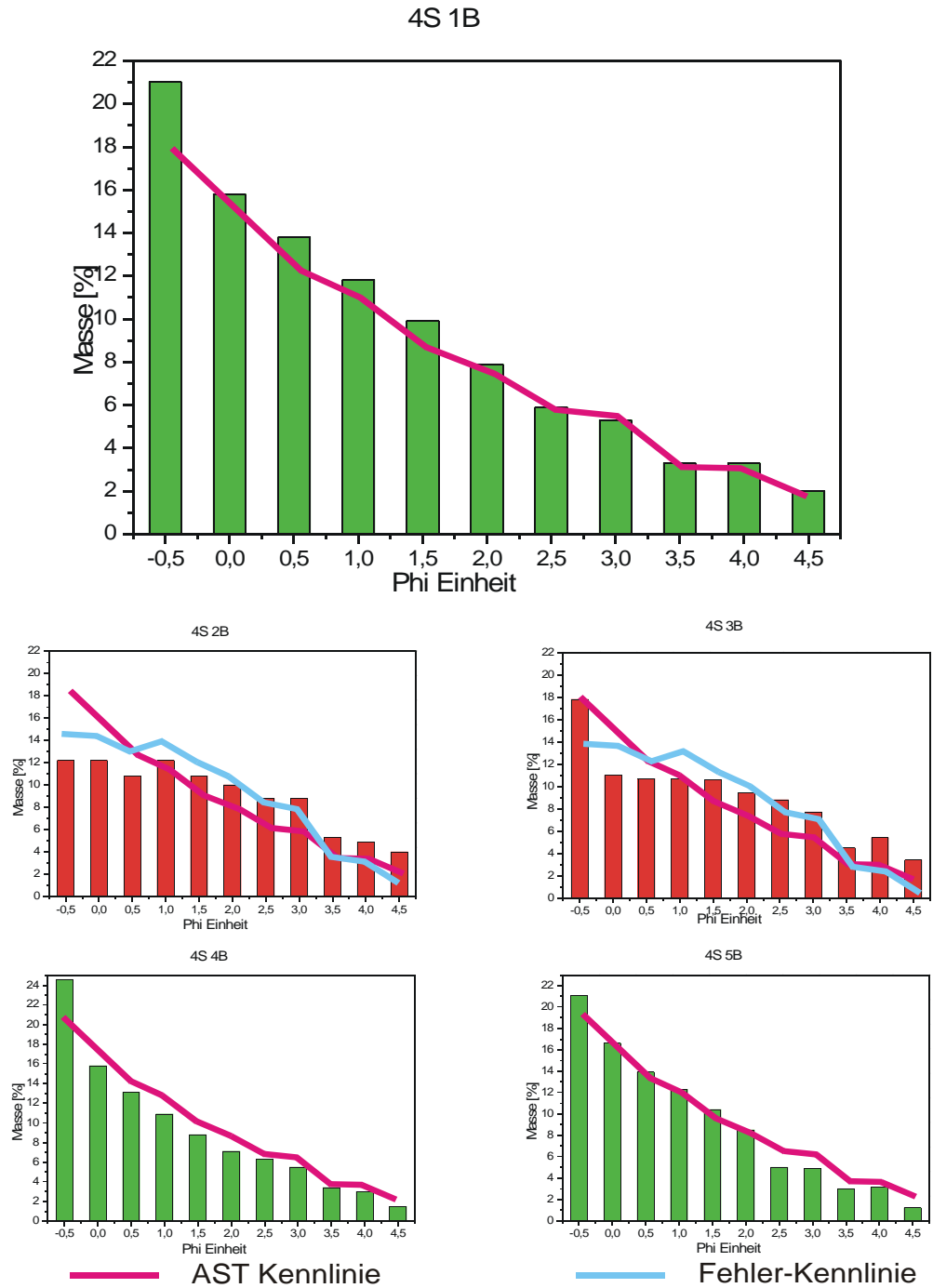


Abb. 2.53: Histogrammdarstellung der Granulometrie der GFV50/AST 4S. Die Verteilungen 4S 1, 4 und 5 folgen exakt der Kennlinie des Materials AST (pink). Die Verteilungen 2S 2 und 3 folgen jedoch der typischen Fehler-Kennlinie (blau) und wurden deshalb von der Versuchsauswertung ausgeschlossen.

Abbildung 2.51 zeigt eine Zusammenstellung der Sieblinien der Messreihe 4S. Darin sind übernormal erhöhte Verläufe der Sieblinien 4S 2 und 4S 3 im gesamten Korngrößenbereich $6,3 \cdot 10^{-5} \text{ m} < x < 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ($+4,0 < x < -1,0$ Phi Einheiten) zu erkennen. Im Korngrößenbereich $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ m} < x < 5,0 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ ($+1,0 < x < +3,0$ Phi Einheiten) werden die

quantitativ vorherrschenden Kornklassen der nichtaufgeschmolzenen Partikelverteilung (siehe Kap. 2.1.5.3) des Ausgangsgranulats durch den Bereich der größten Überhöhung deutlich. Diese Verläufe weisen auf unvollständigen Aufschmelzgrad hin.

Die Regelsieblinie und Standardabweichungen der drei Versuche der Messreihe 4S ist in Abbildung 2.52 dargestellt.

Die GFV 4S 2 und 4S 3 wurden durch die Qualitätskontrolle als fehlerhaft (unzureichender Aufschmelzgrad) identifiziert und von der Versuchsauswertung ausgeschlossen (Abb. 2.53). Die Histogrammdarstellung der Partikelverteilung der Versuche 2B und 3B entsprechen nicht der typischen AST-Kennlinie (pink), sondern verfolgen den Verlauf der in Kapitel 2.1.5.1 beschriebenen Fehler-Kennlinie (blau) eines unzureichend aufgeschmolzenen Granulats. Diese graphische Qualitätskontrolle ist durch Dünnschliffmikroskopie geeicht (siehe Kap. 2.1.6).

Für die Statistik der GFV50 standen somit drei Versuche der Messreihe 4S zur Verfügung.

2.1.9 Gegenüberstellung der materialabhängigen GFV

2.1.9.1 Messwerte und Analysen

Tabelle 2.6 zeigt eine Zusammenstellung der Messwerte und Analysen der materialabhängigen GFV100.

Messreihe	Versuch	p_{\max} [MPa]	$F_{\text{Rück}}$ [kN]	T_K [ms]	T_{Mik} [ms]	T_F [ms]	T_L [ms]	ΔT [ms]
AMS 1S	1	41,7	10,1	9	4	4	10	23
	2	41,4	9,4	8	5	4	9	21
	3	40,4	12,8	8	9	4	15	27
	4	46,8	14,5	9	8	4	11	24
	5	52,5	17,0	8	10	4	14	26
Ø AMS 1S		44,56 $\pm 5,09$	12,8 $\pm 3,14$	8,4 $\pm 0,54$	7,2 $\pm 2,59$	4,0 $\pm 0,00$	11,8 $\pm 2,59$	24,2 $\pm 2,39$
AST 1S	1	52,3	8,9	6	16	12	14	32
	2	53,6	8,6	8	9	6	11	25
	3	58,7	10,9	7	12	6	15	28
	4	59,3	6,0	7	11	8	17	32
	5	58,7	9,6	6	11	10	12	28
Ø AST 1S		56,52 $\pm 3,30$	8,8 $\pm 1,80$	6,8 $\pm 0,84$	11,8 $\pm 2,59$	8,4 $\pm 2,61$	13,8 $\pm 2,39$	29,0 $\pm 3,00$

Tab. 2.6: Zusammenstellung der Einzelmesswerte der GFV100 der Messreihen AMS 1S und AST 1S mit Mittelwerten und Standardabweichungen.

Die Mess- und Analysewerte der Abbildungen 2.54 und 2.55 zeigen die grundsätzlichen Unterschiede der Schmelzen AMS und AST in ihrem bruchmechanischen Verhalten. Deren Dimensionen sind untereinander zu gleichen Verhältnissen. Der Vergleich von AMS und AST zeigt bereits hier, dass sich die treibenden p_{\max} wie die GFV-Ablaufzeiten verhalten. Danach richten sich auch die Scherraten in der Schmelze.

Grundsätzlich gilt bei Materialvergleichen, dass Schmelzen mit höheren p_{\max} längere GFV-Ablaufzeiten besitzen, als Schmelzen mit niedrigeren p_{\max} . Der gesamte Zeitraum des ersten Druckanstieg bis Druckabfall durch Sprödbruch wird hier als GFV-Zeitraum ΔT definiert. Die übrigen Teil-Zeiträume (T_F , T_L und T_{Mik}) verhalten sich materialabhängig wie ΔT . Hier weist T_F den größten Zeitverzug zwischen den beiden Schmelzen auf. Deshalb wird T_F als Maß für den Widerstand gegen mechanischen Stress definiert. Daraus folgt, dass über T_F (unmittelbar nach der HKA) qualitative Aussagen über zu erwartende Fragmentationsenergien getroffen werden können. Dieser Befund gilt jedoch nur bei Materialvergleichen und nicht bei Druckvergleichen.

Die T_F zeigen, dass AST über längere Zeit Schubspannung als AMS aufnimmt. Dabei erhöhen sich auch die max. treibenden Gasdrücke. T_{Mik} (Maß der Mikrobruchbildung) korreliert in allen GFV quantitativ mit T_F und unterstützt den Befund. T_K verhält sich im Vergleich zu den übrigen Teil-Zeiträumen naturgemäß konträr. Der T_K beider Schmelzen deutet darauf hin, dass AMS bereit im aufgeschmolzenen Ausgangsgranulat ein gewisses Maß an Vorschädigung von Mikrobrüchen (Kap. 1.5.5.4) besitzt. Die durchschnittlich $1,6 \cdot 10^{-3} \pm 0,5$ s kürzeren T_K von AST deuten auf eine grundsätzlich höhere Rigidität dieses Schmelzetypus gegenüber AMS hin. T_K weist damit bereits auf die zu erwartenden Fragmentationsenergien hin.

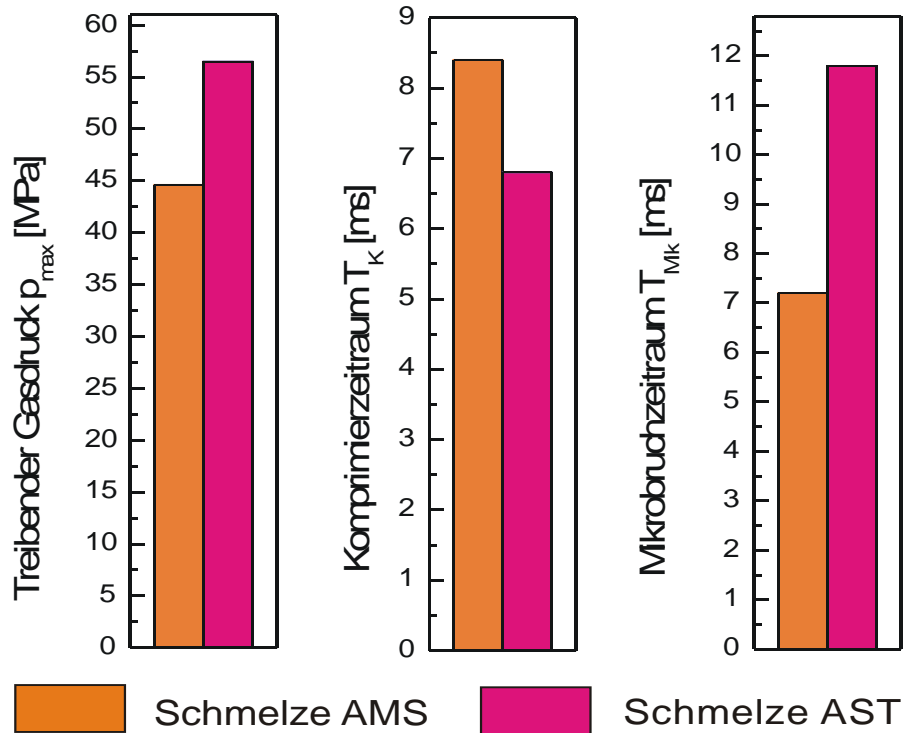


Abb. 2.54: Gegenüberstellung der durchschnittlichen Messwerte und Analysen der Schmelzen AMS und AST. Die Parameter des Komprimierzeitraums und des Mikrobruchzeitraums verhalten wie erwartet analog (T_K reziprok) zu dem gemessenen treibenden Gasdruck.

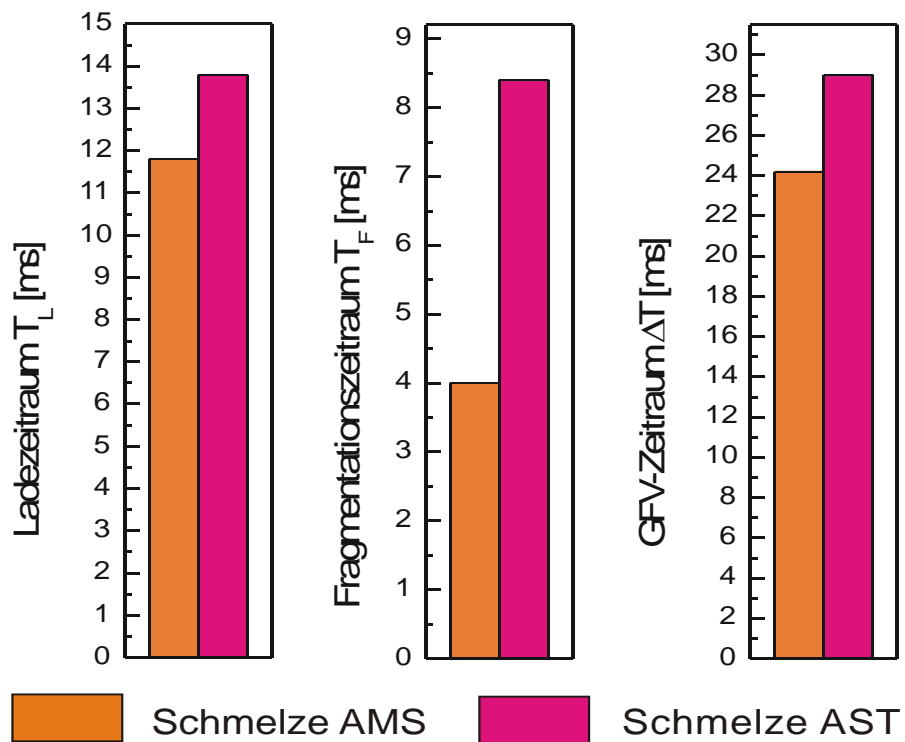


Abb. 2.55: Gegenüberstellung der Schmelzen AMS und AST. Die Parameter des Ladezeitraums, und des GFV-Zeitraums verhalten sich wie erwartet analog zu dem optisch ausgewerteten Fragmentationszeitraum.

Bei dynamischen Bruchversuchen werden die Materialien vor Ausbildung des Sprödbuchs durch Mikrobruchausbildung vorgeschädigt (Kap. 1.5). Dies ist bei rein statischen nicht der Fall. Die Länge von T_{Mik} stellt bei materialabhängigen GFV jedoch keinen aussagekräftigen Indikator für die Quantität an erzeugten Partikeln dar (Abb. 2.58). Er liefert lediglich Hinweise auf die Länge des zu erwartenden Fragmentationszeitraum, der wiederum Aufschluss über die qualitative Verhältnisse der zu erwartenden kritischen Scherstresse gibt.

Für materialabhängige GFV gilt grundsätzlich, dass bereits Messungen und Analysen von GFV-Reihen (Kap. 2.1.4) qualitative Rückschlüsse auf die zu erwartenden Fragmentationsenergien von Schmelzen liefern. Die Beziehungen zur Granulometrie liefern letztendlich quantitativen Aussagen über kritische Scherstresse und Scherraten (Kap. 2.1.9.3).

So wurden den Schmelzen AMS und AST eindeutige Unterschiede in den signifikanten Parametern p_{max} , T_F und T_{Mik} nachgewiesen. Die unterschiedlichen T_F deuten bereits auf abweichende Korngrößenverteilungen von AMS und AST hin. Hierbei ist zu erwarten, dass AST einen höheren Fragmentationsgrad (längere Mikrobruchbildung) als AMS besitzt.

2.1.9.2 Granulometrie

Die Gegenüberstellung der granulometrischen Ergebnisse zeigten eindeutige Unterschiede im Fragmentationsverhalten der beiden Typusschmelzen.

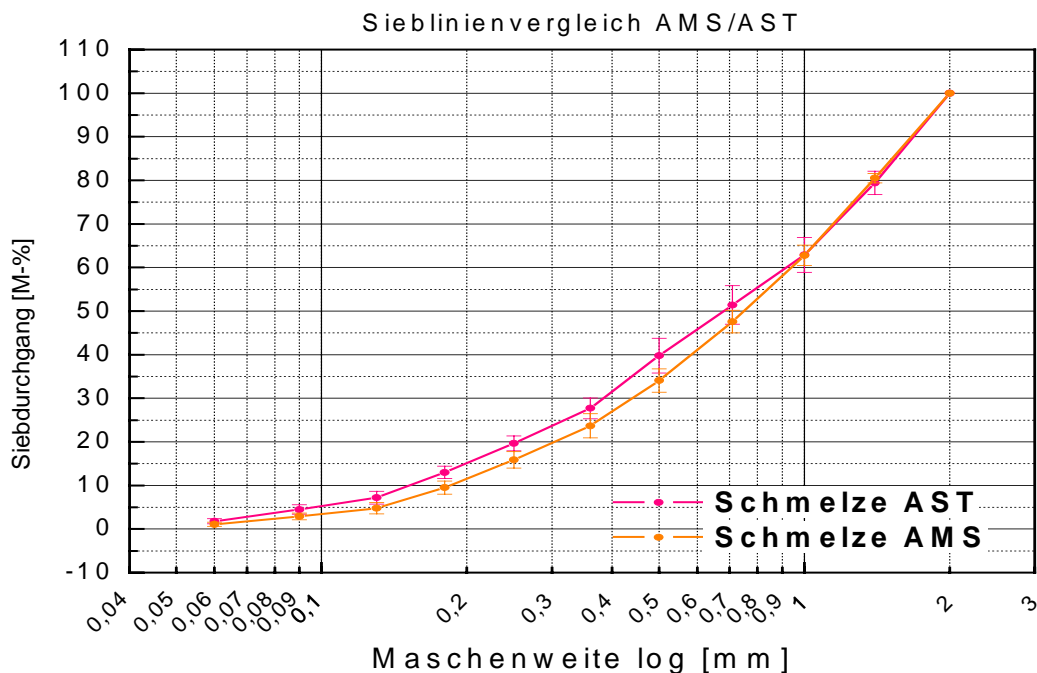


Abb. 2.56: Gegenüberstellung der Regelsieblinien und Standardabweichungen der Schmelzen AMS und AST. Aus ihrem Verlauf wird deutlich, dass AST in Kornklassenspektrum $< 1,0 \cdot 10^{-3}$ m feiner fragmentiert als die Schmelze AMS.

Die Darstellung der gemittelten Sieblinien beider Schmelzen (Abb. 2.56) zeigt, dass sich deren Verläufe im fragmentationsenergetisch relevanten Bereich ($< 1,0 \cdot 10^{-3}$ m) signifikant unterscheiden. Die in Siebdurchgangsprozent aufgetragene, höherliegende Mittelsieblinie von AST beweist, dass diese Schmelze feiner fragmentiert als AMS.

Abbildung 2.57 zeigt Regelsieblinien von natürlichen AMS- und AST-Pyroklasten der Autoren DE GENNARO (1999) und DELLINO et al. (2001). Diese weisen jeweils einen ähnlichen Verlauf

auf wie die der künstlich generierten Partikel (Abb. 2.56). Allerdings ist hier zu beachten, dass zusätzliche transportbedingte Fragmentationsmechanismen (z.B. *abrasion* und *conduit recycling*) den Verlauf der Sieblinien natürlicher Ablagerungen beeinflussen. Dabei wird der Gehalt an Feinfragmenten insgesamt erhöht (siehe Feldproben DELLINO et al., 2001, Schmelze AMS).

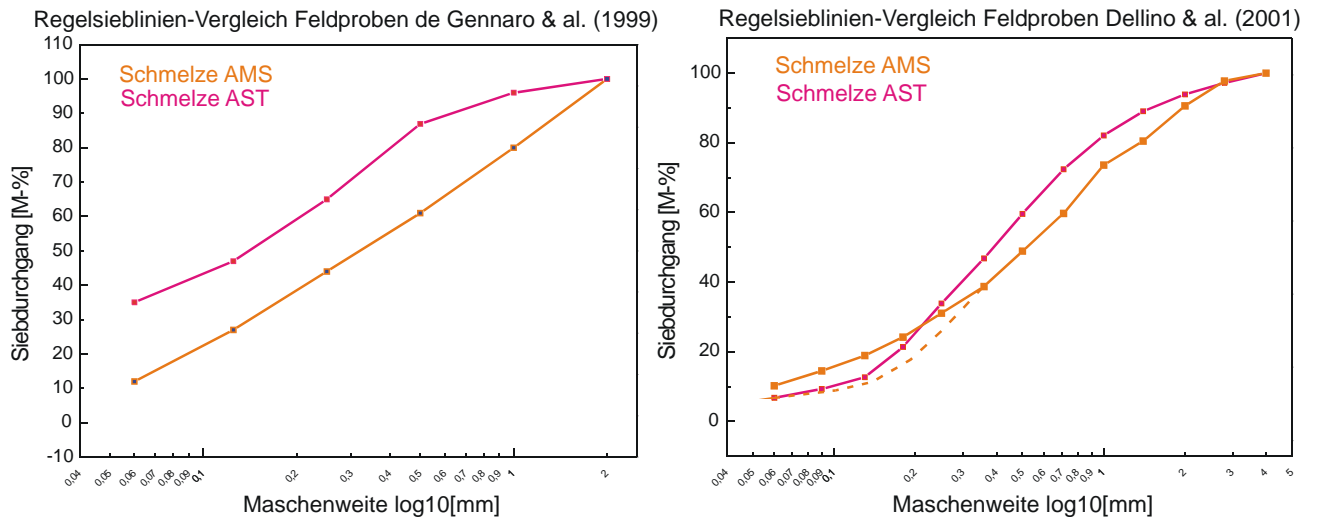


Abb. 2.57: Gegenüberstellung von Regelsieblinien natürlicher Partikel der Schmelzen AMS und AST nach DE GENNARO (1999) und DELLINO et al. (2001). In beiden Fällen zeigt das Material der Schmelzen AST und AMS unterschiedliche Sieblinien. Die Sieblinie AMS (DELLINO et al., 2001) ist durch zusätzliche transportbedingte Fragmentationsmechanismen im Kornklassenspektrum $< 2,5 \cdot 10^{-4}$ m verändert.

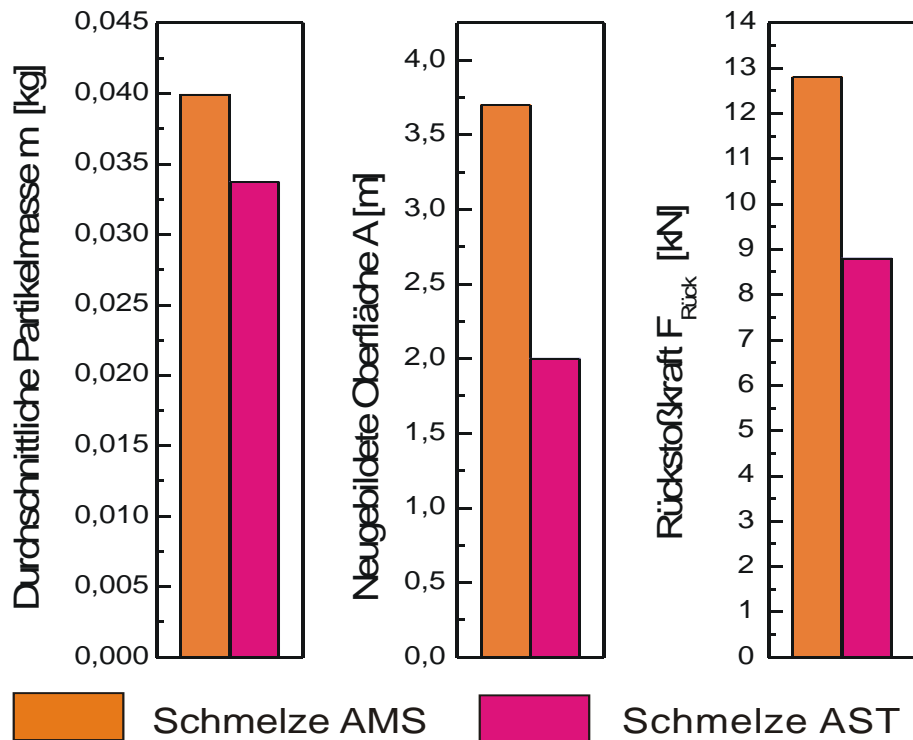


Abb. 2.58: Gegenüberstellung der Schmelzen AMS und AST. Die Parameter der durchschnittlichen gebildeten Partikelmasse $< 2,0 \cdot 10^{-3}$ m und der neugebildete Gesamtoberfläche verhalten sich wie erwartet analog zu den gemessenen Rückstoßkräften.

In allen drei Fällen verlaufen die Regelsieblinien also systematisch unterschiedlich. Dies wird als einer der Hauptbeweise dafür verwendet, dass der Versuchsaufbau des GFV eine ähnlich bruchhafte Fragmentationscharakteristik (quasidynamischer Schlag mit kurzem Biegemoment und sehr hohen Scherraten) erzeugt wie Vulkanausbrüche dieses Schmelzetypus (Scherung der Schmelze beim Magmenaufstieg).

Abbildung 2.58 stellt die Parameter der durchschnittlichen gebildeten Partikelmasse ($< 2,0 \cdot 10^{-3}$ m) m , der neugebildeten Gesamtoberfläche der Partikel A_{ges} sowie der gemessenen Rückstoßkräfte der ausgeworfenen Schmelzeanteile $F_{Rück}$ gegenüber.

Die Partikelmasse ($< 2,0 \cdot 10^{-3}$ m) m deutete bereits kurz nach der Versuchsdurchführung auf unterschiedliche neugebildete Oberflächen der beiden Schmelzen hin. Grundsätzlich gilt, dass sich m proportional zu A_{ges} und $F_{Rück}$ verhält.

Die BET-Messungen und Modellierungen haben gezeigt (Abb. 2.22), dass die Standardsiebfraktionen von AMS durchschnittlich größere spezifische Oberflächen besitzen als die von AST (1). Die Korngrößenverteilungen beider Materialien haben gezeigt (Abb. 2.56), dass AST in den Standardsiebfraktionen $< 1,0 \cdot 10^{-3}$ m eine feinere Regelsieblinie besitzt (2). Also würde AST unter der Annahme, dass beide Materialien bei GFV unter Entstehung gleicher Partikelmassen fragmentieren, eine größere Anzahl an Partikeln aufweisen und AMS jedoch größere spezifische Oberflächen aufweisen. Beide Effekte (1 und 2) würden sich quasi aufheben und bei beiden Materialien ähnlich große Oberflächen entstehen. Die real entstandene durchschnittliche Partikelmasse ($3,99 \cdot 10^{-2}$ kg) des Materials AMS ist jedoch deutlich größer als die des Materials AST ($3,37 \cdot 10^{-2}$ kg; Abb. 2.60). Dies führt zu einer wesentlich größeren Gesamtoberfläche (Σ Standardsiebfraktionen, A_{ges}) des Materials AMS im Vergleich zum Material AST. Diese verhält sich proportional zu den gemessenen Rückstoßkräften.

Es besteht also ein grundsätzlicher Unterschied zwischen dem Gehalt der Fragmentation (d.h. der Partikelmasse) und dem Grad der Fragmentation (d.h. der Korngrößenverteilung). Trotz geringerer p_{max} fragmentiert AMS gehaltvoller als AST und besitzt letztlich wesentlich höhere Anzahlen an entstandenen Partikeln. AST fragmentiert bei erhöhten p_{max} graduell feiner als AMS unter der Ausbildung geringer Anzahlen von Partikeln. Diese graduell feinere Fragmentierung wirkt sich jedoch in der Oberflächenneubildung (A_{ges}) nicht so stark aus wie die hohen Partikelmassen von AMS (und damit großen Anzahlen an Partikeln). p_{max} (auszudrücken als Fragmentationsenergie E_{frag} bzw. Kompressionsarbeit W ; Kap. 2.1.4.2) und A_{ges} bestimmen die kritische Scherstresse θ_{krit} nach der Formel

$$\theta_{frag} = \frac{E_{frag}}{A_{ges}} \quad (2.22).$$

Folglich nimmt AST höhere θ_{krit} auf als AMS. Diese hohen Energiedichten sind jedoch im Falle beider Schmelzen notwendig, um den Gehalt an Feinaschen zu produzieren (ZIMANOWSKI et al., 2003).

Die Schmelzen unterscheiden sich ebenfalls durch die Parameter der Reindichte und des Blasengehalts (2.1.5). Dabei verhalten sich ρ und n umgekehrt proportional zu p_{max} und E_{frag} . AMS besitzt also eine höhere Dichte und einen geringeren Blasengehalt als AST. Trotzdem ist AMS leichter zu fragmentieren. Daraus folgt, dass sich diese Parameter nicht eignen, um qualitative oder quantitative Aussagen über Fragmentationsenergien aus Bruchprozessen zu treffen (NAVON et al., 1998). Dies steht im Widerspruch zu den Arbeiten von ALIDIBIROV (1994) und ALIDIBIROV & DINGWELL (2000).

2.1.9.3 Energiebetrachtung und Scherraten-Modellierung

1) Energiebetrachtung

Die Bilanzierung der Fragmentationsenergie E_{frag} erfolgt nach dem physikalischen Zusammenhang

$$E_{frag} = E_{ges} - (E_{kin} + E_{seis}) - E_{aku} \quad (2.23)$$

mit: Eingangsenegie E_{ges} [J] (entspricht hier einer Kompressionsarbeit W [J])
 kinetische Energie E_{kin} [J]
 seismische Energie E_{seis} [J]
 Akustische Energie E_{aku} [J] (Luftdruck)

Die physikalische Berechnung dieser Energien folgt der Beschreibung in Kapitel 2.1.4. Die akustische Energie (Luftdruck) entspricht nach EX & SCHMÜCKER (2000) ca. 5 % der Gesamtenergie und wurde im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt.

Die Ergebnisse der bilanzierten Einzelenergien sind in Tabelle 2.7 dargestellt. Die bilanzierten Fragmentationsenergien der GFV wurden auf die neugebildeten Oberflächen der Fragmente bezogen und als kritische Scherstress θ_{krit} ausgedrückt.

Die durchschnittlichen Scherstress (Tab. 2.7) repräsentieren einen Materialparameter, der das Ergebnis vieler Einzelmessungen (p_{max} , $F_{Rück}$, A_{ges}) widerspiegelt. Somit wird hier das grundsätzlich unterschiedliche Materialverhalten der Schmelzen AMS und AST deutlich. So verhalten sich ihre θ_k im Verhältnis 1/4,5. Im Fall von quasidynamischer Schlagbelastung unter Schmelzetemperatur besitzt das Material der Schmelze AST also 4,5 x so hohe kritische Scherstress wie Material der Schmelze AMS.

Meßreihe	Versuch	A [m ²]	W [J]	$E_{kin + seis}$ [J]	E_{frag} [J]	θ_k [J/m ²]	θ_k [J/m ²]
AMS100	AMS 1	4,1672	596	485	81	19,4	66,2 ±31,6
	AMS 2	2,6127	469	171	274	104,9	
	AMS 3	3,6464	469	160	285	78,2	
	AMS 4	3,4619	456	242	191	55,2	
	AMS 5	4,5576	526	165	335	73,5	
AST100	AST 1	0,9705	587	128	430	443,1	299,5 ±131,3
	AST 2	1,1789	593	138	425	360,5	
	AST 3	1,2953	650	135	482	372,1	
	AST 4	2,7274	660	130	497	182,2	
	AST 5	3,6356	658	118	507	139,5	

Tab. 2.7: Ergebnisse der auf GFV100 basierenden Energiebetrachtung der Schmelzen AMS und AST.

Durch Energieaufteilung ($W = E_{ges} = 100 \%$) wurden den Fragmentationsenergien (Tab. 2.7) solide bilanzierte Prozentbeträge der Gesamtenergie zugeordnet. Das Verhältnis von kinetischer und seismische Energie konnte nicht direkt ermittelt werden, da beide Energien Komponenten des Impulses (Rückstosskraft-Verlauf) darstellen. Unter der Annahme, dass sich kinetische und seismische Energie im Verhältnis 1:1 verhalten, ergeben sich aus Tabelle 2.6 mittlere Energieaufteilungen von

AMS: $E_{\text{frag}} = 51,5 \%$
 $E_{\text{kin+seis}} = 48,5 \%$
 $E_{\text{kin}} = 24,3 \%$

AST: $E_{\text{frag}} = 75,0 \%$
 $E_{\text{kin+seis}} = 25,0 \%$
 $E_{\text{kin}} = 12,5 \%$

Über die Integration der Rückstosskraft-Verläufe (Formeln 2.11 und 2.13) wurden mittlere Auswurfgeschwindigkeiten von

AMS: $v = 34,7 \text{ m/s}$ (aus HKA: $\approx 50 \text{ m/s} > 2 \cdot 10^3 \text{ m} / \approx 35 \text{ m/s} < 2 \cdot 10^3 \text{ m}$; siehe Abb. 2.16)

AST: $v = 25,6 \text{ m/s}$ (aus HKA: $\approx 42 \text{ m/s} > 2 \cdot 10^3 \text{ m} / \approx 28 \text{ m/s} < 2 \cdot 10^3 \text{ m}$)

ermittelt und Auswurfgeschwindigkeiten der HKA gegenübergestellt. Diese Geschwindigkeiten sind vor allem im Bereich der Feinfragmentation ($< 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$) gut vergleichbar. Anhand der oben dargestellten Energieaufteilung konnten auch Auswurfgeschwindigkeiten über die Energie-Impuls Beziehung der Formeln 2.12 und 2.13 ermittelt werden:

AMS: $v = 26,3 \text{ m/s}$

AST: $v = 19,7 \text{ m/s}$.

Diese auf Bilanzierung beruhenden Auswurfgeschwindigkeiten sind also niedriger, als die errechneten der Integration des Rückstosskraft-Verlaufs. Die bilanzierten kinetischen und seismischen Energieaufteilungen ($E_{\text{kin}}:E_{\text{seis}} = 1:1$) wurden nun anhand dieser Geschwindigkeiten geeicht.

Dabei ergaben sich die „wahren“ Energieaufteilungen ($E_{\text{kin}}:E_{\text{seis}} \neq 1:1$) von

AMS: $E_{\text{frag}} = 51,5 \%$
 $E_{\text{kin}} = 32,1 \%$
 $E_{\text{seis}} = 19,4 \%$

AST: $E_{\text{frag}} = 75,0 \%$
 $E_{\text{kin}} = 16,2 \%$
 $E_{\text{seis}} = 8,8 \%$

Die seismische Komponente der GFV entspricht im wesentlichen den von HINZEN (1998) und EX & SCHMÜCKER (2000) angegebenen Werten zwischen 10 und 20 % der Gesamtenergie. Diese Energieaufteilungen sind ballistischen Modellrechnungen in Kap. 4 zugrundegelegt.

2) Modellierung der Scherrate nach YEW & TAYLOR (1994)

YEW & TAYLOR (1994) präsentieren eine dynamische Fragmentationstheorie von bruchhaft reagierenden Materialien, die auf den Grundsätzen der Thermodynamik basiert. Darin erhalten die ursprünglich von GRADY (1982, 1985) hergeleiteten Formeln für durchschnittliche Partikelgröße und -anzahl entscheidende Bedeutung. Die Autoren konnten über Granulometrie beweisen, dass sich die Korngrößenverteilung von erzeugten Partikeln (d.h. die neugebildete Oberfläche) proportional zu der Scherratenentwicklung in den jeweiligen Bruchtests verhielt.

Die thermodynamische Modellierung der Scherrate $\dot{\varepsilon}$ [1/s] der Messreihen AMS100 und AST100 nach YEW & TAYLOR (1994) erfolgte über die Formel

$$\dot{\varepsilon} = \frac{K_c}{\rho_{\text{Rein}} c} \sqrt{\frac{12}{s_o^3}} \quad (2.24)$$

mit: Stress-Intensitäts Faktor K_c [N/m^{3/2}] (= 3,0 x 10⁷, GRADY, 1982)
 Kornreindichte ρ_{Rein} [kg/m³] (siehe Kap. 2.1.5.4)
 Schallgeschwindigkeit im Medium c [m/s] (= 4500, CARMICHAEL, 1989)
 effektivster Oberflächen-Neubildungs-Korndurchmesser s_o [m].

Meßreihe	Versuch	s_o [m]	\bar{s}_o [m]
AMS 1S	AMS 1	3,05*10 ⁻⁴	2,87*10⁻⁴ ±4,03*10⁻⁵
	AMS 2	2,15*10 ⁻⁴	
	AMS 3	3,05*10 ⁻⁴	
	AMS 4	3,05*10 ⁻⁴	
	AMS 5	3,05*10 ⁻⁴	
AST 1S	AST 1	1,53*10 ⁻⁴	1,8*10⁻⁴ ±6,80*10⁻⁵
	AST 2	3,05*10 ⁻⁴	
	AST 3	1,53*10 ⁻⁴	
	AST 4	1,53*10 ⁻⁴	
	AST 5	1,53*10 ⁻⁴	

Tab. 2.8: Mittlere effektivste Oberflächen-Neubildungs-Korndurchmesser s_o der Schmelzen AMS und AST nach YEW & TAYLOR (1994).

Der mittlere effektivste Oberflächen-Neubildungs-Korndurchmesser s_o (d.h. die mittlere Kornklasse, bei der am meisten neugebildete Oberfläche entsteht) ergibt sich aus den Korngrößenverteilungen der jeweiligen Messreihe sowie den BET-Analysen (Tab. 2.8). Über Formel 2.23 ergaben sich als erste Näherung mittlere Scherraten von

AMS: $\dot{\varepsilon} = 1,9*10^6$ 1/s

AST: $\dot{\varepsilon} = 3,8*10^6$ 1/s.

Diese unterschiedlichen Ergebnisse der Modellierung nach YEW & TAYLOR (1994) werden durch eine geometrische Auswertung der Gradienten der gemessenen Druck-Zeit Verläufe quantitativ bestätigt (Abb. 2.59). Diese stellen zeitliche Spannungsänderungen dar, die mit Scherraten verglichen werden können.

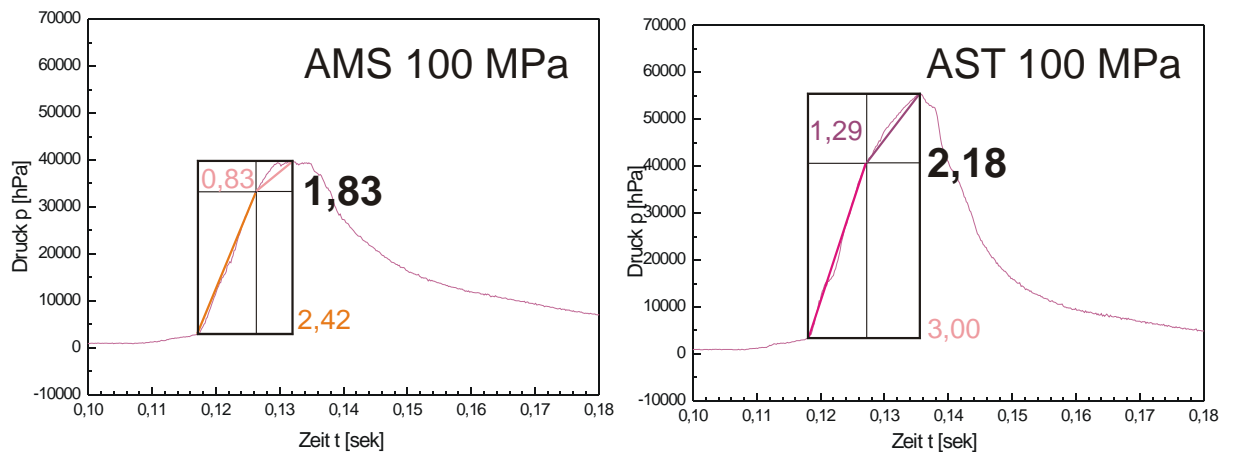


Abb. 2.59: Gemittelte Gasdruck-Zeit Verläufe der Schmelzen AMS und AST. Die (linearen) Gradienten der Steigungen wurden jeweils für die Stufen B und C (Kap. 2.1.7.1) graphisch herausgearbeitet und gemittelt (schwarze Ziffer). Die Steigungen von AMS und AST korrespondieren qualitativ mit den Scherraten-Modellierungen nach YEW & TAYLOR (1994).

Die geometrischen Auswertungen zeigten, dass die GFV100 der Messreihe AST 1S größere Steigungen der Druckgradienten ($\approx 2,1$ MPa/s) besitzen, als die der Messreihe AMS 1S ($\approx 1,83$ MPa/s). Damit stellen die Scherraten (quantitativ nach YEW & TAYLOR (1993) sowie qualitativ nach geometrischer Auswertung), neben den Ergebnissen der Granulometrie und der bilanzierten kritischen Scherstressse, einen dritten wesentlichen Unterschied im Materialverhalten der Schmelzen AMS und AST dar.

2.1.9.4 Fazit

Die beiden Gesteinsschmelzen AMS und AST zeigen bei der Gegenüberstellung aller Ergebnisse der materialabhängigen GFV ein in sich konsistentes unterschiedliches Materialverhalten. Dabei unterscheidet sich T_F im Verhältnis 1:2 am deutlichsten. Dies ist derjenige Zeitraum eines GFV, in dem die Fragmentation stattfindet, d.h. die Schmelze unter Spannung durch Mikrobrüche geschädigt wird. HKA sowie geometrische Kurvenanalysen der Gasdruck-Zeit Verläufe belegen, dass während dieses Zeitraums nur Feinfragmentation durch Mikrobruchbildung (d.h. Partikel $< 1,0 \cdot 10^{-3}$ m) stattfindet. Aufgrund der unterschiedlichen Materialparameter fragmentieren beide Ausgangsvolumina (0,4 kg) unter Ausbildung verschiedenen Partikelmassen (d.h. die nichtfragmentierten Schmelzeanteile sind unterschiedlich groß; „Schmelze-plug“). Obwohl die Schmelze AMS gegenüber AST eine höhere Masse an Gesamtfragmenten und damit eine größere Oberfläche der neugebildeten Partikel aufweist (siehe Kap. 2.1.10.2), besitzt AST einen längeren T_F . Daraus folgt, dass T_F die zeitliche Fähigkeit einer Schmelze beschreibt, Widerstand gegen Spannung (Stress) zu leisten. Er stellt ein Maß für den Verlauf der zu erwartenden Korngrößenverteilung dar. Er ist jedoch kein Gradmesser für die zu erwartende Masse an neugebildeten Partikeln, die während seiner Zeitdauer erzeugt werden. Daraus folgt, dass eine Schmelze, die längere T_F als eine Vergleichsschmelze aufweist, nicht automatisch eine größere Oberfläche der neugebildeten Partikel besitzt. ρ_{max} , ε und der Gehalt an Feinfragmenten wird unter längeren T_F jedoch gegenüber der Vergleichsschmelze erhöht sein. Diese Befunde gelten nur für materialabhängige GFV.

Bei druckabhängigen GFV (d.h. identische Schmelzen unter unterschiedlichen Druckbedingungen) ist die Länge des T_F ein Indikator für die jeweilige Versuchsdynamik und freiwerdenden kinetischen und seismischen Energien. Daraus folgt, dass in diesem Fall kein Zusammenhang zwischen T_F und den Korngrößenverteilungen besteht (siehe Kap. 2.1.11.4).

Die Ergebnisse der Scherraten-Modellierung bestätigen das durch Granulometrie und Energiebilanzierung nachgewiesene unterschiedliche Materialverhalten von AMS und AST. Allgemein gilt bei materialabhängigen GFV, dass sich die bilanzierten kritischen Scherstresse proportional zu den modellierten Zugraten (sowie den graphisch analysierten Kurvenverläufen) verhalten. Unterschiedliche Korngrößenverteilungen weisen auf unterschiedliches Materialverhalten (d.h. Fragmentationsverhalten) von Schmelzen hin. Die thermodynamisch modellierte Scherrate, die ein Schmelzevolumen unter Stress setzt, ist maßgeblich von der Korngrößenverteilung der Partikel (einer bestimmten Kornklasse s_0) abhängig.

2.1.10 Gegenüberstellung der druckabhängigen GFV

2.1.10.1 Messwerte und Analysen

Tabelle 2.9 zeigt eine Zusammenstellung der Messwerte und Analysen der druckabhängigen GFV100/75/62,5/50 der Messreihen AST 1S, 2S, 3S, 4S.

Messreihe	p_{\max} [MPa]	$F_{\text{Rück}}$ [kN]	T_K [ms]	T_{Mik} [ms]	T_F [ms]	T_L [ms]	ΔT [ms]
\emptyset AST S1	56,5 $\pm 3,30$	8,8 $\pm 1,80$	6,8 $\pm 0,84$	11,8 $\pm 2,59$	8,4 $\pm 2,61$	13,8 $\pm 2,39$	29,0 $\pm 3,00$
\emptyset AST S2	52,3 $\pm 1,8$	4,6 $\pm 3,0$	7,0 $\pm 1,2$	33,5 $\pm 7,0$	13,0 $\pm 3,5$	39,0 $\pm 7,4$	59,0 $\pm 9,0$
\emptyset AST S3	45,2 $\pm 3,9$	5,7 $\pm 1,6$	8,8 $\pm 1,8$	59,4 $\pm 27,6$	13,2 $\pm 4,1$	68,4 $\pm 27,5$	90,4 $\pm 31,2$
\emptyset AST S4	36,0 $\pm 1,2$	2,9 $\pm 2,9$	12,7 $\pm 1,2$	209,3 $\pm 66,6$	22,7 $\pm 3,1$	212,0 $\pm 66,1$	248,7 $\pm 68,5$

Tab. 2.9: Zusammenstellung der gemittelten Messwerte und Standardabweichungen der GFV100/75/62,5 und 50 der Messreihen AST 1S, 2S, 3S, 4S.

Die Abbildungen 2.60 und 2.61 stellen wichtige Parameter nach ihrer Druckabhängigkeit gegenüber. Die Abbildungen sowie die Messwerte in Tabelle 2.9 zeigen, dass alle Ablaufzeiträume mit kontinuierlich abnehmenden treibenden Gasdrücken kontinuierlich zunehmen. Die ebenfalls abnehmenden Rückstoßkräfte korrelieren mit den abnehmenden Massen (d.h. Anzahlen an Partikeln) an ausgeworfenem Schmelzmaterial und zeigen die rückläufige Versuchsdynamik (d.h. kinetische Energie) an. Im Gegensatz zu materialabhängigen GFV, stellt der T_F im Fall von druckabhängigen GFV ein Maß der Dynamik des Versuchsablaufs dar. Insgesamt gilt, dass mit längeren T_F die Versuchsdynamik abnimmt.

Abbildung 2.60 zeigt Zusammenhänge zwischen treibendem Gasdruck und den kurvengeometrisch ausgewerteten Komprimier- und Mikrobruchzeiträumen. So verlängern sich mit abnehmendem p_{\max} die T_K , da die Dynamik der Kompressionsarbeit (d.h. die Scherrate) abnimmt, um bereits in der Schmelze vorhandene Schädigungen (z.B. Fehlerstellen, Mikrobrüche, Blasen) einzuregulieren und durch Kompression zu schließen. Die T_{Mik} verlängern sich bei abnehmenden p_{\max} , da der Spannungszustand länger aufrecht erhalten wird.

Abbildung 2.61 zeigt die Dimensionen der optisch analysierten T_L , T_F und ΔT . Auch hier gilt, dass sie sich mit abnehmenden p_{\max} kontinuierlich verlängern, da der Spannungszustand länger aufrecht erhalten wird. Im Fall von druckabhängigen GFV weisen verlängerte T_F jedoch nicht auf einen erhöhten Grad an Feinfragmenten hin (siehe materialabhängige GFV). Grund hierfür ist, dass mit abnehmenden p_{\max} die Schubspannung und Scherrate in der Schmelze abnimmt, was zu einem längeren Spannungszustand führt. Dieser wird durch „mildere“ Sprödbüche beendet. Die Dynamik eines GFV nimmt also mit abnehmenden p_{\max} ab. Damit verringert sich die Rissausbreitungsgeschwindigkeit der Mikrobrüche und die Auswurfgeschwindigkeit der Partikel. Diese Parameter steuern (hier verringern) die Bildungsgeschwindigkeit von Partikeln.

Bei materialabhängigen GFV bleibt die Intensität des Spannungszustands gleich, da die zu vergleichenden Schmelzen unter identischen treibenden Gasdrücken getestet werden. Die Länge des Spannungszustands (d.h. der Ablaufzeiten) wird durch die Materialeigenschaften kontrolliert.

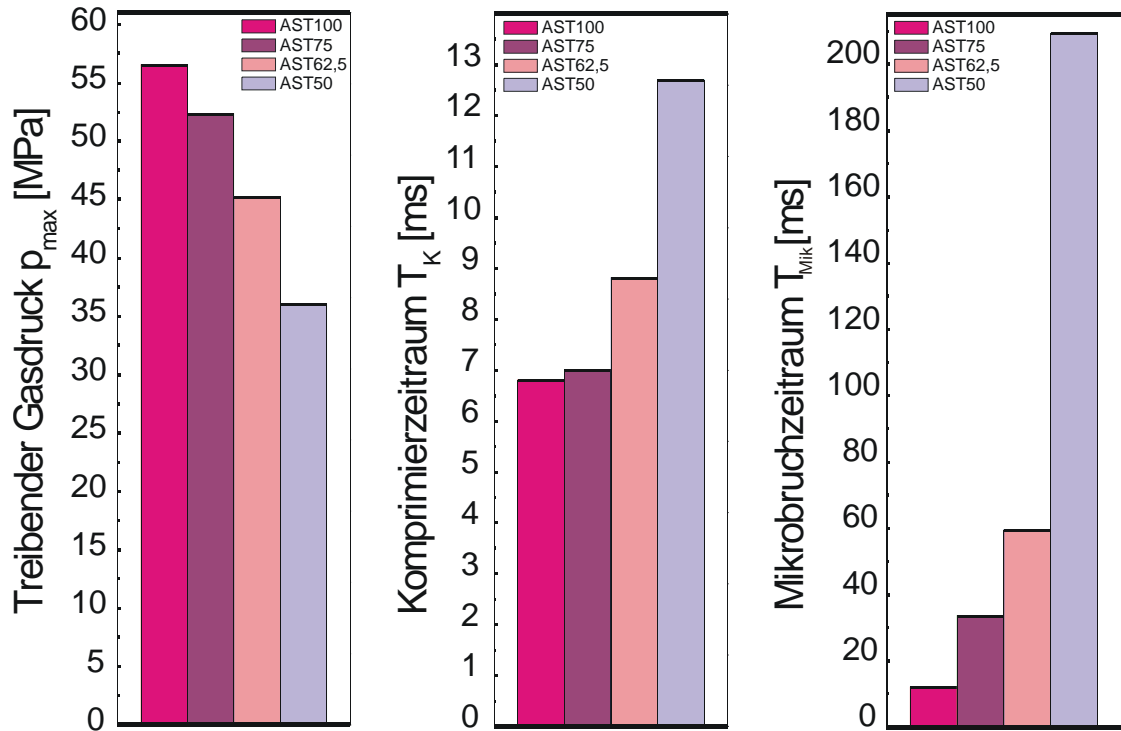


Abb. 2.60: Gegenüberstellung der Parameter p_{max} , T_k und T_{Mik} unter verschiedenen Druckstufen (Schmelze AST). T_k und T_{Mik} zeigen eine Abhängigkeit nach p_{max} .

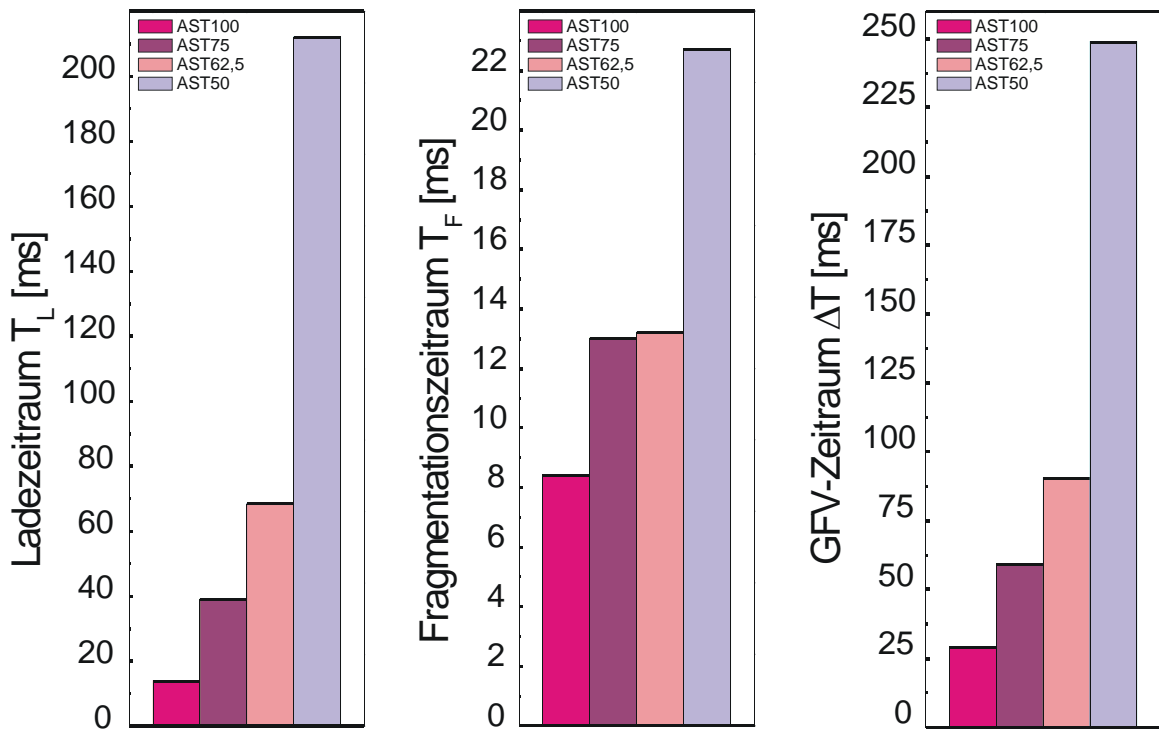


Abb. 2.61: Gegenüberstellung der Parameter T_L , T_F und ΔT unter verschiedenen Druckstufen (Schmelze AST). Auch hier zeigen T_L und T_F eine Abhängigkeit nach p_{max} .

Die Abbildungen 2.62 bis 2.64 zeigen graphische Darstellungen der Ablaufzeiträume in Abhängigkeit von p_{\max} . Dabei wird die Linearität einer Druckabhängigkeit deutlich. Abb. 2.65 zeigt den Zusammenhang zwischen T_F und T_K . Die ungleiche Verlängerung ihrer Ablaufzeiten (Kap. 2.1.8) bewirkt eine exponentielle Abhängigkeit.

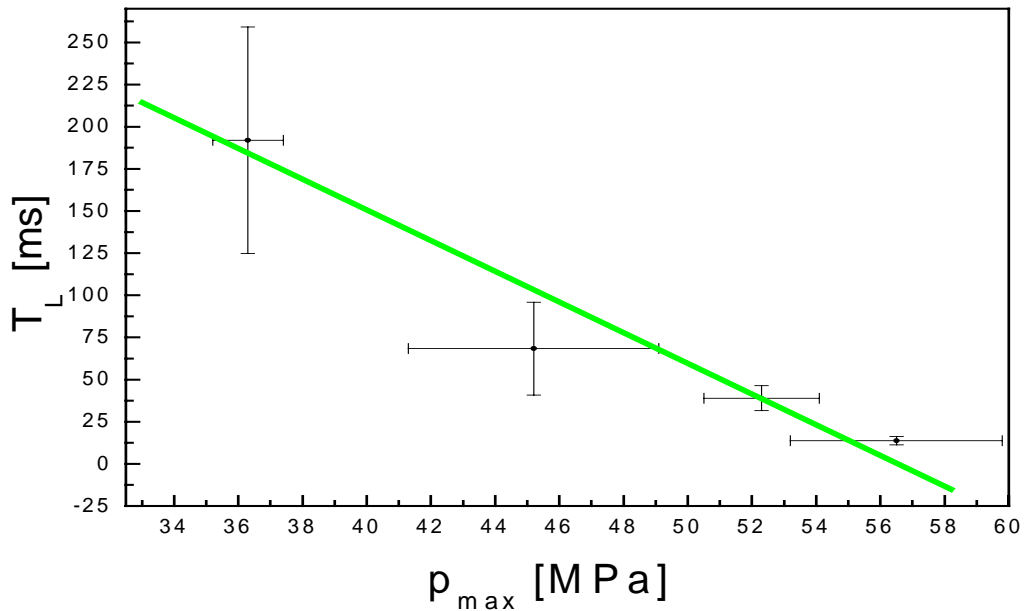


Abb. 2.62: Lineare Abhängigkeit zwischen Ladezeitraum T_L und treibendem Gasdruck p_{\max} .

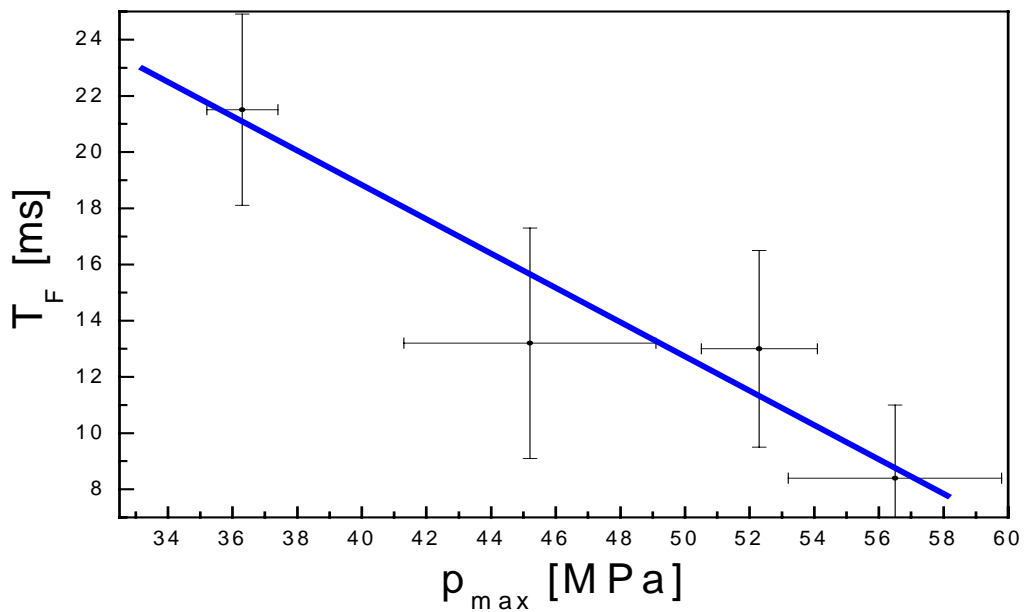


Abb. 2.63: Lineare Abhängigkeit zwischen Ladezeitraum T_F und treibendem Gasdruck p_{\max} .

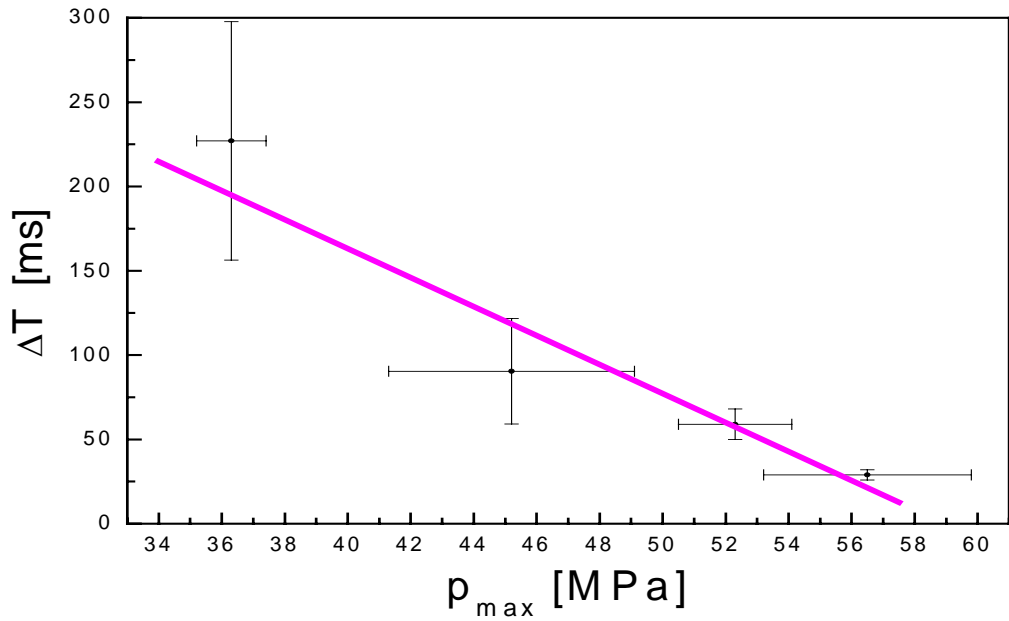


Abb. 2.64: Lineare Abhängigkeit zwischen Ladezeitraum T_F und treibendem Gasdruck p_{max} .

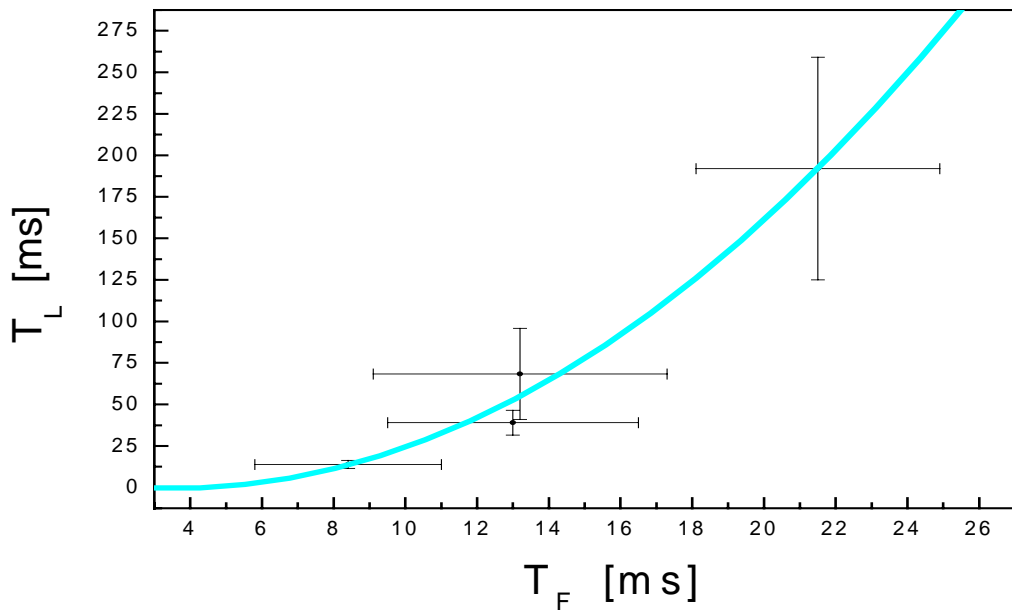


Abb. 2.65: Exponentielle Abhängigkeit zwischen Ladezeitraum T_L und Fragmentationszeitraums T_F .

Die Abhängigkeit zwischen Fragmentationszeitraum T_F und Ladezeitraum T_L (Abb. 2.65) verhält sich exponentiell nach der Gleichung:

$$y(t) = y_0 + (A \cdot t) + (B \cdot t^2) \quad (2.25)$$

mit y_0 : Konstante (7,34808)
 A: Konstante (-4,32225)
 B: Konstante (0,60075).

Neben der statistischen Fehlerbetrachtung (R-Square (COD) im exponentiellen Fall $1 > 0,98036$; linear $1 \gg 0,97544$) sprechen die optischen Analysen für einen exponentiellen Verlauf. So ist bei einer weiteren Erniedrigung von ΔT (durch Druckerhöhung $\gg 100$ MPa) damit zu rechnen, dass T_F im Extremfall unmittelbar nach Einsatz des Druckanstiegs beginnt und sich das Verhältnis von T_F und T_L immer weiter zu Gunsten von T_F verschiebt.

2.1.10.2 Granulometrie

Abbildung 2.66 stellt die Regelsieblinien von Partikelverteilungen aller Druckstufen dar. Dabei zeigt sich eine regellose Anordnung der Sieblinien. Daraus folgt, dass kein systematischer Zusammenhang zwischen treibendem Gasdruck und der daraus resultierenden Korngrößenverteilung besteht.

Dieser Befund macht deutlich, dass sich alle dynamischen Korngrößenverteilungen bruchhafter Partikel, unabhängig von den Fragmentationsenergien, im Rahmen ihres statistischen Fehlers gleichen müssen. Die Dimensionen von E_{frag} werden jedoch von der eingespeicherten Energie E_{ges} (Kompressionsarbeit W) bestimmt. Daraus folgt, dass die Größe von E_{ges} den Gehalt (d.h. die Masse bzw. die Anzahl) an neugebildeten Partikeln bestimmt. Sie beeinflusst aber nicht den Grad der Fragmentation bzw. die Verteilung von neugebildeten Partikeln. Die Masse an ausgeworfenen Partikeln besitzt wiederum eine lineare Abhängigkeit von den gemessenen Rückstoßkräften und den neugebildeten Oberflächen (Abb. 2.67).

Die Fragmentationsenergie von Bruchprozessen ist folglich kein geeigneter Parameter, deren Korngrößenverteilungen abzuschätzen. In der Bruchmechanik (z.B. REDNER, 1990) wird allgemein davon ausgegangen, dass die Bruchenergie proportional zum Grad der Fragmentation ist. Hochenergetisch fragmentierte Festkörper sollen also feinere Bruchpartikel besitzen, als niederenergetisch fragmentierte Festkörper. Dies konnte durch die GFV nicht bestätigt werden.

Abbildung 2.68 zeigt den statistischen Bruchbereich der Schmelze AST, in dem sich die Regelsieblinien der Messreihen (Abb. 2.66) bewegen. Sie zeigt ebenfalls den Verlauf der Regelsieblinie der Schmelze AMS (100 MPa). Der Bruchbereich hebt sich von dem Verlauf der AMS-Sieblinie ab (im Bereich $< 1,0 \cdot 10^{-4}$ m). Das Fragmentationsverhalten (Grad der Fragmentation) und die Materialparameter (z.B. kritische Scherstress) verschiedener Schmelzen können also in der Zukunft durch eine individuelle Messreihe (z.B. bei 75 MPa) charakterisiert werden.

Sobald Materialparameter und Korngrößenverteilung einer Schmelze bekannt sind, können Modelle von Energiebilanzierungen ihrer Eruptionen erstellt werden (siehe Kap. 3). Dies kann im Idealfall direkt am Aufschluss anhand einer vorgenommenen Siebanalyse der jeweiligen Tephroschicht geschehen, sofern die Volumenkalkulation der Ablagerung bekannt ist.

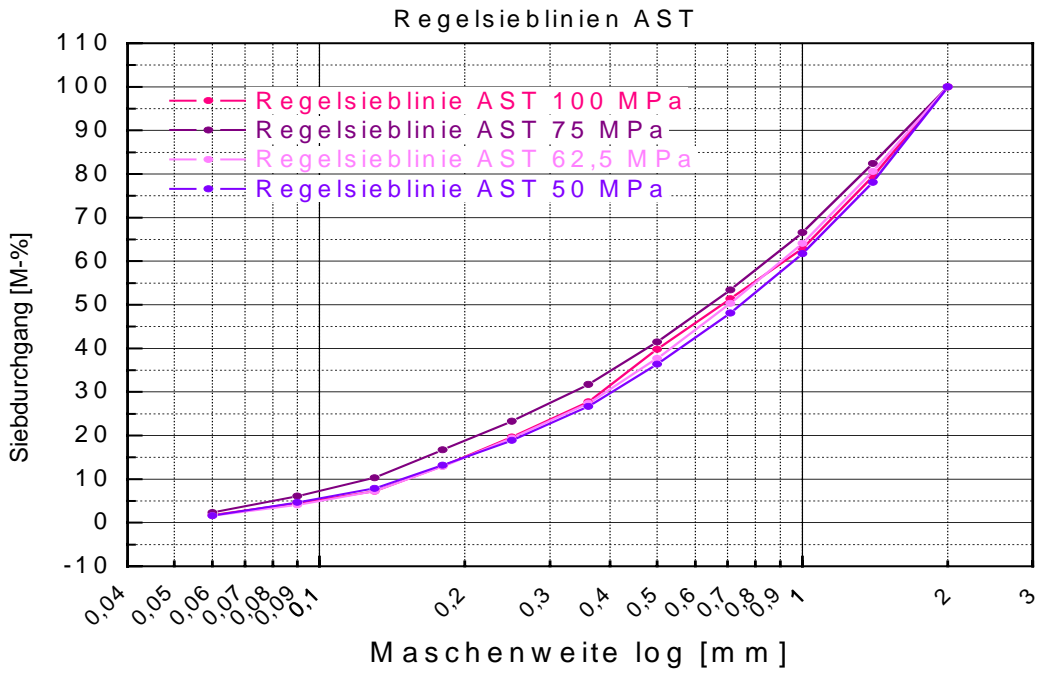


Abb. 2.66: Gegenüberstellung der Regelsieblinien der GFV100/75/62,5/50. Ihre Verläufe weisen keinerlei Abhängigkeit von den treibenden Gasdrücken auf.

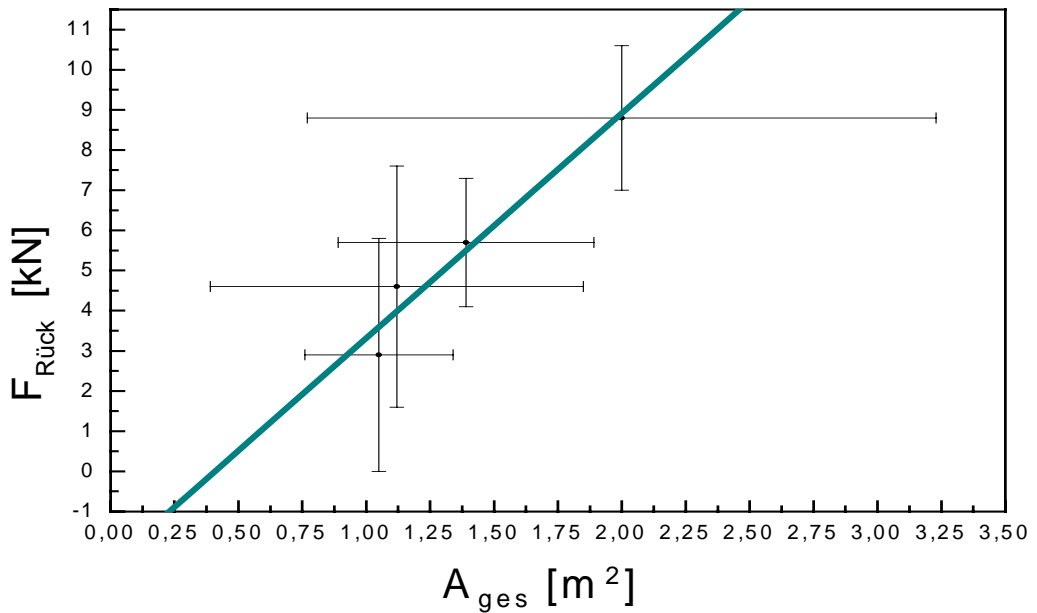


Abb. 2.67: Lineare Abhängigkeit der Rückstosskräfte $F_{Rück}$ von der neugebildeten Oberfläche A_{ges} .

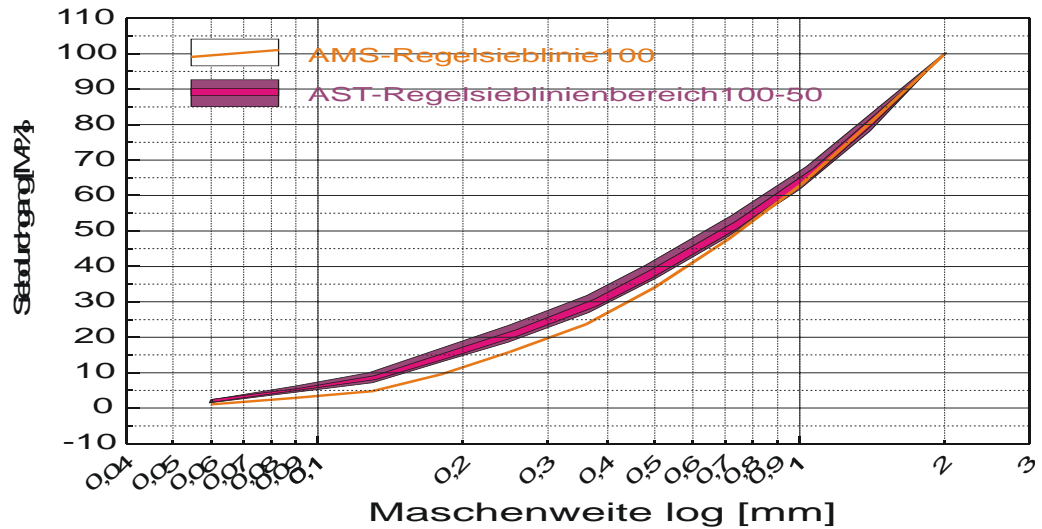


Abb. 2.68: Bruchbereich (lila) der Regelsieblinien der GFV100-50 (Messreihen AST 1-4S) sowie der Regelsieblinie des GFV100 der Messreihe AMS 1S (orange). Der Verlauf der Regelsieblinie der Messreihe AMS 1S liegt deutlich außerhalb des Bruchbereichs ($< 1,0 \cdot 10^{-4}$ m).

2.1.10.3 Energiebetrachtung und Scherraten-Modellierung

1) Energiebetrachtung

Die Energiebetrachtung der druckabhängigen GFV erfolgte nach der in Kapitel 2.1.9.3 beschriebenen Vorgehensweise. Die bilanzierten Fragmentationsenergien wurden auf die neugebildeten Oberflächen der Fragmente bezogen und als kritische Scherstresse θ_{krit} dargestellt (Tab. 2.10).

Messreihe	Versuch	A [m ²]	W [J]	E _{kin} + E _{seis} [J]	E _{frag} [J]	θ_k [J/m ²]	$\bar{\theta}_k$ [J/m ²]
AST100	AST 1	0,9705	587	128	430	443,1	299,5 $\pm 131,3$
	AST 2	1,1789	593	138	425	360,5	
	AST 3	1,2953	650	135	482	372,1	
	AST 4	2,7274	660	130	497	182,2	
	AST 5	3,6356	658	118	507	139,5	
AST75	AST 1	1,2260	611	80	500	407,8	436,8 $\pm 336,2$
	AST 3	3,4891	686	74	578	165,6	
	AST 4	2,1060	571	4	538	255,5	
	AST 5	0,5108	586	88	469	918,2	
AST62,5	AST 1	0,9096	489	128	336	369,4	324,7 $\pm 126,0$
	AST 2	2,1153	523	93	404	191,0	
	AST 3	0,9982	577	35	513	513,9	
	AST 4	1,6542	471	55	392	237,0	
	AST 5	1,2875	481	55	402	312,2	
AST50	AST 1	1,1023	368	34	316	286,7	355,7 $\pm 121,8$
	AST 4	0,7415	401	13	368	496,3	
	AST 5	1,3064	398	7	371	284,0	

Tab. 2.10: Ergebnisse der auf GFV100/75/62,5/50 basierenden Energiebetrachtung der Schmelze AST.

Die Ermittlung der wahren Energieaufteilung erfolgte nach der in Kap. 2.1.9.3 beschriebenen Vorgehensweise.

Die durchschnittliche Energieaufteilung ($E_{\text{kin}}:E_{\text{seis}} \neq 1:1$) nach Tabelle 2.10 ergab für die GFV100 (Messreihe 1S) Werte von:

$$\begin{aligned} E_{\text{frag}} &= \mathbf{75,0\%} \\ E_{\text{kin+seis}} &= \mathbf{25,0\%} \\ E_{\text{kin}} &= \mathbf{12,5\%} \end{aligned}$$

für die GFV75 (Messreihe 2S) Werte von:

$$\begin{aligned} E_{\text{frag}} &= \mathbf{85,0\%} \\ E_{\text{kin+seis}} &= \mathbf{15,0\%} \\ E_{\text{kin}} &= \mathbf{7,5\%} \end{aligned}$$

für die GFV62,5 (Messreihe 3S) Werte von:

$$\begin{aligned} E_{\text{frag}} &= \mathbf{81,0\%} \\ E_{\text{kin+seis}} &= \mathbf{19,0\%} \\ E_{\text{kin}} &= \mathbf{9,5\%} \end{aligned}$$

für die GFV50 (Messreihe 4S) Werte von:

$$\begin{aligned} E_{\text{frag}} &= \mathbf{90,0\%} \\ E_{\text{kin+seis}} &= \mathbf{10,0\%} \\ E_{\text{kin}} &= \mathbf{5,0\%} \end{aligned}$$

Über Formel 2.13 ergibt sich als erste Näherung eine mittlere Auswurfgeschwindigkeit der GFV100 der Messreihe AST 1S von:

$$v = \mathbf{25,6\ m/s} \quad (\text{aus HKA: } \approx \mathbf{42\ m/s} > 2 \cdot 10^3\ m / \approx \mathbf{28\ m/s} < 2 \cdot 10^3\ m)$$

GFV75 der Messreihe AST 2S von

$$v = \mathbf{14,2\ m/s} \quad (\text{aus HKA: } \approx \mathbf{28\ m/s} < 2 \cdot 10^3\ m / \approx \mathbf{17\ m/s} > 2 \cdot 10^3\ m)$$

GFV62,5 der Messreihe AST 3S von

$$v = \mathbf{9,7\ m/s} \quad (\text{aus HKA: } \approx \mathbf{15\ m/s} < 2 \cdot 10^3\ m / \approx \mathbf{11\ m/s} > 2 \cdot 10^3\ m)$$

GFV50 der Messreihe AST 4S von

$$v = \mathbf{17,1\ m/s} \quad (\text{aus HKA: } \approx \mathbf{27\ m/s})$$

Die Auswurfgeschwindigkeiten der GFV100/75 und 62,5 nehmen kontinuierlich ab, da die Versuchsdynamik bei Druckerniedrigung abnimmt. Die Auswurfgeschwindigkeiten der GFV50 passen jedoch nicht in diese Systematik. Dafür wird die veränderte Geometrie beim Schmelzeauswurf verantwortlich gemacht. Das Schmelzevolumen bricht nur an einer kleinen Stelle komplett auf (siehe geringere durchschnittliche ausgeworfene Partikelmasse), was zu einer „Jet-Wirkung“ führt und die Partikel in höheren Geschwindigkeiten auswirft.

Die Partikelmasse ist hier zu gering, um optisch zwischen Fein- und Grobfragmentation zu unterscheiden.

Über die Energie-Impuls Beziehung der Formeln 2.12 und 2.13 ergibt sich eine mittlere Auswurfgeschwindigkeit der GFV100 der Messreihe AST 1S von:

$$v = \mathbf{19,7 \text{ m/s}}$$

der GFV75 der Messreihe AST 2S von:

$$v = \mathbf{15,2 \text{ m/s}}$$

der GFV62,5 der Messreihe AST 3S von:

$$v = \mathbf{15,5 \text{ m/s}}$$

der GFV50 der Messreihe AST 4S von:

$$v = \mathbf{9,9 \text{ m/s}}$$

Die bilanzierten kinetischen und seismischen Energieaufteilungen ($E_{\text{kin}}:E_{\text{seis}} = 1:1$) wurden nun anhand dieser Geschwindigkeiten geeicht. Dabei ergaben sich „wahre“ Energieaufteilungen ($E_{\text{kin}}:E_{\text{seis}} \neq 1:1$) der GFV100 (Messreihe 1S) von

$$E_{\text{frag}} = \mathbf{75,0 \%}$$

$$E_{\text{kin}} = \mathbf{16,2 \%}$$

$$E_{\text{seis}} = \mathbf{8,8 \%}$$

der GFV75 (Messreihe 2S) von

$$E_{\text{frag}} = \mathbf{85,0 \%}$$

$$E_{\text{kin}} = \mathbf{8,0 \%}$$

$$E_{\text{seis}} = \mathbf{7,0 \%}$$

der GFV62,5 (Messreihe 3S) von

$$E_{\text{frag}} = \mathbf{81,0 \%}$$

$$E_{\text{kin}} = \mathbf{5,9 \%}$$

$$E_{\text{seis}} = \mathbf{13,1 \%}$$

der GFV50 (Messreihe 4S) von

$$E_{\text{frag}} = \mathbf{90,0 \%}$$

$$E_{\text{kin}} = \mathbf{8,6 \%}$$

$$E_{\text{seis}} = \mathbf{1,4 \%}$$

2) Modellierung der Scherrate nach YEW & TAYLOR (1994)

Die Modellierung der Scherraten druckabhängiger GFV erfolgte nach der in Kapitel 2.1.9.3 beschriebenen Vorgehensweise nach YEW & TAYLOR (1994).

Tabelle 2.11 zeigt die mittleren Oberflächen-Neubildungs-Korndurchmesser s_0 mit Standardabweichungen, die sich aus den Korngrößenverteilungen einer jeweiligen Messreihe ergeben.

Messreihe	Versuch	s_0 [m]	$\varnothing s_0$ [m]	Messreihe	Versuch	s_0 [m]	$\varnothing s_0$ [m]
AST100	AST 1	$1,53 \cdot 10^{-4}$	$1,83 \cdot 10^{-4}$ $\pm 6,80 \cdot 10^{-5}$	AST62,5	AST 1	$1,53 \cdot 10^{-4}$	$2,44 \cdot 10^{-4}$ $\pm 4,03 \cdot 10^{-5}$
	AST 2	$3,05 \cdot 10^{-4}$			AST 2	$3,05 \cdot 10^{-4}$	
	AST 3	$1,53 \cdot 10^{-4}$			AST 3	$3,05 \cdot 10^{-4}$	
	AST 4	$1,53 \cdot 10^{-4}$			AST 4	$3,05 \cdot 10^{-4}$	
	AST 5	$1,53 \cdot 10^{-4}$			AST 5	$1,53 \cdot 10^{-4}$	
AST75	AST 1	$1,53 \cdot 10^{-4}$	$1,91 \cdot 10^{-4}$ $\pm 7,60 \cdot 10^{-4}$	AST50	AST 1	$1,53 \cdot 10^{-4}$	$2,54 \cdot 10^{-4}$ $\pm 8,78 \cdot 10^{-5}$
	AST 3	$3,05 \cdot 10^{-4}$			AST 4	$3,05 \cdot 10^{-4}$	
	AST 4	$1,53 \cdot 10^{-4}$			AST 5	$3,05 \cdot 10^{-4}$	
	AST 5	$1,53 \cdot 10^{-4}$					

Tab. 2.11: Mittlere effektivste Oberflächen-Neubildungs-Korndurchmesser s_0 der Schmelze AST (auf Granulometrie basierend) unter verschiedenen treibenden Gasdrücken nach YEW & TAYLOR (1994).

Über Formel 2.23 ergibt sich als erste Näherung eine mittlere Scherrate der GFV100 (Messreihe AST 1S) von

$$\dot{\varepsilon} = 3,8 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$$

eine mittlere Scherrate der GFV75 (Messreihe AST 2S) von

$$\dot{\varepsilon} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$$

eine mittlere Scherrate der GFV62,5 (Messreihe AST 3S) von

$$\dot{\varepsilon} = 2,5 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$$

sowie eine mittlere Scherrate der GFV50 (Messreihe AST 4S) von

$$\dot{\varepsilon} = 2,3 \cdot 10^6 \text{ 1/s}$$

Die Scherraten nehmen mit kleineren p_{\max} kontinuierlich ab. Sie verhalten sich also proportional zu E_{ges} (LAMBERT & ROSS, 2000). Sie sind quantitativer Ausdruck der abnehmenden Versuchsdynamik mit Druckerniedrigung.

Geometrisch ausgewertete Gradienten der Druck-Zeit Verläufe stellen zeitliche Spannungsänderungen dar, deren Systematik im Falle der GFV mit Scherraten verglichen werden können. Diese bestätigten die Ergebnisse nach YEW & TAYLOR (1994) quantitativ (Abb. 2.69).

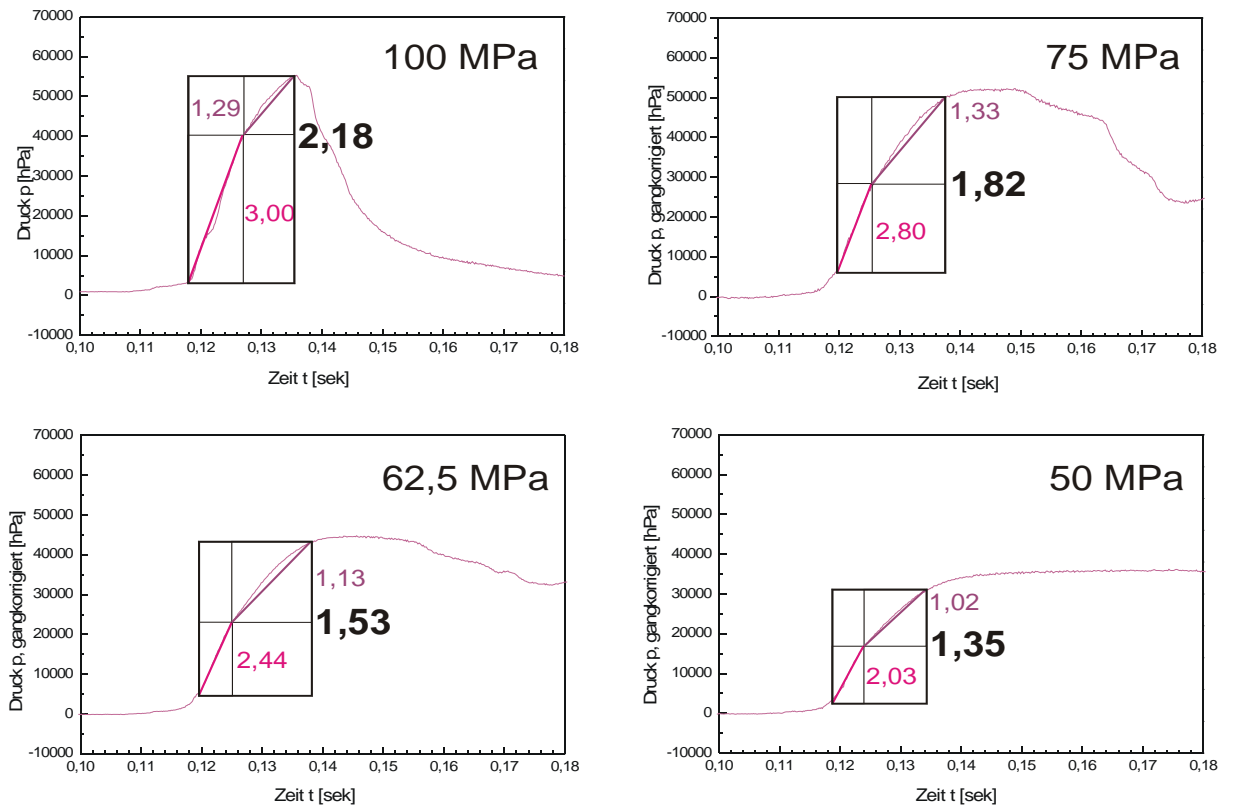


Abb. 2.69: Gemittelte Gasdruck-Zeit Verläufe der Schmelze AST unter verschiedenen Druckstufen. Die (linearen) Gradienten der Steigungen wurden jeweils für die Stufen B und C (Kap. 2.1.8.1) graphisch herausgearbeitet und gemittelt (schwarze Ziffer). Die Steigungen nehmen kontinuierlich ab und korrespondieren qualitativ mit den Scherraten-Modellierungen nach YEW & TAYLOR (1994).

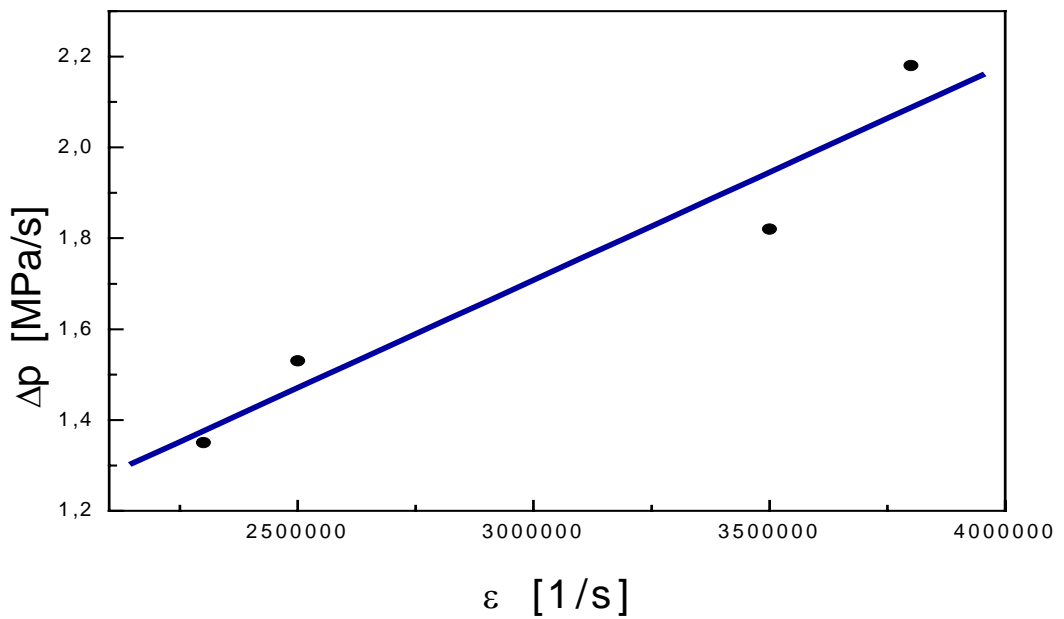


Abb. 2.70: Lineare Abhängigkeit zwischen Scherrate ϵ und Druckgradient Δp .

Abbildung 2.70 zeigt die lineare Abhängigkeit zwischen der Scherraten-Modellierung nach YEW & TAYLOR (1994) und der geometrischen Auswertung der Gradienten (Druckgradient Δp [MPa/s]). Anhand dieser Beziehung können bereits aus den Gasdruck-Zeit Verläufen qualitative Aussagen über das Verhalten der jeweiligen Scherraten getroffen werden.

2.1.10.4 Fazit

Anders als bei materialabhängigen GFV ist T_F bei druckabhängigen GFV ein Indikator für die Versuchsdynamik und die Entwicklung der kinetischen und seismischen Energien. T_F ist umgekehrt proportional zu den ε und E_{ges} . Abbildung 2.71 zeigt, dass p_{max} und ε eine lineare Abhängigkeit voneinander besitzen (LAMBERT & ROSS, 2000). Dies konnte sowohl durch die Scherraten-Modellierung als auch die geometrische Auswertung der Druckgradienten der GFV nachgewiesen werden. Da die Versuchsschmelze bei allen Druckstufen identisch ist (d.h. die Materialparameter bleiben konstant), lassen sich jedoch keinerlei Rückschlüsse über sich systematisch verändernde Korngrößenverteilungen treffen (siehe Abb. 2.66).

Der kritische Scherstress θ_k ist ebenfalls ein Materialparameter (GERTHSEN et al., 1992). Daher beeinflussen Druckänderungen (entsprechen E_{ges}) von GFV diesen naturgemäß nicht. Die durchschnittlichen θ_k liegen alle zwischen 300 und 400 J/m² (Tab. 2.9). Dies ist der Größenbereich des kritischen Scherstress des Schmelzmaterials AST. Eine Druckvariation beeinflusst also weder den Grad an Fragmentation (Korngrößenverteilung) noch die kritischen Scherstress θ_k eines Materials. Die Korngrößenverteilung ist somit auch als Materialparameter zu bezeichnen.

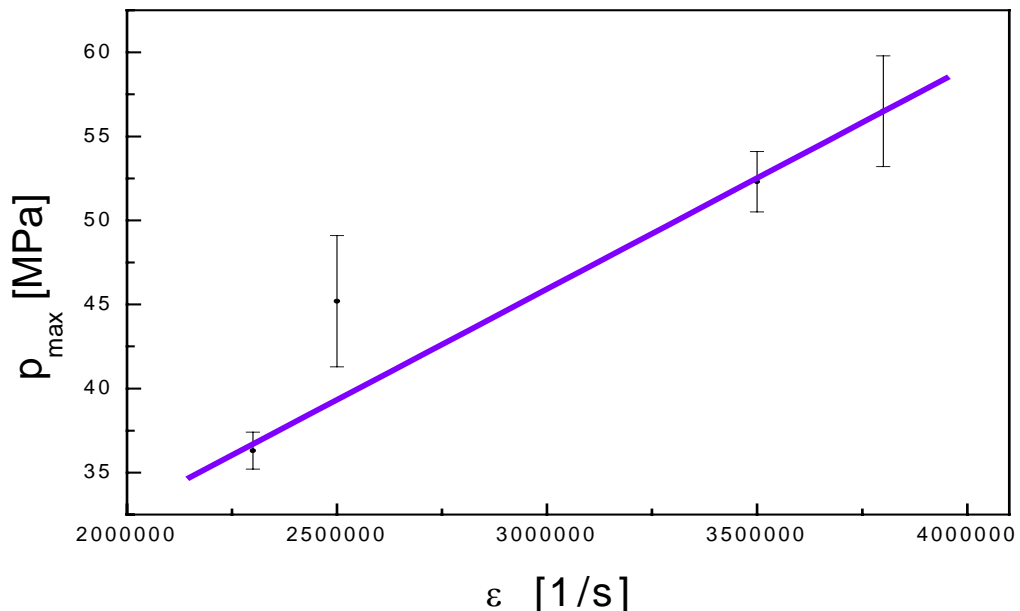


Abb. 2.71: Lineare Abhängigkeit zwischen dem treibenden Gasdruck p_{max} und der Zugrate ε .

Die Masse der ausgeworfenen Partikel verringert sich mit abnehmender Scherrate (Abb. 2.74).

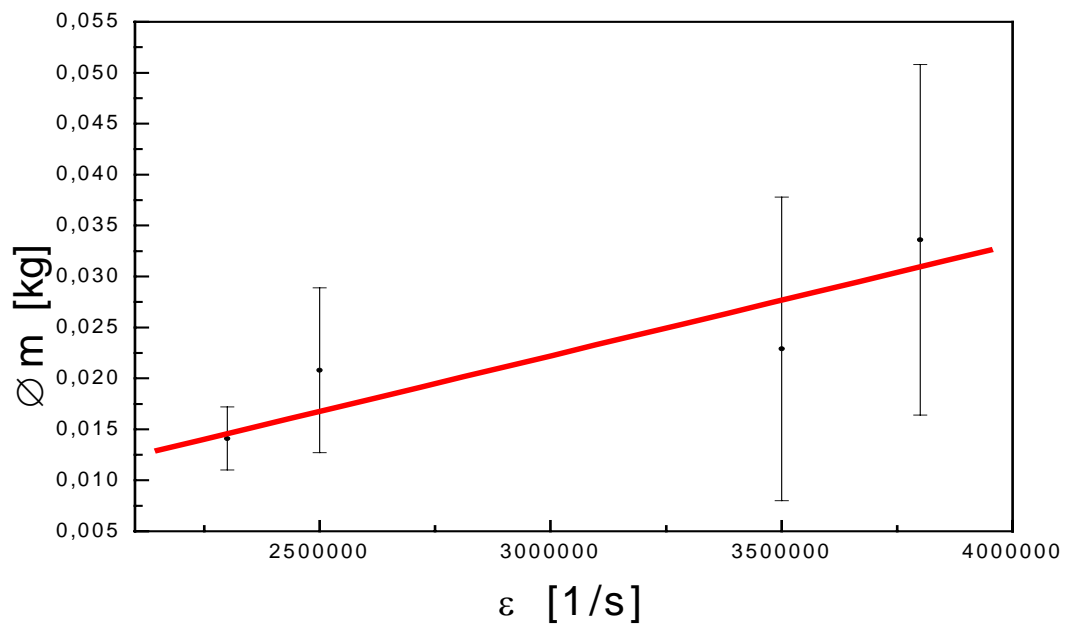


Abb. 2.72: Lineare Abhängigkeit zwischen der durchschnittlichen ausgeworfenen Partikelmasse \bar{m} und der Scherrate $\dot{\epsilon}$.

Die durchschnittlich ausgeworfene Partikelmasse ist linear von der wirksamen Scherrate abhängig (Abb. 2.72).

Die Korngrößenverteilung der GFV75 (Messreihe AST 2S) weicht leicht von denen der übrigen Messreihen ab (Abb. 2.66). Dieses Verhalten wird auf Inhomogenitäten des Ausgangsmaterials dieser Messreihe zurückgeführt, welche auch für die erhöhten kritischen Scherstressse der GFV75 verantwortlich gemacht werden (Tab. 2.10).

2.2 Begleitende Laborversuche

Neben dem speziell für die Aufgabenstellung dieser Arbeit konzipiertem GFV existieren konventionelle Laborversuche, welche die Fragmentation von Geomaterialien untersuchen und die vor allem im Bereich der Baustoffprüfung zum Einsatz kommen.

Der Biegeversuch mit Mittelpunkt-Belastung nach DIN 52 112 sowie die Ermittlung der temperaturabhängigen Viskosität stellen zwei klassische Versuche dieser Sparte dar. Mit Hilfe der Biegeversuche können die kritischen Scherstresse von Geomaterialien im Festkörperbereich unter Raumtemperatur ermittelt werden. Die Viskosität wird nach dem Rotationsverfahren im hydrodynamischen Regime unter verschiedenen Temperaturen ermittelt.

Diese beiden Versuche wurden in die vorliegende Arbeit integriert, um das Gesamtergebnis zu vervollständigen. Die Biegeversuche dienen dazu, die Qualität der Ergebnisse der GFV (d.h. der kritischen Scherstresse) zu überprüfen. Die Bestimmung der Viskosität wurde herangezogen, um eventuelle Zusammenhänge zwischen der Fragmentationsenergie und der Viskosität von Schmelzen nachzuweisen, welche von zahlreichen Wissenschaftlern propagiert werden.

2.2.1 Biegeversuch mit Mittelpunkt-Belastung nach DIN 52 112

2.2.1.1 Allgemeines

Der Anwendungsbereich und Zweck der DIN 52 112 dient der Bestimmung der Biegezugfestigkeit von Naturstein. Zur eindeutigen Bezeichnung des Biegeversuchs nach dieser Norm müssen folgende Merkmale angegeben werden:

- a) Art des Verfahrens:
 - A für Mittelpunkt-Belastung
 - B für Dreipunkt-Belastung
- b) Zahlenwert der Kantenlänge des Probekörpers in mm oder bei dünnen Platten die Zahlenwerte der Länge und Breite des Probekörpers in mm.

In unserem Fall lautet die Bezeichnung des Biegezugversuches mit Mittelpunkt-Belastung (A) an einem Probekörper mit einer Kantenlänge des (hier: annähernd) quadratischen Querschnitts von $2 \cdot 10^{-2}$ m:

Prüfung DIN 52 112 – A – 20

Die balkenförmigen Probekörper wurden in speziellen Behältnissen im Keramikbrennofen KK 55 der Firma LINN ELEKTRO THERM® aus Ausgangsgranulat geformt und nach dem Abkühlprozess rechtwinkelig geschliffen.

2.2.1.2 Kurzbeschreibung des Biegeversuchs mit Mittelpunkt-Belastung (Verfahren A) und Geräteanforderungen.

Ein Probekörper des zu prüfenden Gesteins (im allgemeinen ein Balken mit quadratischem Querschnitt) wird auf zwei Auflagern liegend, mit einer im Mittelpunkt zwischen den

Auflagern linienförmig angreifenden Einzelkraft (siehe Abb. 2.73) stetig bis zum Bruch belastet.

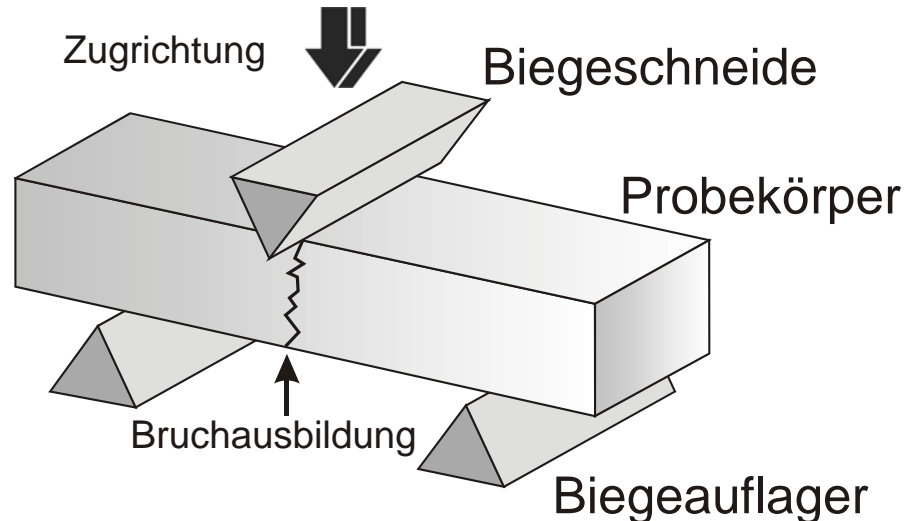


Abb. 2.73: Biegeprüfanordnung für den Biegeversuch mit Mittelpunkt-Belastung (Verfahren A) nach DIN 52 112. Nach RAUE (2004).

Für den Biegeversuch dürfen nur Prüfmaschinen nach DIN 51 227 oder eine gleichwertige Prüfmaschine mit einer Kraftmesseinrichtung, die mindestens den Anforderungen der Klasse 2 nach DIN 51 220 entspricht, verwendet werden. Die Biegeauflager und Biegeschneiden müssen einen Krümmungsradius von 10^{-2} mm aufweisen. Bei jedem Verfahren darf nur ein Biegeauflager unbeweglich sein, alle anderen Biegeauflager müssen in der Längsachse der senkrechten Ebene des Probekörpers kippbar sein. Dies war im Fall dieser Probekörper von besonderer Wichtigkeit, da durch den Schleifprozess bedingte Unebenheiten auf den Schichtflächen ausgeglichen werden mussten.

Für die nachfolgenden Biegeversuche mit Mittelpunkt-Belastung wurde eine statische Materialprüfmaschine des Typs ZWICK/1445 verwendet.

2.2.1.3 Durchführung des Biegeversuchs mit Mittelpunkt-Belastung

Vor der Versuchsdurchführung wurden an der Prüfmaschine die verschiedenen Parameter, die Erfahrungswerte von Testreihen darstellen, im Menü des Bruchbelastungsprogramms eingegeben. Dabei wurden folgende Größen gewählt:

Vorkraft F_v :	1 N
Zeit t bei F_v :	5 s
v bei F_v :	$5 \cdot 10^{-3}$ m/min
Maximalkraft F_{max} :	5 kN
v bis F_{max} :	10^{-3} m/min
max. Längenausdehnung:	$3 \cdot 10^{-3}$ m
Bruchabschaltswelle:	90 % von F_{max}

Der Abstand der beiden unteren Biegeauflager betrug $5,5 \cdot 10^{-2}$ m.

Anschließend wurde der jeweilige Probekörper in die Prüfmaschine eingelegt und ausgerichtet. Die Presse wurde manuell in Ausgangsstellung gefahren und das versuchsspezifische Prüfprogramm gestartet. Die neugebildete Bruchfläche wurde nach den Biegeversuchen anhand eines speziellen graphischen Verfahrens planimetriert.

Nach dem Anfahren der Presse und einer Pause von 5 s beim Erreichen der Vorkraft F_v begann die Maschine mit dem eigentlichen Bruchversuch. Bis die jeweilige Bruchgrenze erreicht wurde, fuhr die Presse mit einer Geschwindigkeit v von 10^{-3} m/min. Dies entspricht einer Spannungszunahme σ von ca. $0,2$ N/mm² und war auf dem Monitor als quasi-lineare Kraftrampe mit einer Steigung von ca. $0,5$ zu verfolgen. Die Höchstkraft F wurde nach DIN 52 112 in kN gemessen. Gleichzeitig wurde auch die Durchbiegungsstrecke s in mm gemessen.

Bei den meisten Versuchen stellte sich eine fast ideal lineare Spannungszunahme und eine eindeutig definierte Bruchgrenze ein. Die erreichte Höchstkraft F war eindeutig die zum Hauptbruch gehörige Kraft.

Entsprechend DIN 52 112 wurden alle Probekörper mit dem Mittelpunkt-Belastung-Biegeversuch auf ihren kritischen Scherstress getestet. Nach dem Erfolgen des Hauptbruchs fuhr die Prüfpresse in die Grundstellung zurück und speicherte den Versuch in der Datei des Prüfprogramms automatisch ab. Anschließend wurden die Datensätze mit der Software ORIGINLAB 2002© graphisch ausgewertet.

2.2.1.4 Planimetrieren der neugebildeten Bruchfläche

Die neugebildete Bruchfläche, auf welche die jeweilige Höchstkraft F bezogen wird, wurde anhand eines speziellen Verfahren ermittelt, da die Probekörper isometrischen Geometrien besaßen.

Dazu wurde eine Aluminiumfolie zwischen die beiden Probekörperbruchstücke gepresst und in eventuelle Unebenheiten der Bruchflächen gewalkt. Der Umriss des Abdrucks der glattgestrichenen Alufolie wurde mit einem optischen Scanner digitalisiert. Danach wurde die Fläche des digitalen Bilds über graphische Standardsoftware ermittelt. Grundsätzlich ist die Genauigkeit des Verfahrens für diese Zwecke ausreichend.

Bei der Auswertung war darauf zu achten, dass die neugebildete Bruchfläche jeweils mit dem Faktor 2 multipliziert wurde, da beide Bruchstücke an der neuen Bruchfläche teilhaben. Außerdem wurde jede Bruchfläche über den Porenanteil der Materialien AMS und AST (Kap. 2.1.5.5) korrigiert.

2.2.1.5 Allgemeine Auswertung

Die Biegezugfestigkeit β_{BZ} wurde als kritische Schubspannung τ_k berechnet, da die Bruchflächen planimetriert wurden und nicht durch die Probekörpergeometrie vorgegeben waren. Außerdem ermöglichte dieser Rechenweg, die gemessene kritische Bruchkraft F_k als Energie in Form des kritischen Scherstresses θ_k auszudrücken. Die kritische Schubspannung τ_k wurde über

$$\tau_k = \frac{F_k}{A} \quad (2.26)$$

berechnet, wobei sich die Fläche A aus dem oben beschriebenen Planimetrierungsverfahren ergab. Die kritische Schubspannung wurde in kN/m^2 berechnet. Der Mittelwert der Messreihen von jeweils 5 Einzelmessungen bildete das Endergebnis in kN/m^2 . Über

$$\theta_k = \tau_k \cdot s \quad (2.27)$$

konnte der kritische Scherstress ermittelt werden, der Ausdruck der Energie einer auf einen Weg (in diesem Fall die Durchbiegungstrecke s) wirkende Kraft darstellt (siehe Kap. 1.5.4).

2.2.1.6 Ergebnisse der Biegetests

Die kurvengeometrischen Analysen (Abb. 2.74) zeigen, dass im Falle von rein statischen Bruchversuchen (Erzeugung eines Hauptbruchs) lediglich die Kraframpen des Materials AMS ausgeprägte Mikrobruchbereiche (WEIJERMARS, 1997) zeigen. Dies bedeutet, dass dieses Material durch Spannungszunahme leichter vorzuschädigen ist und es somit geringere Höchstkräfte aufnehmen kann als das Material AST.

Diese Systematik trifft jedoch nur auf rein statische Biegebelastung mit langsamer Belastungszunahme zu. Im Falle von statisch-dynamischer Schlagbelastung (GFV) gelten die Beobachtungen, die in Kapitel 2.1.9 dargelegt sind.

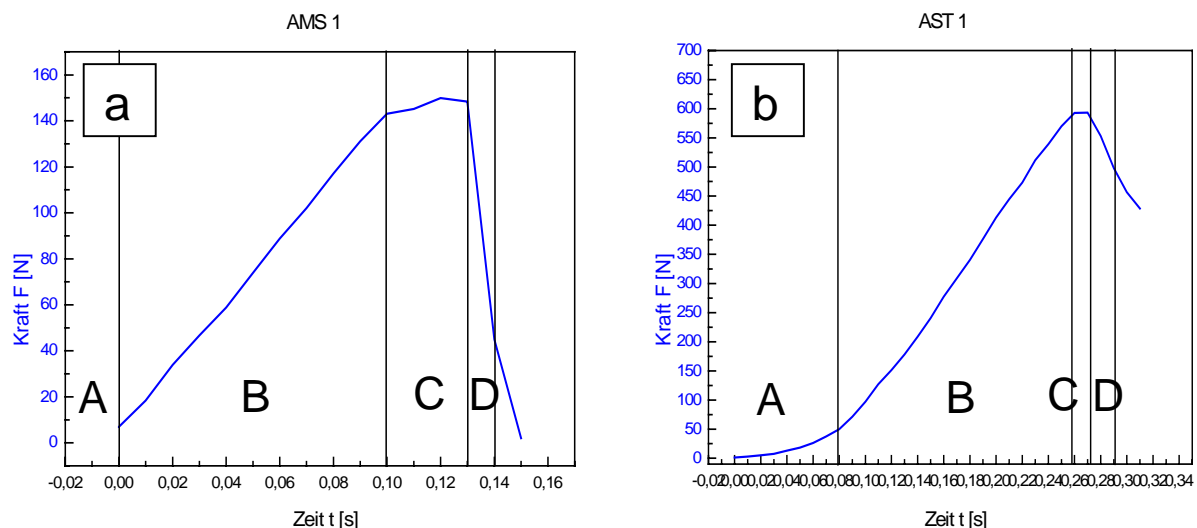


Abb. 2.74: Kurvengeometrische Analyse der Kraframpen am Beispiel der Versuche AMS 1 (a) und AST 1 (b). Die Kraframpe des Materials AMS weist eine, im Vergleich zu AST, vergleichsweise längere Stufe C auf (siehe auch Abb. 2.75). In der Stufe C geht die Vorschädigung vor dem Hauptbruch vorstatten.

Die Abbildung 2.75 zeigt Zusammenstellungen der gemessenen Kraframpen und Biegestrecken der Messreihen AMS und AST. Die Auswertung der Biegeversuche der beiden Messreihen ergab kritische Schubspannungen τ_k und kritischen Scherstresse θ_k , die in Tabelle 2.12 und 2.13 dargestellt sind.

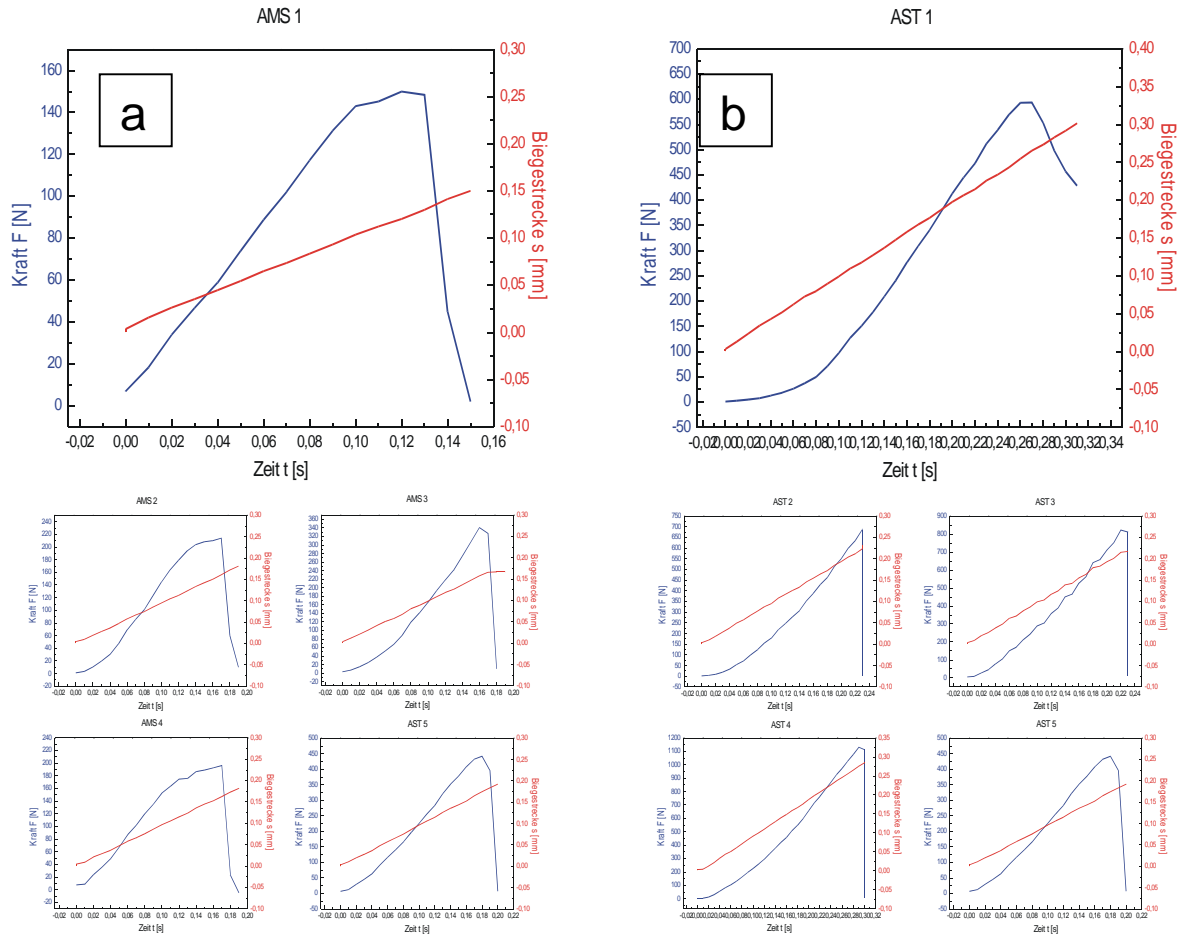


Abb. 2.75: Zusammenstellung der Krafttrampen und Biegestrecken von Biegeversuchen der Messreihen AMS (a) und AST (b). Dabei werden die ausgeprägten Mikrobruchbereiche in a deutlich.

Messreihe	Versuch	Kraft F [N]	Bruchfläche A [m ²]	Porenanteil n [V-%]	korr. Fläche A [m ²]	krit. Schubspannung τ_k [N/m ²]	σ_{τ_k} [kN/m ²]
AMS	AMS 1	150,56	$7,628 \cdot 10^{-4}$	46,6	$4,073 \cdot 10^{-4}$	369621,9	638,3 ±210,4
	AMS 2	219,84	$6,572 \cdot 10^{-4}$		$3,509 \cdot 10^{-4}$	626423,3	
	AMS 3	340,80	$7,106 \cdot 10^{-4}$		$3,794 \cdot 10^{-4}$	898117,4	
	AMS 4	200,16	$7,314 \cdot 10^{-4}$		$3,906 \cdot 10^{-4}$	512484,9	
	AMS 5	283,04	$6,754 \cdot 10^{-4}$		$3,607 \cdot 10^{-4}$	784775,6	
AST	AST 1	593,60	$9,548 \cdot 10^{-4}$	49,9	$4,784 \cdot 10^{-4}$	1 240923,8	1 300,4 ±235,5
	AST 2	686,08	$10,722 \cdot 10^{-4}$		$5,372 \cdot 10^{-4}$	1 277140,7	
	AST 3	822,40	$10,870 \cdot 10^{-4}$		$5,446 \cdot 10^{-4}$	1 510099,2	
	AST 4	1114,24	$14,586 \cdot 10^{-4}$		$7,308 \cdot 10^{-4}$	1 524685,3	
	AST 5	441,92	$9,294 \cdot 10^{-4}$		$4,656 \cdot 10^{-4}$	949081,0	

Tab. 2.12: Messwerte der Biegeversuche und resultierende Werte der kritischen Schubspannung mit Standardabweichung.

Messreihe	Versuch	Biegestrecke S [m]	krit. Schubspannung τ_k [N/m ²]	krit. Scherstress θ_k [J/m ²]	$\bar{\theta}_k$ [J/m ²]
AMS	AMS 1	1,600*10 ⁻⁴	369621,9	59,1	109,0 ±34,2
	AMS 2	2,0128*10 ⁻⁴	626423,3	126,1	
	AMS 3	1,5823*10 ⁻⁴	898117,4	142,1	
	AMS 4	1,7313*10 ⁻⁴	512484,9	88,7	
	AMS 5	1,6433*10 ⁻⁴	784775,6	129,0	
AST	AST 1	2,6544*10 ⁻⁴	1 240923,8	329,4	312,9 ±78,5
	AST 2	2,2336*10 ⁻⁴	1 277140,7	285,3	
	AST 3	2,1536*10 ⁻⁴	1 510099,2	325,2	
	AST 4	2,7584*10 ⁻⁴	1 524685,3	420,6	
	AST 5	2,1488*10 ⁻⁴	949081,0	203,9	

Tab. 2.13: Messwerte der Biegeversuche und resultierende Werte des kritischen Scherstressses mit Standardabweichung.

Die Auswertung der Biegeversuche zeigt das grundsätzlich unterschiedliche Materialverhalten der Schmelzen AMS und AST. Die Mittelwerte der kritischen Scherstressse verhalten sich im Verhältnis 1/2,9. Das bedeutet im Falle von statischer Mittelpunkbelastung der Probekörper bei Raumtemperatur, dass Material der Schmelze AST 2,9 x so hohe kritische Scherstressse wie Material der Schmelze AMS aufnehmen kann.

2.2.2 Ermittlung der temperaturabhängigen Viskosität

2.2.2.1 Allgemeines

Die Messung der temperaturabhängigen Viskosität erfolgte nach dem Prinzip eines Rotationsviskosimeters des Searle-Typs. Bei dieser Art der Viskosimetrie-Messung wird ein Rotationskörper in einen festen Probeniegel getaucht. Der Rotationskörper wird auf eine bestimmte Winkelgeschwindigkeit gebracht und das hierzu benötigte Drehmoment gemessen. Aus Winkelgeschwindigkeit und Drehmoment lässt sich unter Berücksichtigung der verwendeten Geometrie des Rotationskörpers die Viskosität der Probe bestimmen. Detaillierte Beschreibungen des Messstandes und der Vorgehensweise präsentieren LENK (1998), KOOPMANN (1999) und BEZ (2001).

2.2.2.2 Kurzbeschreibung der Viskositätsmessung und Geräteanforderungen.

Nach LENK (1998) ist der Hochtemperaturofen auf eine optimale Betriebstemperatur zwischen 1000°C und 1400°C ausgelegt. Die relative, horizontale und vertikale Temperaturabweichung im Bereich der Probe ist in diesem Temperaturbereich besser als 2°C . Die Temperaturmessung erfolgt mit einem Thermoelement Typ S nach DIN 43 710, dessen Genauigkeit im Temperaturbereich über 200°C mit minimal $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ und maximal mit $\pm 0,25\%$ angegeben ist (LENK 1998). Insgesamt kann die absolute Temperatur im Messbereich mit einer Genauigkeit von $\pm 5^{\circ}\text{C}$ angegeben werden. Oberhalb des Ofens befindet sich der Viskosimeter-Messkopf, an dem ein Rotationskörper an einer langen selbstzentrierenden Achse befestigt ist. Der Messkopf lässt sich automatisch sowie per Hand heben und senken, so dass der Drehkörper in den Ofen bzw. die Probe hinein- und herausgefahren werden kann. Sämtliche Messungen werden unter einer Schutzgasatmosphäre (95 % Argon, 5 % Stickstoff) durchgeführt, um chemische Veränderungen der bei diesen Temperaturen stark oxidierenden Proben zu vermeiden. Abbildung 2.76 zeigt das gesamte Meßsystem.

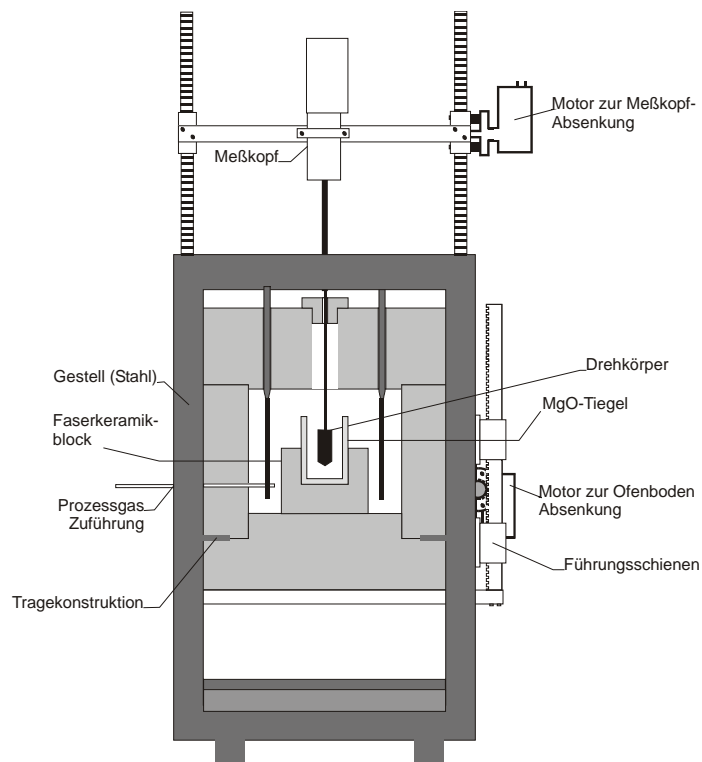


Abb. 2.76: Schematische Darstellung des Messsystems nach LENK (1999).

Mit dem Viskosimeter werden die Messwerte n (Drehzahl des Rotationskörpers) und τ (Schubspannung bzw. Drehmoment) in dimensionslosen relativen Einheiten aufgenommen. Die Viskosität wird aus diesen Messwerten unter Berücksichtigung spezifischer Systemkonstanten und der verwendeten Messgeometrie berechnet (KOOPMANN 1999, BEZ 2001).

2.2.2.3 Durchführung der Messungen sowie Auswertung der Viskosität

Das Material der Messung stellt das Ausgangsgranulat von vulkanischen Bomben der Typusablagerungen (Kap. 1.4.7). Danach wird das Probengranulat in einem induktiven Ofen (LINN ELEKTRO THERM® KK 55) aufgeschmolzen und bei ca. 1200° C unter gelegentlichem Rühren entgast.

Die Probe wird anschließend im Hochtemperaturofen in bestimmten Temperaturschritten auf die gewünschte Einsatztemperatur (max. 1350° C) gebracht. Mit Erreichen dieser Temperatur wird der Drehkörper in die Schmelze eingebracht. Ist die gewünschte Eintauchtiefe erreicht, kann mit der Messung begonnen werden. Dazu werden die logarithmisch festgelegten Einheiten des Geschwindigkeitsgefälles D nacheinander angefahren und der dazugehörige τ -Wert am Steuergerät des Viskosimeters abgelesen. Jede Temperaturstufe (Temperaturintervall zwischen 1100 und 1350° C) wird separat durchgemessen.

Um die temperaturabhängige Viskosität der Schmelzen AMS und AST zu bestimmen, wurden Fließkurven unter den jeweiligen Temperaturstufen aufgenommen. Die Viskosität η ergibt sich nach LENK (1999) pro Temperaturstufe über die Formel

$$\eta = G \cdot \frac{d\% \tau}{d\% D} \quad (2.28)$$

mit: dimensionsloser Geometriefaktor G (KOOPMANN, 1999)
Ablesegröße der Schubspannung $d\% \tau$ [%]
Ablesegröße der maximalen Drehzahl $d\% \tau$ [%].

2.2.2.4 Ergebnisse der Viskositätsbestimmungen

Alle Viskositätswerte sind in Abhängigkeit der Temperatur graphisch in Abbildung 2.77 dargestellt. Der Viskositätsverlauf folgt dem Verlauf der Tamman-Vogel-Fulcher Gleichung (FULCHER, 1925):

$$\eta = \eta_0 + \cdot e^{\frac{a}{b(T - T_0)}} \quad (2.29)$$

mit Konstante η_0
Konstante a
Zeitverlauf T
Zeitkonstante T_0 .

Diese Funktion zeigt den exponentiellen Zusammenhang von Viskosität und Temperatur.

Bei 1100° C (Schmelze AMS) und 1125° C (Schmelze AST) ist die Grenze der Messauflösung der Apparatur erreicht. Bei diesen Temperaturen ist der Glastransitions-Übergangsbereich (siehe Kap. 1.5.2) erreicht und es kann nicht mehr von einer Flüssigkeit gesprochen werden.

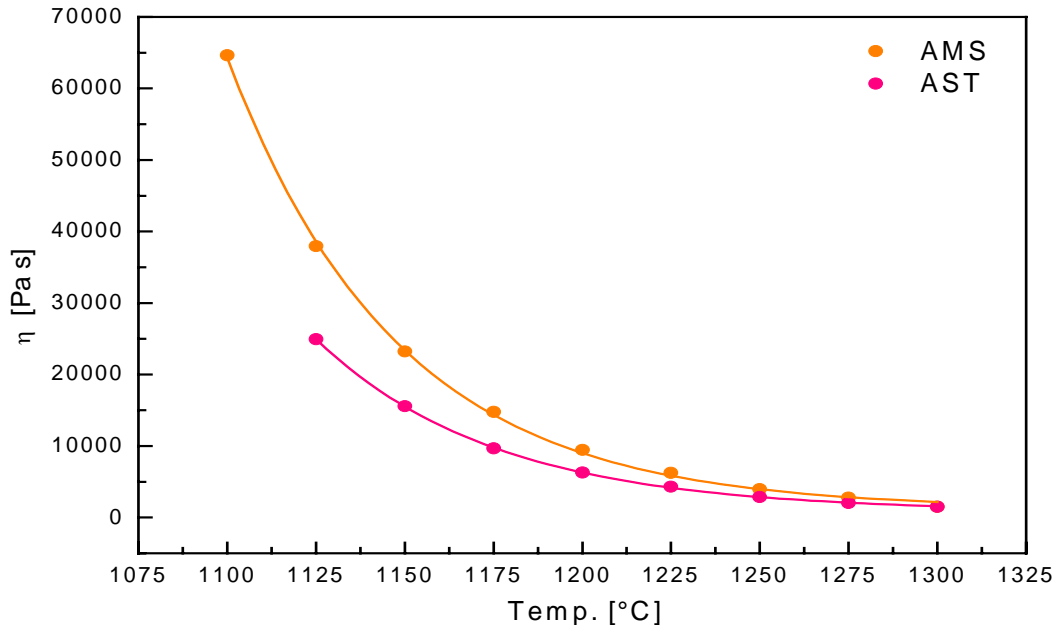


Abb. 2.77: Graphische Darstellung der temperaturabhängigen Viskosität der Materialien AMS und AST.

Grundsätzlich zeigen beide Schmelzen bei 1125°C für Viskositäten im Bereich von $2,5 \cdot 10^4$ bis 10^5 Pa s. Diese sind für intermediäre Schmelzen typisch (MURASE & MCBIRNEY 1973, MELNIK 2000). Die Absolutwerte der Viskositäten von 24 920 Pa s (AST) und 37 910 Pa s (AMS) bei 1125° C unterscheiden sich jedoch untereinander. Die Schmelze AST, die höhere kritische Scherstress aufnehmen kann (Faktor 4,5; Kap. 2.1.9.3) als Schmelze AMS, besitzt also eine niedrigere Viskosität als AMS.

Die Rotations-Viskosimetrie-Messung basiert auf prüftechnischen Gesichtspunkten, die im bruchhaften Regime irrelevant und nur im hydrodynamischen Regime anwendbar sind.

Bereits bei der Durchführung der Vorversuche der GFV (Aufschmelzverhalten der Typusschmelzen) wurde deutlich, dass die Viskosität keinen geeigneten Parameter darstellt, um qualitative Rückschlüsse auf zu erwartende Fragmentationsenergien der Materialien AMS und AST zu ziehen. Nach STEVENSON (1995), BAGDASSAROV (1996), MELNIK (2000), STEIN (2002) und RUST (2003) besteht jedoch ein grundsätzlicher, proportionaler Zusammenhang zwischen kritischem Scherstress und Viskosität. Dieser Zusammenhang konnte aber im Vergleich der Schubspannungen bei GFV (bruchhaft) und Rotations-Viskosimetrie-Messung (hydrodynamisch) nicht nachgewiesen werden.

3 Modellierung der Fragmentationsenergie zweier CF-Typusablagerungen

Die italienische Zivilschutzbehörde sieht bei zukünftigen Ausbrüchen des Vulkanfeldes der CF 200.000 bis 400.000 Menschenleben bedroht (BARBERI et al., 1984, BARBERI & CARAPEZZA, 1996). Durch statistische Analysen wurden Eruptionen der Vulkane AMS und AST als größte anzunehmende Unfälle der Zukunft im Gebiet der Phlegräischen Felder angesehen (ORSI et al., 1998).

Die Tephren der Teilabfolge B2 (AMS) und der Einheit 7 (AST) wurden aufgrund ihrer in Kapitel 1.4.5 und 1.4.6 beschriebenen Eigenschaften als Typusablagerungen für kommende katastrophale CF-Eruptionen ausgewählt. Die Ermittlung der kritischen Scherstresse beider Schmelzen erlaubt nun Einzelhorizonte dieser Typusablagerungen mit ihren jeweiligen Fragmentationsenergien zu versehen, indem der jeweilige Scherstresse auf die Gesamtoberfläche eines Einzelhorizontes bezogen wird. Voraussetzung hierfür sind profunde granulometrische Feldanalysen und Volumenkalkulationen im Bereich der Ablagerungsräume der Typusablagerungen.

Die spezifischen kritischen Scherstresse der beiden Materialien (Kap. 2.1.9.3) werden also auf die neugebildete Gesamtoberfläche einer (aus einem singulären Eruptionereignis entstammender) Tephraschicht bezogen. Zur Ermittlung der Gesamtoberfläche (Kap. 2.1.5) wurden die Oberflächenmessungen der künstlich erzeugten Partikel sowie die Granulometriedaten und Volumenkalkulationen von DELLINO (2001, 2002; pers. Mitt.) herangezogen. Die Partikelanalyse (Kap. 2.1.6) stellte unter Beweis, dass sich künstliche und natürliche Partikel in Kornform, Kornumriss und Kornoberfläche gleichen.

Die so bilanzierten Fragmentationsenergien basieren auf Korngrößenverteilungen, die zusätzliche, transportbedingte Fragmentationsmechanismen beinhalten (Kap. 2.1.9.2). Dies muss bei ihrer Interpretation beachtet werden.

Abbildung 3.1 zeigt Histogramme von Feldproben der beiden Typusablagerungen nach DELLINO (2001, 2002; pers. Mitt.). Diese Proben (AMS: 159/5; AST: 349/5) und das Bombenmaterial der GFV entstammen denselben Horizonten.

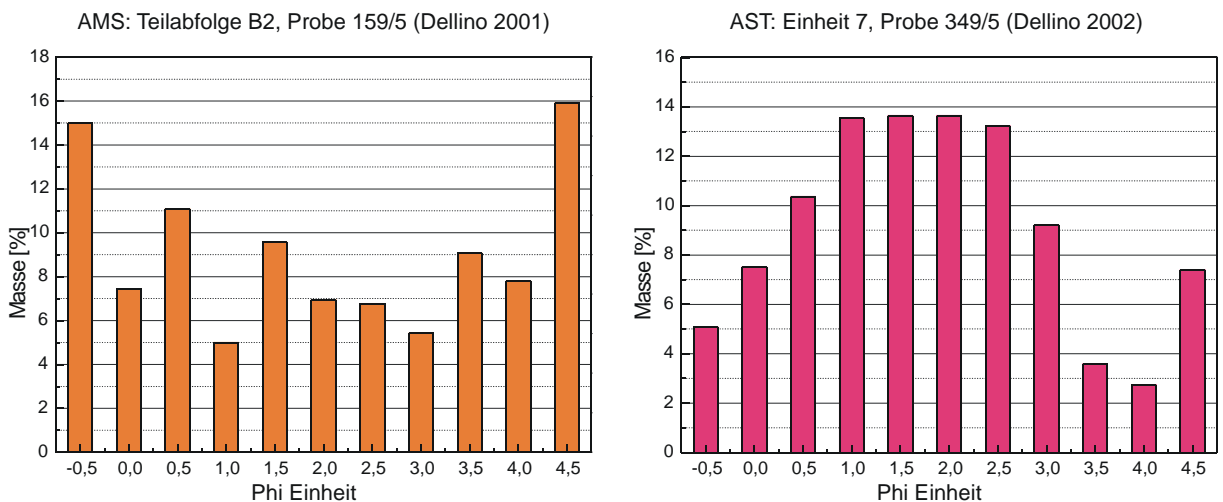


Abb. 3.1: Histogramme der Feldproben AMS (Teilabfolge B2) und AST (Einheit 7) nach DELLINO (2001, 2002; pers. Mitt.).

Ferner legt DELLINO (2002, pers. Mitt.) diesen Einzelhorizonten Eruptionsvolumina von

AMS: 159/5: $4 \cdot 10^6 \text{ m}^3$
 AST: 349/5: 10^6 m^3

zugrunde. Die Pyroklasten besitzen Kornreindichten (Kap. 2.1.5.4) von

AMS: $\rho_{\text{ReinAMS}} = 2492 \text{ kg/m}^3$
 AST: $\rho_{\text{ReinAST}} = 2467 \text{ kg/m}^3$.

Unter der Annahme, dass sich die Volumenverteilungen wie ihre Massenverteilungen verhalten, können die Eruptionsvolumina nach RAUE (2004) in ihre Einzelfraktionsmassen m_k umgerechnet werden (Tab. 3.1). Dies geschieht über die Kornreindichten und Einzelfraktionsprozente der Korngrößenverteilungen von DELLINO (2001, 2002; pers. Mitt.).

Siebweite in [m]	Einzelfraktionsprozente [M-%]*	Tephrevolumen V_k [m^3]	Einzelfraktionsmassen m_k [kg]
$1,4 \cdot 10^{-3}$	15,0/5,1	599492/50794	$1,49 \cdot 10^9 / 1,25 \cdot 10^8$
$1,0 \cdot 10^{-3}$	7,5/7,5	298052/75132	$7,43 \cdot 10^8 / 1,85 \cdot 10^8$
$7,1 \cdot 10^{-4}$	11,1/10,4	443692/103704	$1,11 \cdot 10^9 / 2,56 \cdot 10^8$
$5,0 \cdot 10^{-4}$	5,0/13,5	199831/135450	$4,98 \cdot 10^8 / 3,34 \cdot 10^8$
$3,5 \cdot 10^{-4}$	9,6/13,7	382727/136508	$9,54 \cdot 10^8 / 3,37 \cdot 10^8$
$2,5 \cdot 10^{-4}$	6,9/13,7	277731/136508	$6,92 \cdot 10^8 / 3,37 \cdot 10^8$
$1,8 \cdot 10^{-4}$	6,8/13,2	270957/132275	$6,75 \cdot 10^8 / 3,26 \cdot 10^8$
$1,3 \cdot 10^{-4}$	5,4/9,2	216765/92063	$5,40 \cdot 10^8 / 2,27 \cdot 10^8$
$8,8 \cdot 10^{-5}$	9,1/3,6	362405/35979	$9,03 \cdot 10^8 / 8,88 \cdot 10^7$
$6,3 \cdot 10^{-5}$	7,8/2,8	311600/27513	$7,77 \cdot 10^8 / 6,79 \cdot 10^7$
$3,2 \cdot 10^{-5}$	15,9/7,4	636749/74074	$1,59 \cdot 10^9 / 1,83 \cdot 10^8$
	$\Sigma 100,0/100,0$	$\Sigma 4 \cdot 10^6 / 10^6^*$	$\Sigma 9,97 \cdot 10^9 / 2,47 \cdot 10^9$

*) nach DELLINO (2001; 2002, pers. Mitt.).

Tab. 3.1: Granulometrische Kalkulation der Einzelfraktionsmassen der beiden untersuchten Tephroschichten (AMS: orange; AST: pink).

Die Gesamtoberflächen der beiden Tephroschichten wurde durch Multiplikation der Einzelfraktionsmassen und ihrer jeweiligen spezifischen Oberfläche (aus BET-Messungen und Modellierung; Kap. 2.1.5.6 und 2.1.5.7) sowie deren anschließender Summation über

$$A_{ges} = \sum_{3,2^{-5}}^{6,0^{-2}} (m_k \cdot A_{BET}) \quad (3.1)$$

ermittelt (Tab. 3.2).

Schließlich wurden die kritische Scherstress θ_{krit} (GFV100) über die allgemein gültige Formel

$$spez.E_{Frag} = \frac{\theta_{krit}}{A_{ges}} \quad (3.2)$$

auf die errechnete Gesamtoberfläche der beiden Tephraschichten bezogen und als spezifischen Fragmentationsenergie ausgedrückt.

Siebweite in [m]	Einzelfraktionsmassen m_k [kg]	Spez. Kornoberflächen A_{spez} [m ² /kg]	Fraktionsoberflächen $A_{6,0^{-3}-3,2^{-5}}$ [m ²]
$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^9 / 1,25 \cdot 10^8$	*/*	$2,58 \cdot 10^9 / 2,63 \cdot 10^9$
$1,0 \cdot 10^{-3}$	$7,43 \cdot 10^8 / 1,85 \cdot 10^8$	*/*	$2,15 \cdot 10^{10} / 5,41 \cdot 10^9$
$7,1 \cdot 10^{-4}$	$1,11 \cdot 10^9 / 2,56 \cdot 10^8$	*/*	$4,51 \cdot 10^{10} / 1,05 \cdot 10^{10}$
$5,0 \cdot 10^{-4}$	$4,98 \cdot 10^8 / 3,34 \cdot 10^8$	*/*	$2,88 \cdot 10^{10} / 1,95 \cdot 10^{10}$
$3,5 \cdot 10^{-4}$	$9,54 \cdot 10^8 / 3,37 \cdot 10^8$	187,5/162,2	$9,55 \cdot 10^{10} / 2,74 \cdot 10^{10}$
$2,5 \cdot 10^{-4}$	$6,92 \cdot 10^8 / 3,37 \cdot 10^8$	267,2/234,4	$9,88 \cdot 10^{10} / 3,95 \cdot 10^{10}$
$1,8 \cdot 10^{-4}$	$6,75 \cdot 10^8 / 3,26 \cdot 10^8$	289,1/249,9	$1,04 \cdot 10^{11} / 4,09 \cdot 10^{10}$
$1,3 \cdot 10^{-4}$	$5,40 \cdot 10^8 / 2,27 \cdot 10^8$	304,2/339,1	$8,77 \cdot 10^{10} / 3,86 \cdot 10^{10}$
$8,8 \cdot 10^{-5}$	$9,03 \cdot 10^8 / 8,88 \cdot 10^7$	394,5/348,9	$1,90 \cdot 10^{11} / 1,55 \cdot 10^{10}$
$6,3 \cdot 10^{-5}$	$7,77 \cdot 10^8 / 6,79 \cdot 10^7$	454,9/418,8	$1,89 \cdot 10^{11} / 1,42 \cdot 10^{10}$
$3,2 \cdot 10^{-5}$	$1,59 \cdot 10^9 / 1,83 \cdot 10^8$	527,3/453,9	$4,47 \cdot 10^{11} / 4,16 \cdot 10^{10}$
			$\Sigma 1,31 \cdot 10^{12} / 2,56 \cdot 10^{11}$

*) aus der Modellierung der Kornklassen $>3,6 \cdot 10^{-4}$ m (Kap. 2.1.5.3).

Tab. 3.2 Kalkulation der Gesamtoberflächen (Σ Fraktionsoberflächen) der beiden untersuchten Tephraschichten (AMS: orange; AST: pink).

Damit musste zur Fragmentation der Schmelze des Vulkans Agnano/Mte. Spina eine spezifischen Energiemenge von

$$\text{spez. } E_{\text{frag}}: 8,67 \cdot 10^{10} \text{ kJ}$$

zur Verfügung stehen, um die von DELLINO (2001; 2002, pers. Mitt.) beschriebene Tephraschicht der Teilabfolge B2 zu erzeugen.

Zur Fragmentation der Schmelze des Vulkans Astroni musste eine spezifischen Energiemenge von

$$\text{spez. } E_{\text{frag}}: 7,67 \cdot 10^{10} \text{ kJ}$$

zur Verfügung stehen, um die von D'ANTONIO et al. (2001, pers. Mitt.) und DELLINO (2002, pers. Mitt.) beschriebene Tephraschicht der Einheit 7 zu erzeugen.

Standardwerke legen ein Trinitrotoluol- (TNT-) Äquivalent von $\approx 4,2$ MJ/kg zugrunde. Daraus folgt, dass die Fragmentationsenergien der beiden Tephraschichten mit Sprengkräften von jeweils rund **20 000 Tonnen TNT** korrespondieren. Diese entspricht in etwa der Sprengkraft einer Hiroshima Atombombe.

4 Diskussion und Ausblick

Nach Abschluss aller experimentellen Arbeiten lassen sich vier fundamentale Schlussfolgerungen treffen:

- 1) Es konnte ein Versuchsaufbau (GFV) konzipiert werden, mit dem Schmelzen aus intermediärer chemischer Zusammensetzung fragmentiert und Partikel im bruchhaften Regime generiert werden konnten (Kap. 2.1). Das Grundkonzept des Fragmentationsprozesses folgte der Arbeit von BÜTTNER et al. (1999), wurde jedoch den speziellen Anforderungen an Schmelzen im intermediären Bereich angepasst. Die erzeugten Partikel der Typusschmelzen konnten über Partikelanalysen (Partikelform, Partikelumriss, Oberflächentexturen, Blasengehalt und Blasenform) mit den von DELLINO (2001) und ISAIA et al. (2001, pers. Mitt.) beschriebenen natürlichen Partikeln der Typusablagerungen zweier Tephraschichten der Phlegräischen Felder verglichen und als selbstähnlich bezeichnet werden (Kap. 2.1.6).
- 2) Durch den Gasdruck-Fragmentations Versuch (GFV) und mit Hilfe begleitender Laboruntersuchungen wurden eindeutig unterschiedliche Materialeigenschaften der Materialien beider Typusschmelzen nachgewiesen (Abb. 4.1).

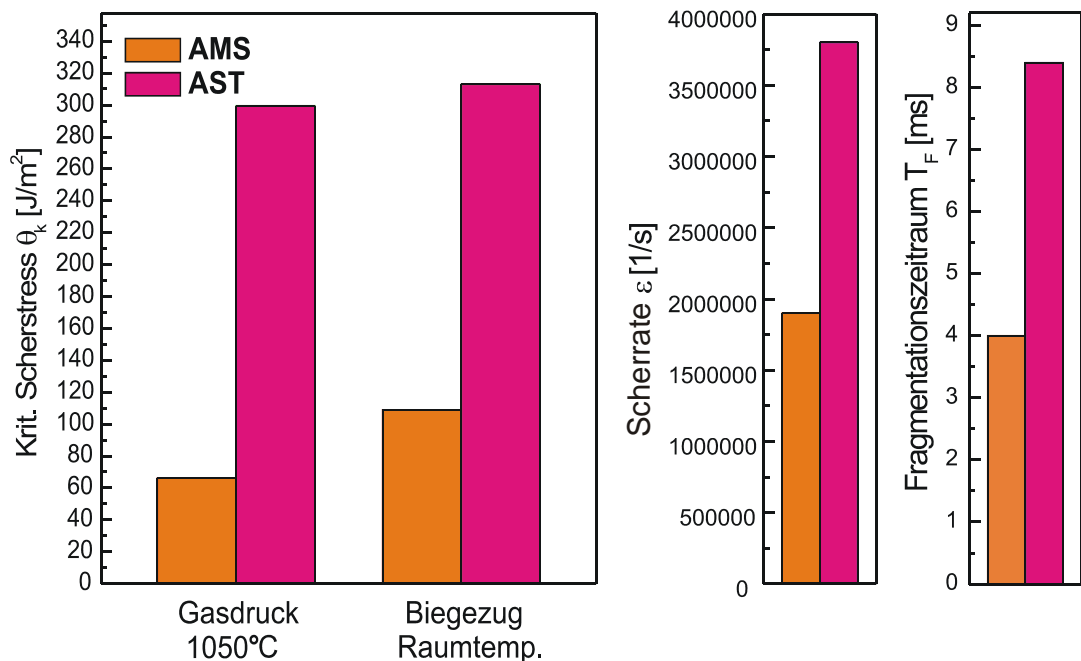


Abb. 4.1: Gegenüberstellung der wichtigsten Eigenschaften der Materialien AMS und AST. Die Dimensionen der kritischen Scherstresse (aus GFV und Biegetests), Scherraten und Fragmentationszeiträume (aus GFV) zeigen den bruchmechanischen Zusammenhang dieser Parameter.

In dieser Arbeit wurden erstmals quantitative Aussagen über kritische Scherstresse und Scherraten bei der bruchhaften Fragmentation von Schmelze getroffen (Kap. 2.1.9 und 2.1.10). Die Ergebnisse zeigen, dass die beiden Typusschmelzen ein unterschiedliches Materialverhalten aufweisen. Diese Unterschiede konnten auch durch die Ergebnisse optischer Analysen und granulometrischen Untersuchungen herausgearbeitet werden. Die über GFV bilanzierten kritischen Scherstresse der Typusschmelzen wurden durch normierte statische Biegeversuche unter Raumtemperatur überprüft. Dabei weisen die kritische Scherstresse aus beiden

Versuchen ähnliche Dimensionen auf (Abb. 4.1). Bei der Fragmentation unter Schmelzetemperatur sowie bei der Fragmentation ausgekühlter Schmelzproben unter Raumtemperatur treten also ähnliche Fragmentationsenergien auf. Die Schmelzetemperatur ist folglich kein entscheidender Parameter zur Beurteilung von Fragmentationsenergien. Dieser Grundsatz verliert seine Gültigkeit, sobald die Fragmentation im hydrodynamischen Regime stattfindet (temperaturabhängige Viskosität; Kap. 2.2.2).

- 3) Der Grad der Fragmentation ist nicht von der Größe der Fragmentationsenergie abhängig. Dies wurde durch GFV unter verschiedenen Druckstufen nachgewiesen. Die Fragmentationsenergie beeinflusst lediglich den Gehalt (d.h. die Masse) an erzeugten Partikeln. Der bruchmechanische Grundsatz, dass die Bruchenergie proportional zum Grad der Fragmentation ist (z.B. REDNER, 1990), ist zumindest nicht für Bruchprozesse bei einem GFV zutreffend. Die Materialkonstante des kritischen Scherstress ist nicht von den Druckänderungen bzw. Eingangsenergien E_{ges} abhängig (siehe Tabelle 2.9).
- 4) Viskositätsmessungen an den Typusschmelzen haben gezeigt, dass der Faktor der Viskosität seine Relevanz verliert, sobald Materialverhalten im bruchhaften Regime beschrieben werden soll. So kann die Schmelze AST zwar höhere Scherstressse und Scherraten aufnehmen, besitzt aber im hydrodynamischen Regime eine niedrigere Viskosität als AMS (Abb. 4.2).

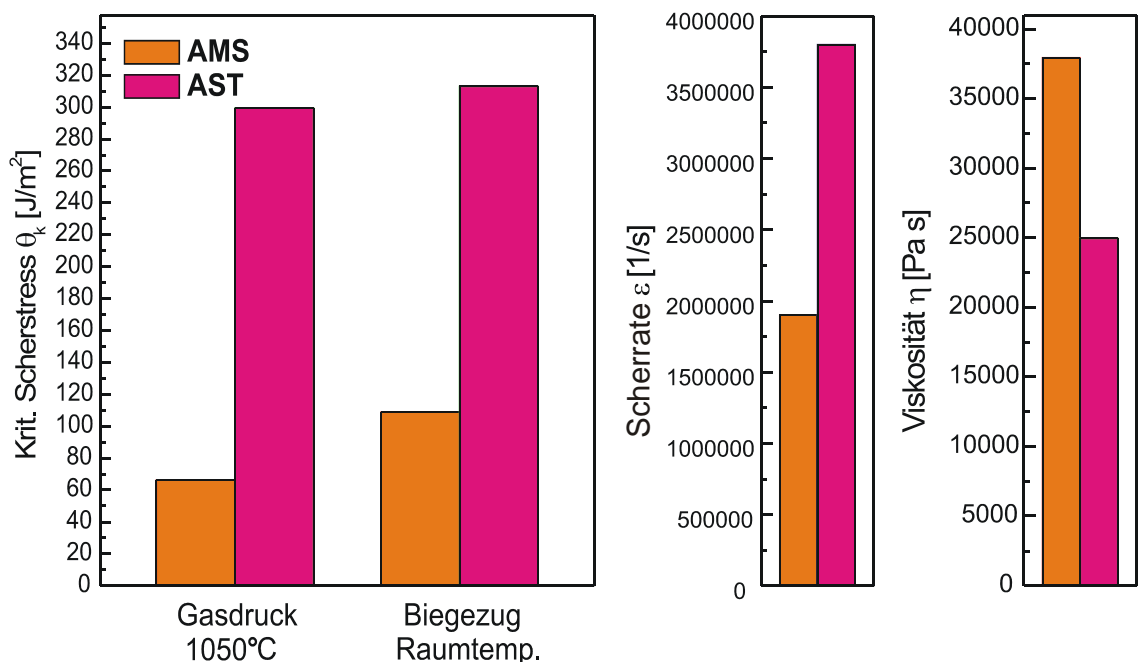


Abb. 4.2: Gegenüberstellung von kritischem Scherstress (aus GFV und Biegetests), Scherraten (aus GFV) und Viskositäten (Rotationsviskosimetrie) der Materialien AMS und AST. Die Grafik verdeutlicht, dass kein Zusammenhang zwischen bruchhaften und hydrodynamischen Eigenschaften von Materialien besteht und nicht hergestellt werden darf.

Daraus folgt, dass kein Zusammenhang zwischen bruchhaften Parametern (d.h. Scherrate, kritischem Scherstress) und hydrodynamischen Viskositäten hergestellt werden darf, solange sie in unterschiedlichen Fragmentationsregimen betrachtet werden. Nach STEVENSON (1995), BAGDASSAROV (1996), MELNIK (2000), STEIN (2002) und RUST (2003) besteht jedoch ein grundsätzlicher, proportionaler Zusammenhang zwischen kritischem Scherstress und Viskosität.

Die GFV stellen ein neuartiges Verfahren zur Quantifikation der Energiefreisetzung explosiver Eruptionen von Schmelzen im höherviskosen Bereich dar. Dieses Verfahren erlaubt es, einzelnen Tephroschichten Fragmentationsenergien zuzuordnen, sobald die Granulometrie und Volumenkalkulationen durch Feldarbeit bekannt sind (Kap. 3). Die Genauigkeit der Ergebnisse wird wie bei jedem analytischen Messverfahren durch eine größere Anzahl von Einzelversuchen einer Messreihe verbessert. Im Dienste der Grundlagenforschung dieser Arbeit ist die angewendete Statistik jedoch ausreichend.

Das *hazard management* von Vulkanregionen kann durch die gewonnene Kenntnis der Energieaufteilung während eines GFV in der Zukunft wesentlich verbessert werden. So wurden der kinetischen Energie quantitative Werte zugeordnet (durchschnittlich zwischen 10 und 30 % der Gesamtenergie, Kap. (2.1.9.3). Mit deren Hilfe können z.B. Ablagerungsräume von ausgeworfen vulkanischen Bomben über ballistische Berechnungen modelliert und in den jeweiligen *hazard maps* ausgewiesen werden. Dabei liegt die Annahme zugrunde, dass die Energieaufteilung während eines GFV im wesentlichen der einer vulkanischen Eruption desselben Schmelzmaterials entspricht. Die folgenden ballistischen Abschätzungen vernachlässigen die Reibung der Luft und arbeiten mit identischen Partikelgeschwindigkeiten für alle Pyroklasten. Genauere ballistische Untersuchungen unterscheiden jedoch den *plug flow* (LORENZ, 1971) und den *drift flow* (LORENZ, 1970). Bei dem *plug flow* besitzen Bomben wie Aschen und Lapilli die gleiche Auswurfgeschwindigkeit. Bei dem *drift flow* besitzen Bomben kleinere Auswurfgeschwindigkeiten als Aschen und Lapilli. Maximale Auswurfgeschwindigkeiten legen STEINBERG & LORENZ (1984) zugrunde.

Die Auswurfgeschwindigkeiten wurden nach den Formeln 2.12 und 2.13 berechnet. Die Parameter Distanz, Wurfhöhe, Wurfzeit und kinetische Energie errechnen sich nach GERTHSEN et al. (1992) über die gleichmäßig beschleunigte Bewegung („Schiefer Wurf“). KIEFFER (1981) und ZHANG (2000) legen für explosive vulkanische Eruptionen minimale Auswurfgeschwindigkeiten von 100 m/s und maximale Auswurfgeschwindigkeiten von 325 m/s zugrunde. Die Modellrechnungen einer **AMS B2 Eruption** (Reibung vernachlässigt) ergaben, dass die Auswurfgeschwindigkeit des Schmelzmaterials **104 m/s** beträgt. Damit legt eine vulkanische Bombe von 10 kg bei einem Auswurfwinkel von 45°

eine Distanz von **1103 m**
mit einer Wurfhöhe von **276 m**
in **15,0 s** zurück.

Die dafür benötigte kinetische Energie entspricht **54,1 kJ**.

Die Modellrechnungen einer **AST 7 Eruption** (Reibung vernachlässigt) ergaben, dass die Auswurfgeschwindigkeit des Schmelzmaterials **116 m/s** beträgt. Damit legt eine vulkanische Bombe von 10 kg bei einem Auswurfwinkel von 45°

eine Distanz von **1370 m**
mit einer Wurfhöhe von **343 m**
in **16,7 s** zurück.

Die dafür benötigte kinetische Energie entspricht **67,3 kJ**.

Ortschaften in den Phlegräischen Feldern wie Bagnoli und Pozzuoli sind bei zukünftigen Eruptionen des Astroni und Agnano/Mte. Spina Vulkans also bereits durch den Einschlag von vulkanischen Bomben in Gefahr. Hierbei ist die Platznahme der gefährlichen pyroklastischen Ströme noch nicht berücksichtigt!

Das Gefahrenpotential von Vulkanen kann in der Zukunft durch die Kenntnis von Energieaufteilungen weitaus besser eingeschätzt werden. Dies ist im Zuge der weltweiten Bevölkerungsentwicklung und der damit verbundenen Besiedlung von Vulkanregionen von entscheidender Bedeutung.

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

CF	Phlegräische Felder
CI	Kampanischer Ignimbrit
NGT	Neapolitanischer Gelber Tuff
DRE	Dense Rock Equivalent
AMS	Agnano/Mte. Spina
AST	Astroni
T_g	Glasübergangstemperatur
GFV	Gasdruck-Fragmentations Versuch
MV	Magnetventil
C	Steuerungsrechner
DA	Datenerfassungsrechner
HK (A)	Highspeed-Kamera (Analyse)
T_L	Ladezeitraum
T_F	Fragmentationszeitraum
T_K	Komprimierzeitraum
T_{Mik}	Mikrobruchzeitraum
ΔT	GFV-Zeitraum
BET	Brunauer-Emmett-Teller (Messung)
ABM	Auflicht-Binokular-Mikroskopie
REM	Raster-Elektronen-Mikroskopie
EDX	Energie Dispersive Röntgenstrahlenmessung
DDM	Durchlicht-Dünnschliff-Mikroskopie

Literaturverzeichnis

- ALBERICO, I., LIRER, L., PETROSINO, P., SCANDONE, R., 2002: A methodology for the evaluation of long-term volcanic risk from pyroclastic flows in Campi Flegrei (Italy), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 116, 63-78.
- ALIDIBIROV, M., 1994: A model for viscous magma fragmentation during volcanic blasts, *Bull. Volcanol.*, 56, 459-465.
- ALIDIBIROV, M., DINGWELL, D. B., 1996: An experimental facility for the investigation of magma fragmentation by rapid decompression, *Bull. Volcanol.*, 58, 411-416.
- ALIDIBIROV, M., DINGWELL, D. B., 2000: Three fragmentation mechanisms for highly viscous magma under rapid decompression, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 100, 413-421.
- ALLEN, T., 1997: *Particle Size Measurements*, 832 S., New York (Chapman and Hall).
- ANGELL, C.A., 1991: Relaxation in liquids, polymers and plastic crystals – strong/fragile patterns and problems, *J. Non-Cryst. Sol.*, 13, 131-133.
- ATKINSON, B. K. 1987: *Fracture Mechanics of Rock*, , 489 S., London (Academic Press Geology Series).
- BAGDASSAROV, N. S., DINGWELL, D. B., WILDING, M. C., 1996: Rhyolite magma degassing: an experimental study of melt vesiculation, *Bull. Volcanol.*, 57, 587 – 601.
- BARBERI, F., CORRADO, G., INNOCENTI, F., LUONGO, G., 1984: Phlegrean Fields 1982-1984: brief chronicle of a volcano emergency in a densely populated area, *Bull. Volc.*, 47, 175-185.
- BARBERI, F., CARAPEZZA, M.L. 1996: The problem of volcanic unrest: the Campi Flegrei case history. In: SCAPA, R., TILLING, R.I. (eds.), *Monitoring and Migration of Volcanic Hazards*, 771-785, Berlin - Heidelberg (Springer).
- BENNETT, F. D., 1974: On volcanic ash formation, *Am. J. Sci.* 274, 648-661.
- BEZ, S., 2001: *Thermodynamisches und rheologisches Verhalten von Lavaflüssen*, Diplomarbeit, 99 S., Universität Würzburg, [unveröff.].
- BÜCHEL, G., LORENZ, V., 1982: Zum Alter des Maarvulkanismus der Westeifel, *N. Jb. Geol. Paläont. Abh.*, 163, 1-22.
- BÜTTNER, R. & ZIMANOWSKI, B., 1998. Physics of thermohydraulic explosions, *Phys. Rev. E.*, 57, 5726-5729.
- BÜTTNER, R., DELLINO, P., and ZIMANOWSKI, B., 1999: Identifying magma/water interaction from the surface features of ash particles, *Nature*, 401, 688-690.
- BÜTTNER, R., DELLINO, P., LA VOLPE, L., LORENZ, V., ZIMANOWSKI, B., 2002: Thermohydraulic explosions in phreatomagmatic eruptions as evidenced by the comparison between pyroclasts and products from Molten Fuel Coolant Interaction experiments, *J. Geophys. Res. Sol. Earth*, 107, DOI 10.1029/2001JB000792.
- BUISSON, C., MERLE, O., 2002: Experiments on internal strain in lava dome cross sections, *Bull. Volcanol.*, 64, DOI 10.1007/s00445-002-0213-6.

- CARMICHAEL, R.S., 1979: Glass and glassy rocks. In: YODER, H.S. Jr (eds.): The evolution of igneous rocks, 600 S., Columbia - Princeton (University Presses of California).
- CARMICHAEL, R.S., 1989: Practical Handbook of Physical Properties of Rocks and Minerals, 741 S., Boca Raton (CRC Press).
- CHESTER, D. K., 2001: The increasing exposure of cities to the effects of volcanic eruptions: a global survey, *Environmental Hazards*, 2, 89-103.
- CIVETTA, L., ORSI, G., PAPPALARDO, L., FISHER, R. V., HEIKEN, G., ORT, M., 1997: Geochemical zoning, mingling, eruptive dynamics and depositional processes - the Campanian Ignimbrite, Campi Flegrei caldera, Italy, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 75, 183-219.
- D'ANTONIO, M., CIVETTA, L., ORSI, G., PAPPALARDO, L., PIOCHI, M., CARANDENTE, A., DE VITA, S., DI VITO, M. A., ISAIA, R., 1999: The present state of the magmatic system of the Campi Flegrei caldera based on a reconstruction of its behaviour in the past 12 ka, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 91, 247-268.
- DE GENNARO, M., INCORONATO, A., MASTROLORENZO, G., ADABBO, M., SPINA, G., 1999: Depositional mechanisms and alteration processes in different types of pyroclastic deposits from Campi Flegrei volcanic field (Southern Italy), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 91, 303-320.
- DE GENNARO, M., CAPPELLETTI, P., LANGELLA, A., PERROTTA, A., SCARPATI, C., 2000: Genesis of zeolites in the Neapolitan yellow Tuff: geological, volcanological and mineralogical evidence, *Contrib. Mineral. Petrol.*, 139, 17-35.
- DELLINO, P., ISAIA, R., LA VOLPE, L., ORSI, G., 2001: Statistical analysis of textural data from complex pyroclastic sequences: implications for fragmentation processes of the Agnano-Monte Spina Tephra (4.1 ka), Phlegraean Fields, southern Italy, *Bull. Volcanol.*, 63, 7, 443 - 461.
- DE LORENZO, G., 1904a: L'attività vulcanica nei Campi Flegrei. *Rend. Acc. Sc. Fis. Mat. Napoli*, 10: 204-221.
- DE LORENZO, G., 1904b: The history of volcanic action in the Phlegraean Fields, *Quart. J. Geol. Soc.*, 9.
- DE LORENZO, G., RIVA, C., 1902: Il cratere di Astroni nei Campi Flegrei. *Atti Acc. Sc. Fis. Mat. Napoli*, Vol XI, serie 2, n°8.
- DEUTSCH, W. A. K. CHENG, A.; ACHENBACH, J. D., 1998: Defect Detection with Rayleigh and Lamb Waves Generated by a Self-Focusing Phased Array, 7th ECNDT, Copenhagen, 2171-2178.
- DE VITA, S., ORSI, G., CIVETTA, L., CARANDENTE, A., D'ANTONIO, M., DEINO, A., DI CESARE, T., DI VITO, M. A., FISHER, R. V., ISAIA R., et al., 1999: The Agnano-Monte Spina eruption (4100 years BP) in the restless Campi Flegrei caldera (Italy), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 2-4, 269-301.
- DI FILIPPO, G., LIRER, L., MARAFFI, S., CAPUANO, M., 1991: L'eruzione di Astroni nell'attività recente dei Campi Flegrei, *Boll. Soc. Geol. It.*, 110, 309-331.
- DI GIROLAMO, P., GHIARA, M. R., LIRER, L., MUNNO, R., ROLANDI, G., STANZIONE, D., 1984: Vulcanologia e petrologia dei Campi Flegrei, *Boll. Soc. Geol. It.*, 103, 349-413.

- DINGWELL, D.B., WEBB, S.L. 1989: Structural relaxation in silicate melts and non-Newtonian melt rheology in geological processes, *Phys. Chem. Mineral.*, 16, 508-516.
- DINGWELL, D.B., 1996: Volcanic dilemma: flow or blow? *Science*, 273, 1054-1055.
- DI VITO, M. A., LIRER, L., MASTROLORENZO, G., ROLANDI, G., SCANDONE, R., 1985: Volcanological map of Campi Flegrei, *Min. Prot. Civ. Univ. degli Studi di Napoli*.
- DI VITO, M. A., LIRER, L., MASTROLORENZO, G., ROLANDI, G., 1987: The Monte Nuovo eruption (Campi Flegrei, Italy), *Bull. Volcanol.*, 49, 608-615.
- DI VITO, M. A., ISAIA, R., ORSI, G., SOUTHON, J., DE VITA, S., D'ANTONIO, M., PAPPALARDO, L., PIOCHI, M., 1999: Volcanism and deformation since 12,000 years at the Campi Flegrei caldera (Italy), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 91, 221-246.
- ELIAS, H. G., 2002: Makromoleküle, Band 2: Physikalische Struktur und Eigenschaften, 685 S., Weinheim (Wiley-VCH).
- EX, W., SCHMÜCKER, G.A., 2000: Neuerungen im Erschütterungs-Immissionsschutz, *Sprenginfo*, 1.
- FREY, R., LAWRENCE, W., CHICK, M., 1995: Shock evolution after shaped charge jet impact and its relevance to explosive initiation, *Int. J. Impact Engng.*, 16, 4, 563-570.
- FRÖHLICH, G., ZIMANOWSKI, B., and LORENZ, V., 1993: Explosive thermal interactions between molten lava and water. *Experimental Thermal and Fluid Sci.*, 7, 319-332.
- FULCHER, G.S., 1925: Analysis of recent measurements of the viscosity of glasses, *J. Am. Ceramic Society*, 8, 339-383.
- GARDNER, J. E., THOMAS, R. M. E., JAUPART, C., TAIT, S., 1996 : Fragmentation of magma during Plinian volcanic eruptions, *Bull. Volc.*, 58, 144-162.
- GERTHSEN, C., KNESER, H. O., VOGEL, H., 1992: Physik, 16. Auflage, 920 S., Berlin - Heidelberg (Springer).
- GRADY, D.E., 1982: Local inertial effects in dynamic fragmentation, *J. appl. Phys.*, 53, 322-523.
- GRADY, D.E., 1985: Fragmentation under impulsive stress loading. In: FOURNEY, W., COSTIN, L.S. (eds.), *Fragmentation by blasting*, *Experimental Mechanics*, 63-72 (Bookfield Center).
- GRIFFITH, A.A., 1920: The phenomena of rupture and flow in solids, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A 221, 163-198.
- HAUSILD, P., NEDBAL, I., BERDIN, C., PRIOUL, C., 2002: The influence of ductile tearing on the fracture energy in the ductile to brittle transition temperature range, *Mat. Sci. and Eng.*, A335, 164-174.
- HAZZARD, J. F., YOUNG, R. P., 2000: Micromechanical modeling of cracking and failure in brittle rocks, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 105, 683-697.
- HEIKEN, G., 1972: Morphology and petrography of volcanic ashes, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 83, 1961-1988.

- HEIKEN, G., 1974, MCKAY, D. S., BROWN, R. W., 1974: Lunar deposits of possible pyroclastic origin, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 38, 1703-1718.
- HEIKEN, G., WOHLLETZ, K.H., 1985: *Volcanic Ash*, 238 S., Berkley (University Presses of California).
- HEIKEN, G., WOHLLETZ, K. H., 1991: Fragmentation processes in explosive volcanic eruptions. In: FISHER, R. V., SMITH, G. (eds.), *Sedimentation in volcanic settings*, Soc. Sediment Geol. Spec. Publ., 45, 19-26.
- HILL, L. G, STURTEVANT, B., 1990: An experimental study of evaporation waves in a superheated liquid. In: MEIER G. E. A., THOMPSON, P. A., (eds.), *Adiabatic waves in liquid-vapour systems*, Berlin - Heidelberg - New York (Springer).
- HINZEN, K.G., 1998: Comparison of seismic and explosive energy in five smooth blasting test rounds, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 35, 7, 957-967.
- HURWITZ, S., NAVON, O., 1994: Bubble nucleation in rhyolitic melts: experiments at high pressure, temperature, and water content, *Earth Planet Sci. Lett.*, 122, 267-280.
- KAMINSKI, E., JAUPART, C., 1998: The size distribution of pyroclasts and the fragmentation sequence in explosive volcanic eruptions, *J. Geophys. Res.*, 103, 759-779.
- KIEFFER, S. W., 1977: Sound speed in liquid-gas mixtures: water-air and water-steam, *J. Geophys. Res.*, 82, 2895-2904.
- KIEFFER, S. W., 1981: Blast dynamics at Mount St. Helens on 18. May 1980, *Nature*, 291, 568-570.
- KLUG, C., CASHMAN, K.V., 1996: Permeability development in vesiculating magmas: implications for fragmentation, *Bull. Volcanol.*, 58, 87-100.
- KOOPMANN, A., 1999: Zur Platznahme des Weiersbacher Lavastromes (Westefel) – eine Synthese aus Gelände und Laborarbeiten, Diplomarbeit, 128 S., Universität Würzburg, [unveröff.].
- LAMBERT, D. E., ROSS, C. A., 2000: Strain rate effects on the dynamic fracture and strength, *Int. J. Impact Engng.*, 24, 985-998.
- LENK, C., 1998: Aufbau und Eichung eines Hochtemperatur-Viskosimeter zur Fließfeldbestimmung magmatischer Schmelzen, Diplomarbeit, 97 S., Universität Würzburg, [unveröff.].
- LIRER, L., LUONGO, G., SCANDONE, R., 1987: On the volcanological evolution of Campi Flegrei, *EOS Transactions of the Amer. Geophys. Union*, 68, 226-234.
- LIRER, L., PETROSINO, P., ALBERICO, I., 2001: Hazard Assessment at volcanic Fields: the Campi Flegrei Case History, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 112, 53-73.
- LIU, K., TANIMURA, S., 1997: Numerical analysis for dynamic stress concentration in a rectangular block due to impact, *Int. J. Impact Engng.*, 19, 653-666.
- LORENZ, V., 1970: Some aspects of the eruption mechanism of the Big Hole Maar, Central Oregon, *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 81, 1823-1830.

- LORENZ, V., 1971: An investigation of volcanic depressions, Part IV. Origin of Hole-in-the-Ground, a maar in Central Oregon (geological, geophysical and energy investigations), NASA progress report, 113 S., Houston (Texas).
- LORENZ, V., 2000. Formation of maar-diatreme volcanoes, *Terra Nostra*, 6, 284-291.
- MADER, H. M., ZHANG, Y., PHILLIPS, J. C., SPARKS, R. S. J., STURTEVANT, B., STOLPER, E., 1994: Experimental simulation of explosive degassing of magma, *Nature*, 372, 85-88.
- MADER, H. M., PHILLIPS, J. C., SPARKS, R. S. J., STURTEVANT, B., 1996: Dynamics of explosive degassing of magma: observations of fragmenting two-phase flows, *J. Geophys. Res.*, 101, 5547-5560.
- MCBIRNEY, A. R., MURASE, T., 1970: Factors governing the formation of pyroclastic rocks. *Bull. Volcanol.*, 34, 372-384.
- MCBIRNEY, A. R., 1980: Mixing and unmixing of Magmas, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 7, 357-371.
- MEYERS, M.A., CHAWLA, K.K., 1999: *Mechanical Behavior of Materials*, 680 S., New Jersey (Prentice-Hall Inc.).
- MELNIK, O., SPARKS, R. S. J., 1999: Nonlinear dynamics of lava dome extrusion, *Nature* 402, 37-41.
- MELNIK, O., 2000: Dynamics of two-phase conduit flow of high-viscosity gas-saturated magma: large variations of sustained explosive eruption intensity, *Bull. Volc.*, 62, 153-170.
- MILLER, O., FREUND, L. B., NEEDLEMAN, A., 1999: Modeling and simulation of dynamic fragmentation in brittle materials, *Int. J. of Fracture*, 96, 101-125.
- MURASE, T., MCBIRNEY, A. R., 1973: Properties of Some Common Igneous Rocks and their Melts at high Temperatures, *Geol. Soc. of Amer. Bull.*, 84, 3563-3592.
- NAVON, O., CHEKHMIR, A., LYAKHOVSKY, V., 1998: Bubble growth in highly viscous melts: theory, experiments, and autoexplosivity of dome lavas, *Earth Planet. Sci. Let.*, 160, 3-4, 763-776.
- ORSI, G., D'ANTONIO, M., DE VITA, S., GALLO, G., 1992: The Neapolitan Yellow Tuff, a large-magnitude trachytic phreato-plinian eruption: eruption dynamics, magma withdrawal and caldera collapse, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 53, 275-287.
- ORSI, G., DE VITA, S., DI VITO, M., 1996: The restless, resurgent Campi Flegrei Nested Caldera (Italy): constraints on its evolution and configuration, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 74, 179-214.
- ORSI, G., DE VITA, S., ISAIA, R., 1998: Volcanic Hazards and risk in the Parthenopean Megacity, Field Excursion Guide, International Conference: Cities on Volcanoes, Rome and Naples, S. 11-85.
- ORSI, G., CIVETTA, L., DEL GAUDIO, C., DE VITA, S., DI VITO, M. A., ISAIA, R., PETRAZZUOLI, S. M., RICCIARDI, G. P., RICCO, C., 1999: Short-term ground deformations and seismicity in the resurgent Campi Flegrei caldera (Italy): an example of active block-resurgence in a densely populated area, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 91, 415-451.

- PAPALE, P., NERI, A., MACEDONIO, G., 1998: The role of magma composition and water content in explosive eruptions. 1. Conduit ascent dynamics, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 87, 75-93.
- PAPPALARDO, L., CIVETTA, L., DE VITA, S., DI VITO, M., ORSI, G., CARANDENTE, A., FISHER, R. V., 2002: Timing of magma extraction during the Campanian Ignimbrite eruption (Campi Flegrei Caldera), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 114, 479-497.
- PARESCHI, M. T., CAVARRA, L., FAVALLI, M., GIANNINI, F., MERIGGI, A., 2000: GIS and volcanic risk management, *Natural Hazards*, 21, 361-379.
- PICHLER, H., 1970: *Italienische Vulkangebiete II*, Sammlung Geologischer Führer, Band 52, 271 S., Berlin - Stuttgart (Gebrüder Borntraeger).
- PRINZ, H., 1997: *Abriss der Ingenieurgeologie*, 3. Auflage, 546 S., Stuttgart (Ferdinand Enke Verlag).
- RAUE, H., 2004: A new model for the fracture energy budget of phreatomagmatic explosions, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 139, DOI 10.1016/S0377-0273(03)00234-8.
- REDNER, S. 1990: Fragmentation. In: HERRMANN, H.J., ROUX, S., 1990: *Statistical models for the fracture of disordered media*, 364 S., Amsterdam (North Holland).
- RENNER, J., EVANS, B., HIRTH, G., 2000: On the rheologically critical melt fraction, *Earth Planet. Sci. Let.*, 181, 585-594.
- RENSHAW, C. E., SCHULSON, E. M., 2001: Universal behaviour in compressive failure of brittle materials, *Nature*, 412, 897-900.
- RITTMANN, A., 1950: Sintesi geologica dei Campi Flegrei, *Boll. Soc. Geol. It.*, 69, 117.
- ROCCHI, V., SAMMONDS, P.R., KILBURN, C. R. J., 2002: Flow and fracture maps for basaltic rock deformation at high temperatures, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 120, 25-42.
- ROSI, M., SBRANA, A., PRINCIPE, C., 1983: The Phlegrean Fields: structural evolution, volcanic history and eruptive mechanisms, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 17, 273-288.
- ROSI, M., SANTACROCE, R., 1984: Volcanic hazard assessment in the Phlegrean Fields: a contribution based on stratigraphic and historical data, *Bull. Volcanol.*, 47, 359-370.
- ROSI, M. & SBRANA, A., 1987: *Phlegrean Fields*, Quaderni de la Recherche Scientifica, 168 S., Consiglio Nazionale delle Recherche, Roma.
- RUST A. C., MANGA, M., CASHMAN, K. V., 2003: Determining flow type, shear rate and shear stress in magmas from bubble shapes and orientations, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 122, 111-132.
- SAITO, T., EGUCHI, T., TAKAYAMA, K., TANIGUCHI, H., 2001: Hazard predictions for volcanic explosions, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 106, 39-51.
- SCHERILLO, A., FRANCO, E., 1960: Rilevamento stratigrafico del territorio comunale di Napoli. *Boll. Soc. Nat.*, Napoli LXIX, 255-262.
- SCHERILLO, A. & FRANCO, E., 1967: Introduzione alla carta stratigrafica del suolo di Napoli. *Atti Acc. Pontaniana*, Napoli, 16, 27-37.

- SCHMINCKE, H. U., LORENZ, V., SECK, H. A., 1983: The Quarternary Eifel Volcanic Fields. In: FUCHS, K., GEHLEN, K. V., MÄLZER, H., MURAWSKI, H., SEMMEL, A.: Plateau uplift. The Rhenisch Shield – a case history, 139-151, Berlin - Heidelberg (Springer).
- SCHMINCKE, H. U., 2000: Vulkanismus, 264 S., Darmstadt (Wissenschaftliche Buchgesellschaft).
- SHARON, E., GROSS, S. P., FINEBERG, J., 1995: Energy dissipation in dynamic fracture, *Phys. Rev. Lett.*, 76, 12, 2117-2120.
- SHERIDAN, M.F, WOHLLETZ, K.H., 1981: Hydrovolcanic explosions, the systematics of water-tephra equilibration, *Science*, 212, 1387-1389.
- SING, K.S.W., EVERETT, D.H., HAUL, R.A.W., MOSCOU, L., PIEROTTI, R.A., ROUQUEROL, J., SIEMIENIEWSKA, T., 1985: Reporting physisorption data for gas/solid systems, *Pure Appl. Chem.*, 57, 603-619.
- SMITH, J. V., MIYAKE, Y., OIKAWA, T., 2001: Interpretation of porosity in dacite lava domes as ductile-brittle failure textures, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 112, 25-35.
- SPARKS, R. S. J., BARCLAY, J., JAUPART, C., MADER, H.M., PHILLIPS, J. C., 1994: Physical aspects of magma degassing. I. Experiments and theoretical constraints on vesiculation, *Rev. Mineral.*, 30, 413-445.
- SPIELER, O., ALIDIBIROV, M., DINGWELL, D. B., 2002: Grain-size characteristics of experimental pyroclasts of 1980 Mount St. Helens cryptodome dacite: effects of pressure drop and temperature, *Bull. Volcanol.*, DOI 10.1007/s00445-002-0244-z.
- STEIN, D. J., SPERA F. J., 2002: Shear viscosity of rhyolite-vapor emulsions at magmatic temperatures by concentric cylinder rheometry, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 113, 1-2, 243-258.
- STEINBERG, G. S., LORENZ, V., WEILER, H., 1984: External ballistics of volcanic explosions, *Bull. Volcanol.*, 46, 333-348.
- STEVENSON, R. J., DINGWELL, D. B., WEBB, S. L., BAGDASSAROV, N. S., 1995: The equivalence of enthalpy and shear stress relaxation in rhyolitic obsidians and quantification of the liquid-glass transition in volcanic processes, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 68, 297-306.
- SUGIOKA, I., BURSİK, M., 1995: Explosive fragmentation of erupting magma, *Nature*, 373, 689-692.
- THOMAS, N., JAUPART, C., VERGNIOLLE, S., 1994: On the vesicularity of pumice, *J. Geophys. Res.*, 99, 633-644.
- VOIGHT, B., ELSWORTH, D., 2000: Instability and collapse of hazardous gas-pressurized lava domes, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 1-4.
- VON ENGELHARDT, W. 1960: Porenraum der Sedimente, 207 S., Berlin - Göttingen - Heidelberg (Springer).
- WALKER, G. P. L., CROASDALE, R., 1972: Characteristics of some basaltic pyroklastics, *Bull. Volc.*, 35, 303-317.

- WALKER, G. P. L., 1973: Explosive volcanic eruptions - a new classification scheme, *Sond. Geol. Rund.*, 62, 431-446.
- WEIJERMARS, R., 1997: Principles of Rock Mechanics, 359 S., Amsterdam (Alboran Science Publishing Ltd).
- WENG, X., YEW, C.H., 1989: Hypervelocity impact of two spheres, *J. Im. Eng.*, 8, 229-240.
- WOHLETZ, K. H., 1983: Mechanisms of hydrovolcanic pyroclast formation: size, scanning electron microscopy, and experimental results, *J. Geophys. Res.*, 17, 31-63.
- WOHLETZ, K. H., MCGETCHIN, T. R., SANFORD, M. T. III, JONER, E. M., 1984: Hydromagmatic aspects of caldera-forming eruptions: numerical models. *J. Geophys. Res.* 89, 8269-8286.
- WOHLETZ, K. H., MCQUEEN, R. G., MORRISSEY, M. 1995: Analysis of fuel-coolant interaction experimental analogs of hydrovolcanism. In: THEOFANOUS, T. G., AKIYAMA, M. (eds.), *Intense multiphase interactions*, 287-317.
- WOHLETZ, K., ORSI, G., DE VITA, S., 1995: Eruptive mechanisms of the Neapolitan Yellow Tuff interpreted from stratigraphy, chemical, and granulometric data, *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 67, 263-290.
- YEW, C. H., TAYLOR, P. A., 1994: A thermodynamic theory of dynamic fragmentation, *J. Im. Eng.*, 15, 385-394.
- ZHANG, Y., STURTEVANT, B., STOLPER, E. 1997: Dynamics of gas driven eruptions: experimental simulations using CO₂-H₂O-polymer systems, *J. Geophys. Res.*, 102, 3077-3096.
- ZHANG, Y., 1999: A criterion for the fragmentation of bubbly magma based on brittle failure theory, *Nature*, 402, 648-650.
- ZHANG, Y., 2000: Energetics of gas-driven limnic and volcanic eruptions, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 97, 215-231.
- ZIMANOWSKI, B., 1998. Phreatomagmatic Explosions. - In: FREUNDT, A. & ROSI, M., *From Magma to Tephra, Modelling Physical Processes of Volcanic Eruptions*, 318 S., Amsterdam (Elsevier).
- ZIMANOWSKI, B., BÜTTNER, R., LORENZ, V., 1997b: Premixing of magma and water in MFCI experiments, *Bull. Volcanol.*, 58, 491-495.
- ZIMANOWSKI, B., BÜTTNER, R., LORENZ, V., HÄFELE, H.-G., 1997a: Fragmentation of basaltic melt in the course of explosive volcanism. *J. Geophys. Res.*, 102, 803-814.
- ZIMANOWSKI, B., FRÖHLICH, G., LORENZ, V., 1991: Quantitative experiments on phreatomagmatic explosions, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 48, 341-358.
- ZIMANOWSKI, B., FRÖHLICH, G., LORENZ, V., 1995: Experiments on vapour explosions by interaction of water with silicate melts, *Nucl. Engrg. Des.*, 155, 335-343.
- ZIMANOWSKI, B., LORENZ, V., FRÖHLICH, G., 1986: Experiments on phreatomagmatic explosions with silicate and carbonatitic melts, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 30, 149-153.
- ZIMANOWSKI, B., WOHLLETZ, K.H., DELLINO, P., BÜTTNER, R., 2003: The volcanic ash problem, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 122, 1-5.

Verzeichnis der einschlägigen DIN und ISO Normen

DIN/ISO	Teil	Ausgabe	Titel
18 123		November 1996	Baugrund, Untersuchung von Bodenproben; Bestimmung der Korngrößenverteilung.
18 124		August 1987	Versuche und Versuchsgeräte - Bestimmung der Korndichte, Kapillar- und Weithalspyknometer.
18 125	1	August 1995	Versuche und Versuchsgeräte - Bestimmung der Dichte des Bodens, Labor- und Feldversuche.
43 710		September 1977	Thermoelemente
52 112		August 1988	Prüfung von Naturstein; Biegeversuch.
51 220		Juli 1986	Werkstoffprüfmaschinen; Allgemeine Richtlinien.
51 227		September 1986	Werkstoffprüfmaschinen; Biegeprüfmaschinen.
ES 3310-1	1	2001	Test sieves - Technical requirements and testing - Test sieves of metal wire cloth.

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name	Johannes Georg Raue
Geboren am	01. April 1971
Geburtsort	Oberstdorf
Nationalität	Deutsch
Familienstand	Verheiratet

Berufliche Erfahrungen

Seit 2000	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Geologie Bayerische Julius-Maximilians Universität Würzburg
-----------	--

Promotion

Seit 2000	Promotion Bayerische Julius-Maximilians Universität Würzburg
-----------	--

Studium

1994-2000	Studium Geologie / Paläontologie Bayerische Julius-Maximilians Universität Würzburg
-----------	---

Ausbildung

1991-1994	Facharbeiterausbildung zum Baustoffprüfer Fa. Wilhelm Geiger GmbH & Co. KG, Oberstdorf
-----------	--

Schule

1991-1994	Staatliche Berufsschule II für keramische Berufe Selb (Bayern)
1981-1991	Math.-Naturwiss.-Neuspr. Gymnasium Oberstdorf (Bayern) Schulabschluss: Hochschulreife (Abitur)
1978-1981	Grundschule Oberstdorf (Bayern)