



Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik

***Transport und Abscheidung von Tropfen im
Primärkreis des Hochtemperaturreaktors bei
Wassereinbruchstörfällen***

André Leber

Transport und Abscheidung von Tropfen im Primärkreis des Hochtemperaturreaktors bei Wassereinbruchstörfällen

André Leber

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 4050

ISSN 0944-2952

Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik Jül-4050

D82 (Diss., Aachen, RWTH, 2003)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Transport und Abscheidung von Tropfen im Primärkreis des Hochtemperaturreaktors bei Wassereinbruchstörfällen

von
André Leber

Kurzfassung

Im Sinne einer *katastrophenfreien* Kerntechnik muß die Stabilität einer Reaktoranlage auch bei extrem hypothetischen Störfällen durch selbsttätige Mechanismen gewährleistet sein, so daß der Schaden auf die Reaktoranlage begrenzt ist. In dieser Arbeit werden die selbsttätig wirkenden Sicherheitseigenschaften des Hochtemperaturreaktors (HTR) gegenüber Wassereinbruchstörfällen aufgezeigt.

Der Wassereinbruch in den Primärkreis des HTR durch ein Leck im Dampferzeuger ist ein Störfall, bei dem die Stabilität des Reaktors in zweifacher Sicht gefährdet sein kann. Die zusätzliche Neutronenmoderation an Wassermolekülen führt zu Reaktivitätseffekten. Weiterhin können die Brennelemente korrodieren, so daß sich Wassergas bilden kann.

Bei kleinen Leckagen im Dampferzeuger kann flüssiges Wasser in Form kleiner Wassertropfen in den Primärkreis gelangen und mit der Strömung in den Kern transportiert werden. Die Wassermenge im Kern hängt im wesentlichen ab von der Funktion des Reaktorschutzsystems, den Strömungsbedingungen im Primärkreislauf und der Tropfengröße. Bezüglich der Funktion des Reaktorschutzsystems werden in einem ersten Schritt hypothetische Störfallszenarien definiert. In einem zweiten Schritt werden Berechnungen zur Tropfenbildung und zum Förderverhalten der Gebläseeinheit unter möglichen Störfallbedingungen durchgeführt. Anschließend werden analytische und numerische Berechnungsmodelle zum Tropfentransport und zur Tropfenabscheidung erstellt. Die Berechnungsergebnisse werden anhand von Meßergebnissen für die Trägheitsabscheidung von Wassertropfen aus einer Luftströmung validiert. Weiterhin werden Modelle zur Übertragbarkeit gemessener Abscheidegrade auf die Bedingungen im Störfall dargestellt.

Die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung im Primärkreis des HTR wird basierend auf den Übertragbarkeitsmodellen experimentell in der Versuchseinrichtung SEAT bestimmt. Die Versuchsanlage SEAT besteht aus einem Windkanal mit integrierter Messtechnik zur Bestimmung von Tropfengrößen. Es wird gezeigt, daß es bezüglich der Störfalldauer und der anschließenden Trocknung des Primärkreises sinnvoll ist, zusätzliche Tropfenabscheider als passive Sicherheitselemente in den Primärkreis des HTR zu integrieren. Es werden verschiedene Abscheidertypen einzeln und in Reihenschaltung hinsichtlich der Abscheidewirksamkeit untersucht. Abschließend wird ein passives Sicherheitselement bestehend aus einem Tropfenabscheider und einer Schwimmerkonstruktion vorgeschlagen, mit dem die Dauer des Störfalls deutlich reduziert werden kann.

Transport and Separation of Droplets in the Primary Circuit of the High Temperature Reactor in Case of Water Ingress Accidents

by
André Leber

abstract

In order to a catastrophic free nuclear reactor, the stability of the nuclear reactor must be guaranteed also in case of hypothetical accidents, that the consequences are limited to the power plant by self-acting mechanisms. In this paper, the inherent safety properties of the High-Temperature-Reactor (HTR) against water ingress accidents will be explained.

The water ingress in the primary cycle of a HTR by a leakage of the steam generator is an accident, involving the stability of the reactor in two points. The additional moderation of neutrons by water molecules leads to reactivity effects. Further the fuel elements may be corroded leading to a formation of water gas.

In case of a small leakage in the steam generator liquid water is injected in the primary circuit in form of small droplets, which can be transported by the gas flow into the core. The amount of water within the core is mainly dependant on the reactor protection system, the flow conditions in the primary circuit and the droplet size. Hypothetical accident scenarios will be defined in a first step considering the behaviour of the reactor protection system. In the second step, calculations to the formation of drops and the behaviour of the blower-unit under accident condition are done. Thereafter analytical and numerical calculation models for the transport and the separation of droplets will be developed. The calculation results will be validated with measurement results for the inertial separation of water droplets from an air flow. Furthermore analytical models to transfer the result to several conditions during the accident are described.

Based on the transfer models the efficiency of the droplet separation in the primary circuit of a HTR is estimated in the experimental facility SEAT. The SEAT facility consists of a flow channel with integrated measurement for determining droplet sizes. It will be shown, that the installation of additional droplet separators in the primary circuit is useful with respect to the duration of the accident and drying the primary circuit after the accident. In this context the separation efficiency is tested with different types of separators in single or series arrangements. Finally a self-acting safety element is suggested, which consists of a droplet separator and a float arrangement for strongly reducing the duration of the accident.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Konzept und Sicherheitsphilosophie des Kugelhaufenreaktors am Beispiel des HTR-Modul	5
2.1	Funktionsweise und grundlegende Sicherheitseigenschaften des HTR-Modul	5
2.2	Thermodynamische Eckdaten im Primär- und Sekundärkreislauf des HTR-Modul	7
3	Wassereinbruch in den Primärkreis des HTR-Modul	9
3.1	Reaktivitätseffekte	9
3.1.1	Einfluß des Wassereinbruchs auf die Wirksamkeit des Abschaltsystems	11
3.1.2	Bedeutung des Temperaturkoeffizienten	12
3.2	Graphitkorrosion durch Wasserdampf	12
3.3	Sicherheitseigenschaften des HTR-Modul gegenüber Wassereinbruchstörfällen	14
3.3.1	Aktive Sicherheitseigenschaften (Reaktorschutzsystem).....	14
3.3.2	Inhärente Sicherheitseigenschaften	15
4	Störfallszenarien beim Wassereinbruch	17
4.1	Auslegungsstörfall	19
4.2	Hypothetische Störfälle	20
4.2.1	Dampfseitige Leckagen im Bereich des Überhitzers	21
4.2.2	Speisewasserseitige Leckagen im Bereich des Vorwärmers	24
4.3	Problematik bei kleinen Leckagen	25
4.4	Tropfenbildung bei kleinen Leckagen	26
4.4.1	Strahlzerfall und Wirkungsgrad der Zerstäubung	26
4.4.2	Tropfenbildung in einfachen Druckdüsen	29
4.4.3	Tropfenbildung durch Kapillar- und Beschleunigungswellen	31
5	Verhalten von Primärkreislauf und Gebläse	35
5.1	Bedeutung des Primärkreislaufgebläses für den Wassereinbruch	35
5.2	Bestimmung der Gebläsekennlinie	36
5.3	Anlagenkennlinie des Primärkreises	39
5.4	Gebläsekennlinien für Helium-Wasserdampf-Gemische	43
5.5	Verhalten des Gebläseantriebsmotors bei hohen Wasserdampfanteilen	45
5.5.1	Verhalten des Motors bei defekter Leistungs- und Antriebsregelung	48
5.5.2	Verhalten des Motors bei intakter Leistungs- und Antriebsregelung	50
5.5.3	Maximale Fördermengen	51
5.6	Zusammenfassung der Ergebnisse zum Verhalten von Motor und Gebläse	52

6	Tropfenabscheidung aus der Gasphase	53
6.1	Widerstandsgesetze für die Tropfenumströmung	54
6.2	Die Bewegungsgleichung für Einzeltropfen	57
6.3	Definition des Wirkungsgrades für Tropfenabscheider	58
6.3.1	Gesamtabscheidegrad	58
6.3.2	Fraktionsabscheidegrad	59
6.3.3	Auftreffgrad	61
6.4	Abscheidung durch Sedimentation	61
6.4.1	Sedimentation in Koaxialrohren	63
6.5	Trägheitsabscheidung in gekrümmten Kanälen	64
6.5.1	Vergleich von berechneten Abscheidegraden mit Meßwerten	65
6.6	Lamellenabscheider	71
6.7	Drahtgestricke (Demister)	74
6.8	Detaillierte Betrachtung von Abscheidecharakteristiken	76
6.8.1	Übertragbarkeit von Fraktionsabscheidegraden bei der Trägheitsabscheidung	80
7	Versuchsaufbau und Tropfengrößenmeßtechnik	85
7.1	Versuchsaufbau des SEAT-Experimentes	85
7.1.1	Laserbeugung als optisches Verfahren zur Bestimmung von Tropfenverteilungen	87
7.2	Möglichkeiten zur Bestimmung von Fraktions- und Gesamtabscheidegraden	89
7.2.1	Bestimmung des Gesamtabscheidegrades durch Wägung	89
7.2.2	Bestimmung des Gesamtabscheidegrades mittels Näherungsfunktion basierend auf der Extinktionsmessung ..	90
7.2.3	Bestimmung von Gesamtabscheidegraden mittels Laserstreulichttomographie	93
7.2.4	Vermeidung systematischer Fehler bei der Bestimmung von Abscheidegraden	96
8	Experimentelle Untersuchungen zur Tropfenabscheidung im Primärkreis des HTR-Modul	99
8.1	Einteilung des Primärkreises in einzelne Abscheidezonen	99
8.2	Grundlegende Ähnlichkeitsüberlegungen	100
8.3	Randbedingungen für die Geometrie des Strömungsmodells	101
8.4	180°-Umlenkung im Dampferzeugerboden	102
8.5	Ringspalt im Dampferzeuger	106
8.6	Dampferzeugerkopf	108
8.7	Koaxialleitung	109
8.8	Konstruktion des Strömungsmodells	111
8.9	Versuchsaufbau und -durchführung	111
8.10	Abscheideleistungen im Strömungsmodell	113
8.10.1	Einfluß der Gasbeladung auf die Tropfenabscheidung	114
8.11	Maximale Wassermengen im Kern des HTR-Modul	116
9	Untersuchungen zur Wirksamkeit von Tropfenabscheidern	119
9.1	Experimentelle Untersuchungen zur Wirksamkeit von Lamellenabscheidern	119
9.1.1	Druckverluste der Lamellenabscheider	120
9.1.2	Flutpunkte der Lamellenabscheider	122
9.1.3	Abscheidegrade der Lamellenabscheider	123

9.2 Experimentelle Untersuchungen zur Wirksamkeit von Drahtgestricken (Demister)	126
9.2.1 Druckverluste der Demister	127
9.2.2 Gemessene Flutpunkte der Demister	129
9.2.3 Abscheidegrade der Demister	131
9.3 Experimentelle Untersuchungen zur Wirksamkeit von Wellblechabscheidern	134
9.3.1 Druckverluste der Wellblechabscheider	134
9.3.2 Flutpunkte der Wellblechabscheider	135
9.3.3 Gemessene Abscheidegrade der Wellblechabscheider	135
9.4 Tropfenabscheidung in Wärmeübertrager-Bündeln	137
9.4.1 Druckverlust und Flutpunkt	138
9.4.2 Gemessene Abscheidegrade der Bündel	140
9.5 Kombiabscheider	141
 10 Einbau von Tropfenabscheidern in den Primärkreis des HTR-Modul	 143
10.1 Installation des Tropfenabscheiders in den Bodenbereich des RDB	144
10.2 Installation des Tropfenabscheiders im Bodenbereich des Dampferzeugers	147
10.3 Kombination von Abscheider und Schwimmerkonstruktion zur schnellen Unterbrechnung des Primärkreislauf	149
 11 Zusammenfassung	 151
 12 Anhang	 155
A Formelzeichen und Symbole	155
B Literaturverzeichnis	157

1 Einleitung

Die Energieversorgung ist aufgrund des exponentiellen Bevölkerungswachstums auf der Erde für den Wohlstand und den sozialen Frieden von übergeordneter Bedeutung. Es ist davon auszugehen, daß der Primärenergiebedarf in den kommenden Jahrzehnten deutlich ansteigen wird. Heute beträgt der weltweite Energiebedarf ca. $12 \cdot 10^9$ t_{STE}/a für ca. $5,4 \cdot 10^9$ Menschen, im Jahr 2020 werden etwa $20 \cdot 10^9$ t_{STE}/a für ca. $8 \cdot 10^9$ Menschen erforderlich sein. Der gesamte Primärenergiebedarf in Deutschland hat mit weniger als 1 % nur einen geringen Anteil. Die Frage der zukünftigen Energieversorgung stellt also ein globales Problem dar, wobei insbesondere der zusätzliche Energiebedarf zur Steigerung des Lebensstandards in den heutigen Entwicklungsländern von Bedeutung sein wird. Um den immensen Energiebedarf auch in Zukunft decken zu können, müssen alle verfügbaren und wirtschaftlich nutzbaren Energieträger berücksichtigt werden. Daß der steigende Energiebedarf mit negativen Konsequenzen für die Umwelt verbunden ist, liegt auf der Hand. Damit auch unseren Nachkommen eine bewohnbare Umwelt mit ausreichenden Energieressourcen zur Verfügung gestellt werden kann, sind weltweit neue Energiekonzepte notwendig.

Um Ressourcen zu schonen müssen Einsparpotentiale technisch umgesetzt werden. Dies ist durch eine bessere Ausnutzung der Primärenergieträger, wie z.B. bei der Kraft-Wärme-Kopplung in einem Kraftwerk oder durch den Einsatz neuer Verfahren bei der Herstellung energieintensiver Produkte möglich. Die Grundlage für die Umsetzung besteht darin, daß der Mensch die Notwendigkeit dafür erkennt. Da wichtige Primärenergieträger, wie z.B. die Kohle, derzeit zu Niedrigpreisen auf dem Weltmarkt angeboten werden, sind Energieeinsparmaßnahmen, die zunächst einmal Kapital binden, häufig nicht wirtschaftlich. Beispiele hierzu sind die Kapitalkosten für mögliche Wärmetauscher zur besseren Ausnutzung der Restenergie in Chemieanlagen oder die Kosten für die verbesserte Wärmeisolation eines Hauses.

Im Hinblick auf die Umweltverträglichkeit ist der Energiemix zur Bereitstellung der Grundversorgung von großer Bedeutung. Daß zur Zeit ein Großteil der elektrischen Energie in Kohlekraftwerken gewonnen wird und die Verbrennung von Kohle mit einem hohen CO₂-Ausstoß verbunden ist, bringt zwei Probleme mit sich. Einerseits erscheint es zweifelhaft, fossile Energieträger in derart großen Mengen zur Stromerzeugung zu verwenden, da diese Energieträger zur Herstellung wichtiger Verbrauchsgüter für den Menschen benötigt werden. Für die Stromerzeugung gibt es Alternativen, wie z.B. die Kernenergie, die ohne nennenswerte CO₂-Emission elektrische Energie liefert. Hierbei ist die Frage, ob das CO₂ in Zukunft ein Problem für das Klima auf der Erde darstellt, von übergeordneter Natur. Die CO₂-Frage ist heute noch nicht abschließend beantwortet, viele Indizien deuten aber darauf hin, daß der CO₂-Ausstoß drastisch reduziert werden muß. In Deutschland verfolgt man auf Bundesebene das Ziel, den CO₂-Ausstoß bis zum Jahre 2005 um ca. 25 % zu senken, langfristig soll der Ausstoß bis zum Jahre 2050 um mehr als 90 % reduziert werden. Um diese Ziele umzusetzen, muß der Kernenergie in Zukunft eine größere Bedeutung zukommen. Die Kernenergie eignet sich besonders gut, elektrische Energie in der Grundlast bereitzustellen, und damit derzeitige Kohlekraftwerke zu ersetzen. Der Einsatz regenerativer Energiequellen in der Grundlastversorgung ist in absehbarer Zeit nicht denkbar, da die Verfügbarkeit bzw. Zuverlässigkeit und die Wirtschaftlichkeit solcher Anlagen noch nicht gegeben ist.

Die friedliche Nutzung der Kernenergie bringt auch Probleme mit sich, die dem Vertrauen in diese Energieform nachhaltig geschadet haben. Einerseits wird die langfristige Entsorgung der radioaktiven Abfälle diskutiert. Eine Lösung hierfür könnte in der verstärkten Entwicklung von Transmutationsanlagen liegen. Bei der Transmutation werden langlebige radioaktive Spaltprodukte in kurzlebige Stoffe umgewandelt und das Gefahrenpotential bei der Endlagerung damit

deutlich herabgesetzt. Auf die Problematik des Mißbrauchs der Kerntechnik zur Herstellung von Waffenplutonium soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Es sei jedoch angemerkt, daß sich z.B. der Hochtemperaturreaktor mit Thoriumbrennstoff zur Verbrennung von Waffenplutonium gut eignet.

Zum anderen können Unfälle in kerntechnischen Anlagen Schäden von erheblichem Ausmaß anrichten, wie der Reaktorunfall in Tschernobyl 1986 gezeigt hat. Als weiteres Beispiel sei der Reaktorunfall in Harrisburg (TMI) genannt, bei dem ein Teil des Reaktorkerns geschmolzen ist. Durch das intakt gebliebene Reaktorgebäude entstanden glücklicherweise keine nennenswerten Folgen für die Umwelt und die Bevölkerung. Dieser Störfall hat aber gezeigt, daß schwere Reaktorunfälle auch in modernen, westlichen Industrieländern möglich sind. Dadurch hat das Image der Kerntechnik deutlichen Schaden genommen und die Kerntechnik an Akzeptanz in großen Teilen der Bevölkerung verloren. Heute weiß man, daß beide Unfälle bei einer vernünftigen Auslegung und Konstruktion des Reaktors zu vermeiden gewesen wären. Unfälle, die durch menschliches Fehlverhalten passieren können, dürfen die Integrität der Reaktoranlage nicht gefährden. Gleiches gilt für den Ausfall wichtiger Anlagenkomponenten wie z.B. die Kühlung. Das Vorhandensein redundanter Sicherheitssysteme minimiert zwar die Eintrittswahrscheinlichkeit für den Störfall und damit das Risiko, verhindert aber nicht die Störfallursache. Das Ziel der sicherheitstechnischen Auslegung zukünftiger Reaktoren muß folglich darin liegen, daß die zulässigen Folgen eines möglichen Reaktorunfalls auf maximal die Anlage selbst beschränkt sind. Dies muß unabhängig vom Ausfall aktiver Sicherheitseinrichtungen oder von menschlichem Fehlverhalten gewährleistet sein. Eine Kerntechnik kann dann als *katastrophenfrei* bezeichnet werden, wenn die Stabilität der Reaktoranlage selbsttätig (inhärent) erreicht wird, d.h. allein aufgrund der im Reaktorkonzept liegenden Sicherheitseigenschaften.

Um das Prinzip der inhärenten Sicherheit zu verdeutlichen stelle man sich einen Tauchsieder in einem Wasserbad vor, dessen Wicklung eine Wärmeleistung von ca. 2 kW an das Wasser abgibt. Nimmt man den Tauchsieder aus dem Wasserbad, so verschlechtert sich der Wärmeübergang auf der Oberfläche so stark, daß die stationäre Endtemperatur bei gleicher Leistung oberhalb der Schmelztemperatur des Metalls der Wicklung liegt. Die Folge ist, daß der Tauchsieder aufgrund des geringen Wärmespeichervermögens sehr schnell zerstört wird. Eine Leistung von ca. 2 kW besitzt ebenfalls ein gewöhnlicher Heizkörper in einem Wohnhaus, der aufgrund der viel größeren Oberfläche bekanntermaßen nicht schmilzt. Entscheidend dafür, ob ein Reaktor schmelzen kann, ist folglich neben der Schmelztemperatur des Brennelementmaterials, die Größe der wärmeübertragenden Oberfläche und die Güte der Wärmeabgabe an das Kühlmittel. Reaktorunfälle mit Kernschmelze sind also bei entsprechender Auslegung des Kerns grundsätzlich vermeidbar. Die Leistungsdichte im Kern ist dafür so zu wählen, daß die Schmelztemperatur des Brennstoffs auch unter extremen Störfallannahmen nicht erreicht wird. Mit dem Ziel eine *katastrophenfreie* Kerntechnik zur Verfügung stellen zu können, wurde von Siemens der mit Helium gekühlte, modulare Hochtemperaturreaktor (HTR-Modul) entwickelt. Mit einer mittleren Leistungsdichte von 3 MW/m^3 beim HTR-Modul sind Unfälle mit Kernschmelze auszuschließen.

Um dem Anspruch einer *katastrophenfreien* Kerntechnik gerecht zu werden, ist der Nachweis dafür zu erbringen, daß die Integrität der Reaktoranlage gegenüber allen physikalisch logischen Störfallabläufen intakt bleibt. Dazu gehören auch konstruierte Störfallszenarien, die äußerst unwahrscheinlich sind, da sie z.B. menschliches Fehlverhalten und den gleichzeitigen Ausfall wichtiger aktiver Sicherheitseinrichtungen voraussetzen. Solche Szenarien bezeichnet man als hypothetisch. Daß hypothetische Störfallanalysen notwendig sind, hat der Ablauf des Reaktorunfalls in Tschernobyl gezeigt.

Für die Sicherheit zukünftiger Kernkraftwerke im Sinne einer *katastrophenfreien* Kerntechnik ist die Beherrschung hypothetischer Störfälle zu fordern. Ein typisches Beispiel für einen hypothetischen Störfall in Hochtemperaturreaktoren ist der Wassereinbruch in den Primärkreislauf bei gleichzeitigem Ausfall des Reaktorschutzsystems, auf den in dieser Arbeit am Beispiel des HTR-Modul detailliert eingegangen wird. Der HTR-Modul wird von Helium gekühlt, das seine Wärme über den Dampferzeuger an den Sekundärkreislauf abgibt. Die Möglichkeit einer sekundärseitigen Leckage ist zunächst nicht unwahrscheinlich, da die Rohre des Dampferzeugers auf Dauer hohen Drücken und Temperaturen ausgesetzt sind. Das aufgrund der Druckdifferenz in den Primärkreislauf eintretende Wasser kann die Stabilität der Reaktoranlage in zweifacher Hinsicht gefährden. Wasser ein guter Moderator, womit die Anzahl thermischer Neutronen und damit die Leistung des Reaktors zunächst ansteigt (nukleare Stabilität). Unter bestimmten Voraussetzungen sind auch positiv rückgekoppelte Leistungsexkursionen denkbar, auf die im weiteren Verlauf der Arbeit noch detailliert eingegangen wird. Weiterhin kann die Anwesenheit von Wasserdampf die chemische Stabilität gefährden, da die Brennelemente besonders bei hohen Temperaturen vom Wasserdampf korrodiert werden.

Unter normalen Umständen reagiert das Reaktorschutzsystem schon auf Wasserdampfanteile im Primärkreis von ca. 700 vpm ($\approx 1 \text{ ‰}$). Der Dampferzeuger wird in diesem Fall abgesperrt und der Reaktor sofort abgeschaltet. Die Reaktivitätszunahme ist hierbei so gering, daß keine erwähnenswerten Temperaturänderungen zu erwarten sind. Die eingedrungene Wassermasse ist dann so klein, daß die Korrosion an den Brennelementen ebenfalls zu vernachlässigen ist.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit extrem hypothetischen Wassereinbruchstörfällen, bei denen unterstellt wird, daß alle aktiven, den Störfall mildernden Sicherheitskomponenten nicht funktionieren. Gleichzeitig werden die Komponenten, die das Störfallausmaß verschlimmern als funktionstüchtig unterstellt. Bisherige Untersuchungen beschränken sich weitestgehend auf das Eindringen von Wasserdampf in den Kern des HTR-Modul. Hierfür konnte bereits nachgewiesen werden, daß die Stabilität des HTR-Modul zu keiner Zeit gefährdet ist. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß zusätzlich zum Wasserdampf auch flüssiges Wasser in den Kern gelangen kann. Dieser Fall könnte bei einer Leckage auf der Speisewasserseite des Dampferzeugers eintreten. Durch den höheren Druck auf der Sekundärseite kann es besonders bei kleinen Leckagen zu einer Tropfenbildung im Boden des Dampferzeugers kommen. Unter der Annahme, daß das Reaktorschutzsystem versagt und das Primärkreislaufgebläse funktioniert, kann auch flüssiges Wasser in Form kleiner Tropfen mit der Gasströmung in den Kern transportiert werden. In der vorliegenden Arbeit soll gezeigt werden, welche Menge an flüssigem Wasser den Kern unter extrem hypothetischen Störfallbedingungen erreichen kann. Diese Wassermenge hängt von verschiedenen Randbedingungen ab, auf die in dieser Arbeit genauer eingegangen wird.

Der betrachtete Störfall beginnt mit dem Eintritt von flüssigem Wasser in den Primärkreis. Die Wahrscheinlichkeit, daß flüssiges Wasser in den Reaktorkern transportiert wird, hängt stark von der Tropfengröße ab. Durch den höheren Strömungswiderstand können kleine Tropfen leichter vom Gas mitgerissen werden, hingegen sinkt gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit für die Tropfenabscheidung wegen der vergleichsweise geringen Massenkraft. Es ist folglich ein konservatives Tropfenspektrum abzuschätzen, welches sich unter Störfallbedingungen im Leck bilden kann. Betrachtet wird die Tropfenbildung beim Strahlzerfall in einfachen Vollkegeldüsen und beim Zerstäuben eines quer angeströmten, runden Wasserstrahls.

Der Transport und die Tropfenabscheidung hängen stark von der Gasgeschwindigkeit und somit vom Verhalten der Gebläseeinheit im Störfall ab. Da mit zunehmender Störfalldauer das Helium zunehmend durch Wasserdampf ersetzt wird, kann die Gasdichte im Primärkreis erheblich ansteigen. Es kann nicht mehr davon ausgegangen werden, daß der Volumenstrom unter Nenn-

bedingungen aufrecht gehalten werden kann. Deshalb werden Überlegungen zum Förderverhalten des Gebläses angestellt, die sich auf das Zusammenspiel von Gebläse, Antriebsmotor und dem Strömungswiderstand im Primärkreislauf beziehen. Dabei besteht die Möglichkeit, daß das Gebläselaufrad infolge zu hoher Kräfte bei der Umströmung zerstört wird oder die Motorwicklungen durch Überhitzung zu Schaden kommen. Detaillierte Analysen zum Verhalten der Laufschaufeln oder wärmetechnische Untersuchungen zum Nachweis, daß die Kupferwicklungen des Motors schmelzen, werden nicht angestellt. Es wird deshalb konservativ unterstellt, daß das Gebläse weiter funktionstüchtig bleibt.

Um wesentliche Gesichtspunkte bei der Tropfenabscheidung zu verstehen, wurden zunächst spezielle Tropfenabscheider im Hinblick auf deren Abscheidewirksamkeit theoretisch und experimentell untersucht. Die Experimente wurden an Versuchseinrichtung *SEAT* (*SELbsttätige Abscheidung von Wasser-Tropfen*) des Forschungszentrums Jülich durchgeführt. Die gewonnenen Erkenntnisse sind notwendig, um gemessene Abscheidegrade später auf die Bedingungen im HTR-Modul beim Wassereinbruchstörfall übertragen zu können. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, die Tropfenabscheidung im Primärkreis durch die Verwendung von Tropfenabscheidern gezielt zu verbessern.

Ausgehend von den Ergebnissen zum Förderverhalten des Gebläses wird die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung im Primärkreis experimentell untersucht, indem ein Strömungsmodell konstruiert wurde, das eine ähnliche Abscheidecharakteristik aufweist, wie sie im Primärkreis des HTR-Modul vorliegt. Es wird gezeigt, daß die maximal mögliche Tropfenmasse, die im Störfall in den Kern des HTR-Modul gelangen kann, gegenüber dem Dampfinventar zu vernachlässigen ist. Die auftretenden Reaktivitätseffekte führen dabei niemals zu gefährlichen Betriebszuständen, und die nukleare Stabilität der Reaktoranlage ist zu keiner Zeit in Gefahr. Daß der zusätzliche Einbau von Tropfenabscheidern dennoch sinnvoll ist, ergibt sich durch zusätzliche Sicherheitsmargen und eine hohe Glaubwürdigkeit der Nachweisführung, da Tropfenabscheider seit vielen Jahren in der chemischen Industrie zur Reinigung von Gasen eingesetzt werden. Der geringere Wassermassenstrom in den Kern führt zu einem trägeren Störfallverhalten bei verkürzter Störfalldauer. Tropfenabscheider eignen sich wegen ihrer passiven Wirkungsweise dazu, die inhärenten Sicherheitseigenschaften eines Hochtemperaturreaktors zu verbessern. Die Wirtschaftlichkeit der Reaktoranlage wird durch den Einbau von Tropfenabscheidern nur unwesentlich schlechter.

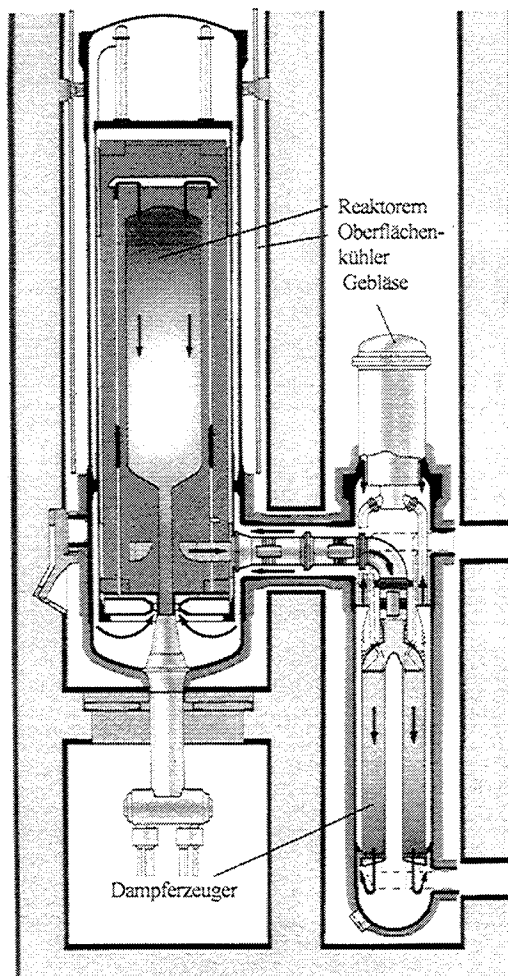
Zum Schluß der Arbeit werden andere, selbsttätig wirkende Konzepte vorgeschlagen, die das Schadensausmaß beim Wassereinbruch auf der Speisewasserseite des Dampferzeugers inhärent begrenzen können. Alle vorgeschlagenen Konzepte verfolgen das Ziel, die Gasführung des Primärkreislauf sehr schnell zu unterbrechen, so daß neben dem Transport von Wassertropfen auch der Transport vom Wasserdampf unterbunden werden kann. Bezüglich der Begrenzung der Brennelementkorrosion ist dies mit Sicherheit von Vorteil.

2 Konzept und Sicherheitsphilosophie des Kugelhaufenreaktors am Beispiel des HTR-Modul

Ein fortschrittliches Reaktorkonzept zur Stromerzeugung stellen die Hochtemperaturreaktoren dar. Bereits im Jahr 1956 hat man erkannt, daß sich mit einem heliumgekühlten Kugelhaufenreaktor in einem sekundären Wasserkreislauf Dampfzustände herstellen lassen, wie sie in herkömmlichen Kohlekraftwerken erzielt werden. Mit Bau des AVR-Reaktors in der Kernforschungsanlage Jülich, der im Jahr 1966 das erstmalig kritisch wurde, konnte die Zuverlässigkeit und Sicherheit einer solchen Reaktoranlage in über 20 Betriebsjahren nachgewiesen werden. Daß der Hochtemperaturreaktor hervorragende Sicherheitseigenschaften besitzt wurde damals schon erkannt, die Bedeutung der Reaktorsicherheit hatte zu dieser Zeit aber einen anderen Stellenwert als heute. Die im Vergleich zum Druck- und Siedewasserreaktor deutlich höheren Prozeßtemperaturen von bis zu 1000 °C erlauben einen höheren thermischen Wirkungsgrad der Zweikreisanlage und damit auch die Erzeugung von Prozeßdampf und Prozeßwärme. Es sind ebenfalls Konzepte mit integrierter Gasturbine (Einkreisanlagen) oder Kombikreisläufe mit Gas- und Dampfturbine möglich.

2.1 Funktionsweise und grundlegende Sicherheitseigenschaften des HTR-Modul

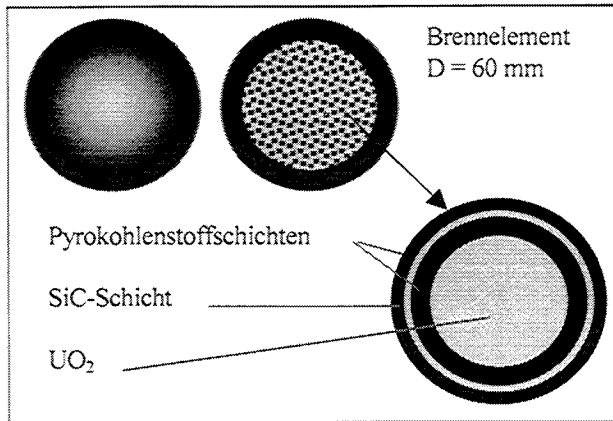
In Bild 2.1 ist das Konzept des HTR-Modul dargestellt, welches von der Fa. Siemens entwickelt wurde. Es handelt sich um einen gasgekühlten, graphitmoderierten, thermischen Reaktor, d.h. die aufgrund der Kettenreaktion entstandenen schnellen Neutronen werden durch den Moderator-



graphit auf thermische Energien abgebremst. Die bei der Spaltung schwerer Atomkerne freiwerdende Energie wird vom Kühlmittel Helium aufgenommen, das durch die heiße Kugelschüttung strömt, und anschließend an den sekundären Wasser- Dampfkreislauf abgegeben. Die Leistung des Reaktors beträgt im Nennbetrieb 200 MW_{th} und wird mit sechs Absorberstäben im Bereich des graphitischen Seitenreflektors geregelt. Durch den kleinen Kerndurchmesser von 3 m brauchen die Absorberstäbe im Gegensatz zum THTR nicht mehr in die Kugelschüttung einzufahren. Ein zweites Absorbersystem besteht aus kleinen Graphitkugeln (KLAK) von 10 mm Durchmesser und einem Gehalt von ca. 10 % B₄C zur langfristigen Kaltabschaltung des Reaktors. Die ideale Sicherheitsphilosophie eines nuklearen Reaktors ist nach /Schu91/ dann gegeben, wenn allein durch die Eigenschaften des Brennelementes alle Gefahren für die Freisetzung von Radioaktivität inhärent ausgeschaltet werden können. Deshalb hat man bei der Entwicklung des HTR besonders viel Forschungsarbeit in die Entwicklung geeigneter Brennelemente investiert. Die kugelförmigen Brennelemente (Bild 2.2) bestehen aus einer Graphitmatrix von 50 mm Durchmesser, in welche ca. 11600 mit einer Siliziumcarbid-schicht umhüllte Brennstoffpartikel, die sog. Coated Particles, eingebettet sind.

Bild 2.1 HTR-Modul-Reaktoranlage

Die Coated Particles haben einen Durchmesser von ca. 1 mm und enthalten den Spaltstoff UO_2 mit einer niedrigen Anreicherung von etwa 8 % U^{235} . Die Matrix wird zusätzlich von einer 5 mm dicken Graphitschale umhüllt, so daß sich ein Durchmesser von 60 mm für das Brennelement ergibt. Ein zusätzlicher Vorteil des kugelförmigen Brennelementes ist durch die kontinuierliche Be- und Entladung des Reaktors gegeben. Dadurch werden keine Stillstandszeiten für den Brennelementwechsel erforderlich und die Verfügbarkeit der Anlage erhöht. Eine kontinuierliche Beladung reduziert ebenfalls das Schwermetallinventar im Reaktor, da durch die ständige Zufuhr frischer Brennelemente eine geringere Überschußreaktivität notwendig ist. Wird statt der OTTO-



Beladung (One-Through-Then-Out) ein Mehrfachdurchlauf (MEDUL-Beladung) der Brennelemente verwendet, vermeidet man eine Überhöhung der Leistungsdichte im oberen Kernbereich. Die maximale Brennstofftemperatur liegt beim HTR-Modul unterhalb von 850 °C. Zur Zeit werden auch Überlegungen angestellt, die Brennelemente außen zusätzlich mit einer Si-C-Schicht zu versehen. Dies hat den Vorteil, daß die Brennelemente sicher gegen Korrosion beim Eindringen von Wasser oder Luft in den Primärkreis geschützt sind.

Bild 2.2 HTR-Brennelement mit Triso-Beschichtung

Die herausragenden Sicherheitseigenschaften des HTR-Modul beruhen konstruktionsbedingt auf naturgesetzlichen Abläufen. Mit diesem Reaktorkonzept läßt sich eine Sicherheitsphilosophie verwirklichen, die nicht mehr auf dem probabilistischen Reaktorschutzsystem beruht, sondern auf deterministischen, inhärenten Sicherheitseigenschaften der Reaktoranlage. Eine *katastrophenfreie* Kerntechnik basiert nach /Kuge89/ auf 4 Stabilitätskriterien:

- Nukleare Stabilität:** negativer Temperaturkoeffizient, geringe Überschußreaktivität
- Thermische Stabilität:** niedrige Leistungsdichte, hoher Schmelzpunkt des BE, gute Wärmeleitung
- Chemische Stabilität:** korrosionsbeständige Materialien, inertes Kühlmittel
- Mechanische Stabilität:** hohe Festigkeit der Brennelemente, berstsicherer Behälter

Der HTR-Modul besitzt eine Vielzahl von Sicherheitseigenschaften, die in der Konzeption des Hochtemperaturreaktors begründet liegen. Der HTR-Modul ist gekennzeichnet durch:

- eine niedrige Leistungsdichte von ca. 3 MW/m³, gute Wärmeleiteigenschaften und eine hohe Wärmekapazität im Kern,
- eine hohe Temperaturbeständigkeit der Brennelemente bis zu Temperaturen von 1600 °C, bei der die Freisetzung an radioaktiven Spaltprodukten vernachlässigbar ist,
- mehrfache Barrieren zur Rückhaltung der Spaltprodukte im Brennelement,
- ein inertes, phasenstabiles und neutronen-physikalisch neutrales Kühlmittel Helium mit hoher Wärmekapazität und guter Wärmeleitfähigkeit,
- einen negativen Temperaturkoeffizienten der Reaktivität zur selbsttätigen Begrenzung der maximalen Temperatur.

Wegen der kompakten Bauweise des HTR-Modul ist es sinnvoll, mehrere Reaktoren kleiner Leistung zu größeren Leistungseinheiten zu verbinden.

2.2 Thermodynamische Eckdaten in Primär- und Sekundärkreislauf des HTR-Modul

Der HTR-Modul wurde im Jahr 1981 von Siemens/Interatom als Zweikreisanlage zur Stromerzeugung konzipiert. In diesem Abschnitt werden die Komponenten der beiden Kreisläufe, sowie die thermodynamischen Zustände im Nennbetrieb detailliert behandelt. Bild 2.3 zeigt ein vereinfachtes Schaltschema der HTR-Modul-Anlage und die Zustandsänderungen in den beiden Kreisläufen, dargestellt im h-s-Diagramm.

Das Helium im Primärkreislauf wird bei ca. 250 °C und 60 bar im Nennbetrieb von einem einstufigen Radialgebläse angesaugt, das sich oberhalb des Dampferzeugers befindet. Das Helium wird durch den Ringspalt der Koaxialleitung gedrückt und strömt durch die Kaltgasleitungen im Reaktordruckbehälter nach oben und anschließend nach unten durch die Brennelementschüttung. Dabei wird das Helium auf ca. 700 °C erwärmt und strömt von dort über das Innenrohr der Koaxialleitung von oben nach unten um die Rohre des Helix-Bündels im Dampferzeuger.

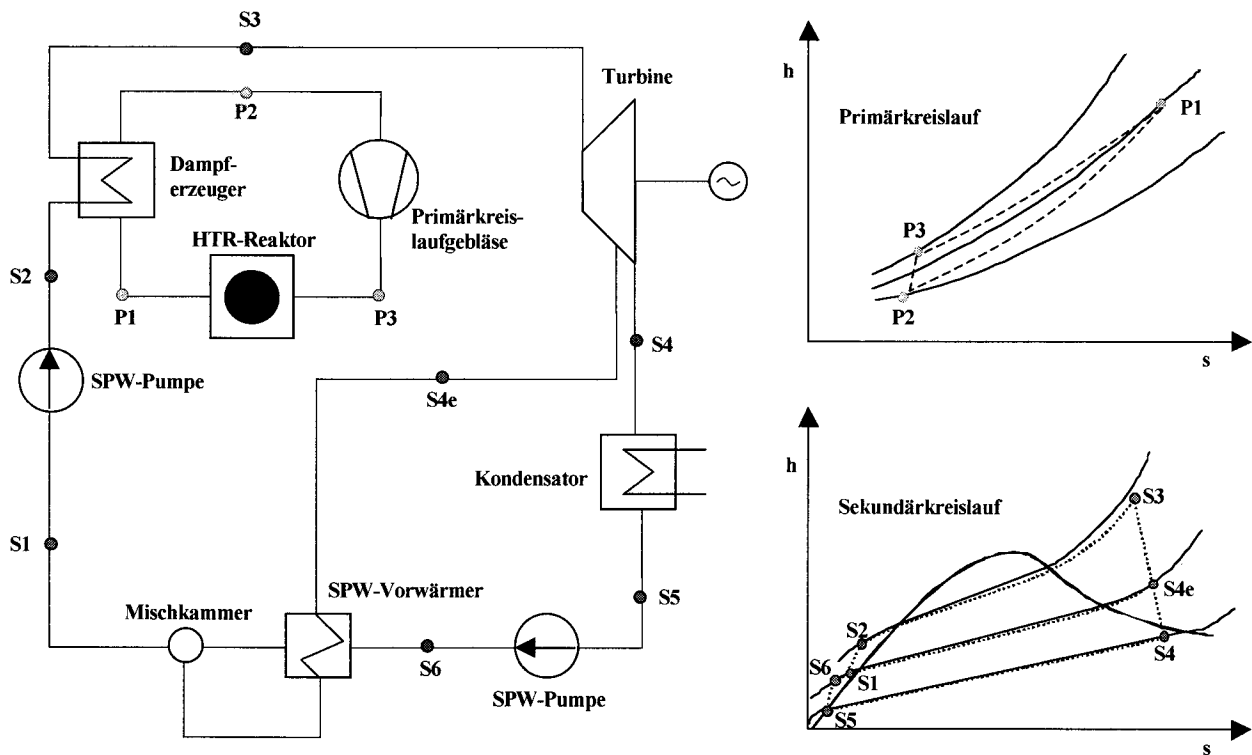


Bild 2.3 Schaltschema und Zustandsänderungen in den beiden Kreisläufen der HTR-Modul Reaktoranlage

Dabei kühlt sich das Helium wieder auf die Temperatur von ca. 250 °C ab und strömt durch den Ringspalt des Dampferzeugers zurück in die Ansaugkanäle des Gebläses. Im Nennbetrieb fördert das Gebläse einen Volumenstrom von $Q = 15,7 \text{ m}^3/\text{s}$, wobei sich ein Druckverlust von ca. 1,53 bar einstellt.

Verantwortlich für den Druckverlust ist hauptsächlich der Strömungswiderstand in der Kugelschüttung und im Helixbündel. Die Temperaturänderung durch die Kompression im Gebläse ist gegenüber der Aufheizspanne im Reaktorkern vernachlässigbar. Die Gebläseleistung beträgt mit 3 MW etwa 1,5 % der thermischen Leistung des Reaktors bzw. gut 4 % der im Sekundärkreislauf abgegebenen Turbinenleistung.

Punkt	Massenstrom [kg/s]	Druck [bar]	Temperatur [°C]	Enthalpie [kJ/kg]
P1	82	61,5	700	3640
P2	82	60,7	245	1274
P3	82	59,7	250	1300
S1	77	8	168	705
S2	77	210	172	730,6
S3	77	180	525	3347
S4	62	0,1	46,1	2322
S4e	15	8	200	2840
S5	62	0,1	46,1	191,8
S6	62	8	46,2	193,5

Tab. 2.1 Zustandspunkte im Nennbetrieb des HTR-Modul

Der Massenstrom und einige Zustandsgrößen sind in Tab. 2.1 dargestellt. Der Buchstabe P bezeichnet hier die Punkte im Primärkreislauf, während Punkte im Sekundärkreislauf mit dem Buchstaben S gekennzeichnet sind. Die in Tab. 2.1 angegebenen Zahlenwerte beziehen sich auf den Nennbetriebspunkt der Reaktoranlage. Die Enthalpiewerte des Heliums wurden mit einer konstanten Wärmekapazität von $c_{\text{He}} = 5,2 \text{ kJ/kg}\cdot\text{K}$ bestimmt.

Die im Dampferzeuger an den Sekundärkreislauf abgegebene Wärme wird dazu genutzt, unterkühltes Wasser von 172 °C und 210 bar zu verdampfen und auf ca. 525 °C zu überhitzen. Durch den Druckabfall in den Rohren des Dampferzeugers steht der überhitzte Dampf nur noch unter einem Druck von 180 bar. Etwa 80 % des Dampfes werden anschließend in der Turbine auf 0,1 bar Druck ins Naßdampfgebiet hinein entspannt. Der restliche Dampf wird im Hochdruckteil der Turbine nur bis zu einem Druck von 8 bar entspannt und zur Vorwärmung des Speisewassers verwendet. Die dabei abgegebene Gesamtleistung von ca. 71,1 MW wird an einen Generator zur Stromerzeugung übertragen, wobei ca. 5 MW der Leistung zum Antrieb des Primärkreislaufgebläses, der Speisewasserpumpen und der übrigen elektrischen Versorgung der Reaktoranlage benötigt wird. Unter Berücksichtigung der Verluste bei der Umwandlung von mechanischer in elektrische Energie ergibt sich für den etwas vereinfachten Prozeß eine Nutzleistung von etwa 65 MW, was zu einem thermischen Wirkungsgrad von 33 % der HTR-Modul-Anlage führt.

Der Abdampf aus der Turbine wird in einem Kondensator vollständig kondensiert und das siedende Wasser auf einen Druck von 8 bar gepumpt. Von dort gelangt das Druckwasser in die Speisewasservorwärmer (SPW). Die sieben SPW der Modulanlage sind in dem vereinfachten Prozeß (s. Bild 2.3) wegen der besseren Übersichtlichkeit durch einen Speisewasservorwärmer ersetzt worden. Im realen Prozeß lassen sich u. a. durch die mehrstufige Speisewasservorwärmung thermische Wirkungsgrade von bis zu 40 % realisieren. Der Anzapfdampf kondensiert in den Speisewasservorwärmern und wird in einer Mischkammer mit dem Druckwasser bei 8 bar gemischt, so daß das Speisewasser mit knapp 170 °C in die Hochdruck-Speisewasserpumpe fließt. Von dort aus wird das leicht unterkühlte Wasser mit einem Druck von 210 bar zurück in den Helix-Dampferzeuger eingespeist.

3 Wassereinbruch in den Primärkreis des HTR-Modul

Ein Störfall von großer Sicherheitsrelevanz ist der Einbruch größerer Wassermengen aus dem Sekundärkreislauf in den Primärkreislauf des HTR. Durch den höheren Druck im Sekundärkreislauf ist es möglich, daß bei einer Leckage eines oder mehrerer Dampferzeugerrohre Wasser in den Primärkreislauf eindringt. Das Wasser tritt, je nach Ort der Leckage, flüssig oder als Dampf in den Primärkreis ein. Wasser, das in den Reaktorkern des Primärkreises gelangt, stellt in zweifacher Hinsicht eine Gefahr für die Sicherheit der Reaktoranlage dar. Zum einen beeinflußt das Wasser im Kern die neutronen-physikalischen Vorgänge bei der Kernspaltung, zum anderen können die graphitischen Brennelemente stark korrodieren.

3.1 Reaktivitätseffekte

Zur Neutronenmoderation wird im Hochtemperaturreaktor Graphit mit einem Atomgewicht von 12 verwendet. Die Wirksamkeit von Wasserstoff zur Moderation von Neutronen ist wegen des viel geringeren Atomgewichts von 1 erheblich besser als die des Reaktorgraphites. Beim Wassereinbruch in den Kern verbessert sich die Moderation also durch die Anwesenheit der Wasserstoffatome, und die Reaktivität (s. Bild 3.1) steigt, da der Reaktor im Nennbetrieb untermoderiert betrieben wird. Ab einer bestimmten Wassermenge, die vom Betriebspunkt und der Anreicherung des Brennstoffs abhängt, wird der Reaktor optimal moderiert (Bild 3.1), d.h. die bei der Kernspaltung entstandenen Neutronen werden optimal ausgenutzt. Das Reaktivitätsmaximum liegt für den heißen Reaktor bei ca. 3,3 %. Ab einer Wassermenge von ca. 1000 kg überwiegt die Eigenschaft des Wassers, Neutronen zu absorbieren, und die Reaktivität sinkt wieder.

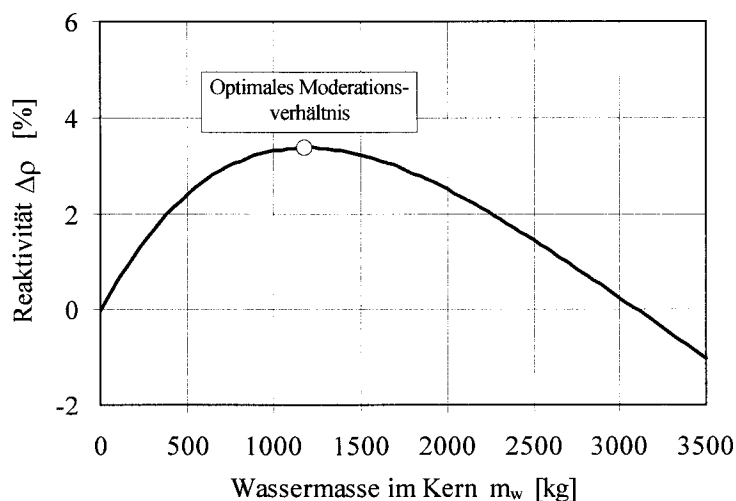


Bild 3.1 Reaktivitätseffekt beim Wassereinbruch in den heißen Kern /Sche89/

Der Reaktivitätseffekt beim Wassereinbruch ergibt sich aus mehreren Einzeleffekten, auf die zum besseren Verständnis an dieser Stelle kurz eingegangen wird. Der Verlust an Neutronen ändert sich in Abhängigkeit von der Wassermasse im Kern. Die relevanten Verlustterme /Sche94/ sind im einzelnen:

- **Die Absorption von Neutronen im Wasserstoff:** Die Absorption von Neutronen im Wasserstoff nimmt etwa linear mit der Wassermasse im Kern zu. Für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quellneutron im Wasserstoff absorbiert wird, gilt folgende Gleichung:

$$H = \frac{\sum_a(H_2) \cdot \phi}{v \sum_f \phi} \quad \text{Gl. 3-1}$$

- **Die Absorption von Neutronen in allen anderen Nukliden:** Durch die guten Moderationseigenschaften des Wasserstoffes verschiebt sich das Neutronenspektrum zu kleineren Energien, d.h. das Spektrum wird weicher. Dadurch wird die Resonanzabsorption von Neutronen im U^{238} deutlich herabgesetzt.

$$S = \frac{\sum_a (\text{andere Nuklide}) \cdot \phi}{v \sum_f \cdot \phi} \quad \text{Gl. 3-2}$$

- **Die Leakage von Neutronen:** Die Leakage verändert sich mit veränderlicher Verteilung des Neutronenflusses. Durch Anwesenheit von Wasser nimmt die Reichweite der Neutronen und damit auch die Neutronenleakage leicht ab.

$$L = \frac{\text{Leakage}}{v \sum_f \cdot \phi} \quad \text{Gl. 3-3}$$

Der Kehrwert der Kritikalität ergibt sich aus der Summe der einzelnen Verlustterme.

$$\frac{1}{k_{eff}} = H + S + L, \text{ mit } (H, S, L) = f(m_w) \quad \text{Gl. 3-4}$$

Vergleicht man den Verlust an Neutronen mit einem Anfangszustand mit dem Index "0", bei dem die Kritikalität k_{eff0} beträgt, ergibt sich die Differenz zu:

$$\frac{k_{eff0} - k_{eff}}{k_{eff} \cdot k_{eff0}} = (H - H_0) + (S - S_0) + (L - L_0) \quad \text{Gl. 3-5}$$

Ist der Reaktor im Anfangszustand gerade kritisch ($k_{eff0} = 1$), so ergibt sich mit dem Zusammenhang $\Delta\rho = (k - 1)/k$ die Beziehung zur Berechnung der Reaktivität $\Delta\rho$ in Abhängigkeit der Wassermasse:

$$\frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} = -[(H - H_0) + (S - S_0) + (L - L_0)] = \Delta\rho \quad \text{Gl. 3-6}$$

Hierdurch wird auch der Einfluß der Schwermetallbeladung des Brennstoffes auf den Reaktivitätseffekt beim Wassereinbruch deutlich. Bei geringerer Schwermetallbeladung verschiebt sich das optimale Moderationsverhältnis hin zu niedrigeren Wassermassen, wobei das Reaktivitätsmaximum immer kleiner wird. Durch das kleinere Spaltstoffinventar erhöht sich die Absorptionswirkung des Wasserstoffes und das Resonanzintegral. Die Neutronenleakage ändert sich im Vergleich zu den beiden anderen Effekten nur unwesentlich.

In /Sche94/ wird der Reaktivitätseffekt beim Wassereinbruch in den HTR-Modul ausführlich beschrieben. Dabei wird die Änderung des Reaktivitätseffektes durch Zugabe von 25 % Blindkugeln (reiner Graphit) bei konstanter Schwermetallbeladung erörtert. Der Effekt ist dem bei geringerer Schwermetallbeladung ähnlich. Durch die zusätzlichen Graphitkugeln ist aber der Einfluß des Resonanzintegrals hier weniger stark ausgeprägt. Um einen vergleichbaren Abbrand zu erzielen, wurde die Anreicherung des Brennstoffes von 7,77 % auf 8,17 % angehoben. Als nachteilig bei der Zugabe von Blindkugeln haben sich die höhere Leistung pro Kugel und eine geringere Verweilzeit der Kugel im Reaktor herausgestellt. Durch das geringere Spaltstoffinventar ist die Nachzerfallswärme im Vergleich etwas geringer. Der Einfluß von Blindkugeln in der Aufheizphase eines HTR, bei dem anfänglich 50 % reine Graphitkugeln verwendet werden, ist in /Felt91/ untersucht worden.

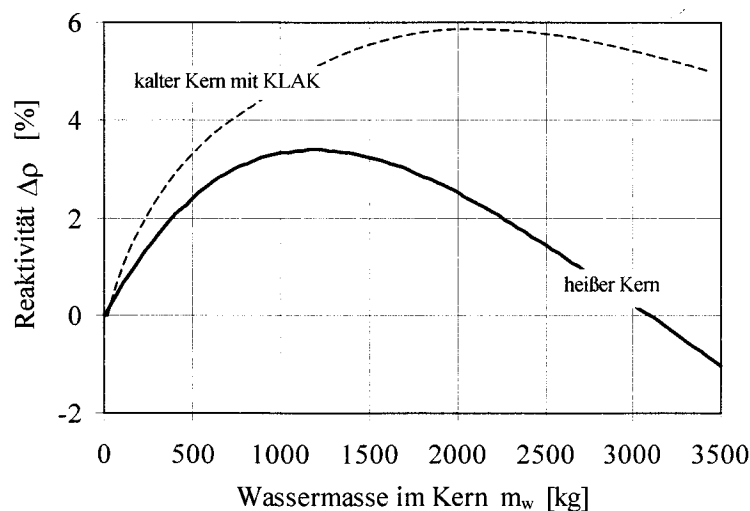
Es ist jedoch zu bedenken, daß eine Verkleinerung des Reaktivitätsmaximums mit einer Verschiebung des Maximums zu kleineren Wassermengen verbunden ist. Damit wird die Wahrscheinlichkeit in den Bereich mit positiven Voidfeedback zu gelangen erheblich größer. Rechts vom Reaktivitätsmaximum führt eine kleine Leistungssteigerung, in Verbindung mit einer Temperaturerhöhung zum Ausdampfen des Kerns. Durch die Verkleinerung des Dampfinventars im Kern steigt die Reaktivität weiter an, was kurzzeitig zu einem instabilen Reaktorverhalten führt. Solche Betriebszustände müssen ausgeschlossen sein, indem die Wassermasse im Kern selbsttätig auf zulässige Werte begrenzt wird.

Beim HTR-Modul sind Wassermengen im Kern von über 1000 kg nur dann möglich, wenn das Helium durch reinen Wasserdampf ersetzt wird. Dazu müsste der Druck im Primärkreis bei einer konstanten Gastemperatur im Kern von 475 °C, wie sie im Nennbetrieb vorliegt, etwa 100 bar annehmen. Nach /Sche94/ beträgt die mittlere Dampftemperatur im Kern des HTR-Modul für den Fall, daß die Sicherheitsventile den Primärkreisdruck auf 70 bar begrenzen ca. 800 °C. Dies entspricht einer Wassermenge im Kern von weniger als 500 kg. Um in den Bereich rechts vom Reaktivitätsmaximum (s. Bild 3.1) zu gelangen, muß folglich ein Teil des Wassers in flüssiger Form vorliegen.

Es sei an dieser Stelle noch angemerkt, daß das instabile Verhalten des HTR-Modul beim Wassereinbruch nur von kurzer Dauer ist, da der integrale Voideffekt, im Gegensatz zum positiven Void beim RBMK, hier negativ ist /Sche89/.

3.1.1 Einfluß des Wassereinbruchs auf die Wirksamkeit des Abschaltsystems

Durch die Spektrumsverschiebung beim Wassereinbruch reduziert sich die mittlere freie Weglänge der Neutronen. Die Folge ist, daß die Wirksamkeit des Neutroneneinfangs durch die einfahrenden Absorberstäbe abnimmt. Dieser Effekt ist besonders beim Anfahren eines mit dem



KLAK-System kalt abgeschalteten Kerns von Bedeutung. Der Reaktor ist wegen der Leckageverluste stärker untermoderiert als beim heißen, nicht abgeschalteten Kern. Folglich ist der Reaktivitätseffekt in Bild 3.2 durch den Wassereinbruch viel stärker ausgeprägt, wobei das Maximum zu deutlich größeren Wassermengen hin verschoben liegt. Dadurch sinkt die Wahrscheinlichkeit, kurzzeitig in das Gebiet rechts des Reaktivitätsmaximums zu gelangen.

Bild 3.2 Reaktivitätseffekt bei heißem und kaltem Kern /Sche89/

3.1.2 Bedeutung des Temperaturkoeffizienten

Die wichtigste Größe zur Stabilisierung der Leistung eines Reaktors ist der Temperaturkoeffizient. Der Temperaturkoeffizient beschreibt den Einfluß der Brennstofftemperatur auf den Neutronenhaushalt im Reaktor. Die Wirkung des Temperaturkoeffizienten wird in erster Linie durch die Doppler-Verbreiterung der Resonanzen im U^{238} mit steigender Temperatur bestimmt. Mit zunehmender Schwermetallbeladung verringert sich das Resonanzintegral im U^{238} . Das Niveau des Resonanzintegrals wird durch die Brennelementauslegung und die Heterogenität der Anordnung im Kern festgelegt. Beim HTR-Modul ist der Temperaturkoeffizient, dargestellt in

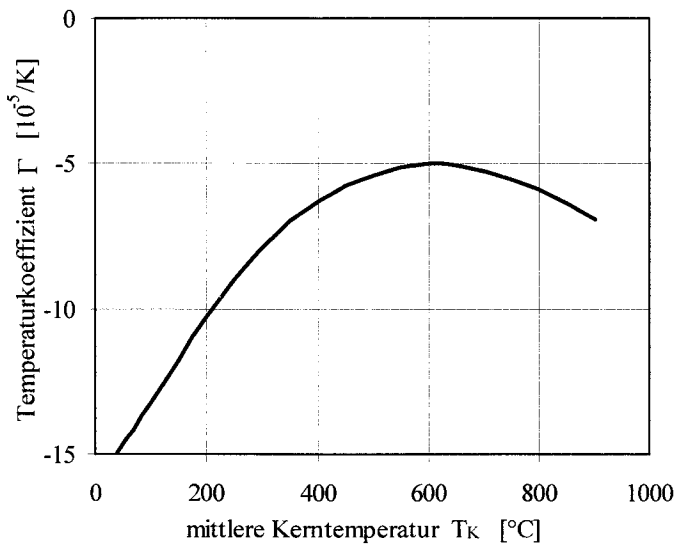


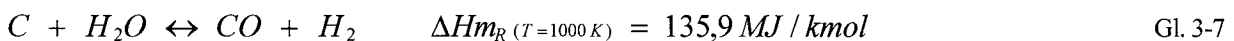
Bild 3.3, stets negativ, d.h. ein Ansteigen der Temperatur ist immer mit einer Reaktivitätsabnahme verbunden. Nimmt die Reaktivität, wie dies beim Wassereinbruch der Fall ist, kurzfristig zu, steigen die Reaktorleistung und damit die Temperatur. Durch die Wirkung des oben beschriebenen Temperaturkoeffizienten stabilisiert sich der Reaktor auf einem Temperaturniveau, bei dem der Reaktivitätshub kompensiert wird. Die in Bild 3.3 dargestellte Kurve des Temperaturkoeffizienten ist durch die Spektrumsverschiebung nur für den wasserfreien Kern gültig.

Bild 3.3 Gesamtemperaturkoeffizient über Kerntemperatur /KWU87/

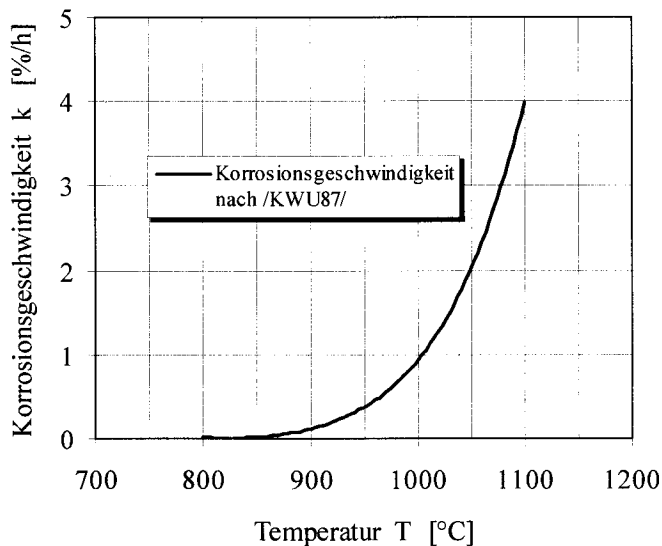
Für geringe Wassermengen im Kern kann die Steigerung der mittleren Kerntemperatur mit Hilfe von Bild 3.3 näherungsweise abgeschätzt werden. Befinden sich im Kern etwa 200 kg Wasser, was einem Reaktivitätshub von 1 % entspricht, erwärmt sich der Kern bei einer anfänglichen Kerntemperatur von 550 °C um ca. 200 K. Für eine Wassermenge von etwa 1000 kg ergibt sich der maximale Reaktivitätshub von ca. 3,3 %, wobei die mittlere Kerntemperatur dann auf etwa 900 °C ansteigen wird.

3.2 Graphitkorrosion durch Wasserdampf

Durch den Einbruch von Wasser in den Reaktorkern besteht die Gefahr, daß größere Mengen Graphit mit dem Wasser reagieren und zu Kohlenmonoxid und Wasserstoff umgesetzt werden. Die Bruttoreaktion für die endotherme Wassergasreaktion lautet:



Die Graphitkorrosion ist mit einem Druckanstieg verbunden, da die Stoffmenge bei der Reaktion zunimmt. Dadurch verschiebt sich das chemische Gleichgewicht zu den Reaktionsprodukten, der Druckanstieg wirkt also der Korrosion entgegen.



Bestimmend für die endotherme Reaktion ist die Temperatur, wobei sich das chemische Gleichgewicht mit steigender Temperatur zu den Reaktionsprodukten hin verschiebt. Die Reaktionsgeschwindigkeit wächst ebenfalls stark mit der Temperatur (s. Bild 3.4). Bei einer Graphittemperatur von 800 °C werden nach /KWU87/ stündlich etwa 0,01 % des Graphits umgesetzt, während sich bei 1000 °C der Umsatz mit 1 %/h verzehnfacht hat. Durch die endotherme Reaktion wird bei 1000 °C eine Wärmeleistung von ca. 2 MW verbraucht. Die Kühlwirkung wirkt sowohl der Kernaufheizung als auch dem Druckanstieg entgegen.

Bild 3.4 Graphitkorrosion in Abhängigkeit der Temperatur

Da die Temperatur in den Brennelementen höher ist als in den übrigen graphitischen Kernelementen, werden zunächst die Brennelemente korrodieren. Die Stabilität des Reaktors ist dadurch in zweifacher Hinsicht gefährdet, da:

- bei der Graphitkorrosion die Coated Particles freigelegt werden können, die maßgeblich für den Rückhalt der Spaltprodukte in den Brennelementen sorgen,
- die Reaktionsprodukte H_2 und CO brennbare Gase sind, welche beim Ansprechen der Sicherheitsventile in das Reaktorgebäude abgeblasen werden und sich mit der Umgebungsluft ein zündfähiges Gemisch bilden kann.

Im Gegenzug wirkt sich die Graphitkorrosion für Wassermengen im Kern, die links des Reaktivitätsmaximums liegen (s. Bild 3.1), reaktivitätsmindernd aus, da ein Teil des Moderators aus dem Kernbereich verschwindet. Die Korrosionsrate wird also durch die sinkende Temperatur infolge der Reaktivitätsabnahme und der endothermen Wassergasreaktion stabilisiert. Ob durch die Reaktivitätseffekte und die Korrosion eine Gefahr für die Stabilität des Reaktors gegeben ist, hängt stark vom Szenario des Störfalls ab. Dabei werden folgende Fragen von Bedeutung sein:

- Größe, Form und Ort der Leckage ?
- Inwieweit funktioniert das aktiv wirkende Reaktorschutzsystem ?
- Wird der Operateur den Störfall erkennen?
- Inwieweit greifen die inhärenten Sicherheitseigenschaften der Reaktoranlage ?

Auf mögliche Störfallszenarien und die zu erwartenden Folgen wird in Kap. 4 detailliert eingegangen.

3.3 Sicherheitseigenschaften des HTR-Modul gegenüber Wassereinbruchstörfällen

Das Sicherheitskonzept des HTR-Modul basiert auf aktiven und passiven (inhärenten) Schutzmaßnahmen. Die aktiven Maßnahmen sind im Reaktorschutzsystem enthalten, welches den Störfall anhand veränderter Betriebsbedingungen erkennt und entsprechende, aktive Schutzaktionen

auslöst. Inhärente Sicherheitseigenschaften sind dadurch gekennzeichnet, daß ihre Wirkung ohne einen aktiven Auslöser oder eine Fremdenergie von selbst aufgrund naturgesetzlicher Phänomene einsetzt.

3.3.1 Aktive Sicherheitseigenschaften (Reaktorschutzsystem)

Das aktive Reaktorschutzsystem reagiert, wie oben erwähnt, auf geänderte Betriebsbedingungen. Beim Wassereinbruch sind dies eine veränderte relative Feuchte und Temperatur im Primärkreislauf, ein erhöhter Druckabfall im Dampferzeuger, oder aber ein veränderter Durchsatz im Primär- oder im Sekundärkreislauf. Die Wirkung des Reaktorschutzsystems beim Wassereinbruch geht aus Tab. 3.1 hervor.

Auslöser	Ansprechgrenze	Aktive Schutzaktion
Feuchte im Kaltgas	$\Psi = 700 \text{ vpm}$	• Einfall der Reflektorstäbe • Abschaltung des Primärkreislaufgebläses • Absperren und Schnellentleerung des Dampferzeugers • Kondensation des Dampfes im Störfallkühler (der Operateur muß den Störfall erkennen)
Druckabfall im Dampferzeuger	$\Delta p/\Delta t > 8 \text{ bar/min}$	• Einfall der Reflektorstäbe • Abschaltung des Primärkreislaufgebläses Absperren des Dampferzeugers
Zu niedrige Kaltgastemperatur	$T_{KG} < 240 \text{ }^{\circ}\text{C}$	• Absenken der Gebläsedrehzahl
Zu hohe Kaltgastemperatur	$T_{KG} > 280 \text{ }^{\circ}\text{C}$	• Einfall der Reflektorstäbe • Abschaltung des Primärkreislaufgebläses Absperren des Dampferzeugers
Durchsatzverhältnis	$0,75 > m_{PK}/m_{SK} > 1,3$	• Einfall der Reflektorstäbe • Abschaltung des Primärkreislaufgebläses • Absperren des Dampferzeugers

Tab. 3.1 Aktives Reaktorschutzsystem des HTR-Modul /Siem88/

Wird ein höherer Feuchtigkeitsgehalt im Primärkreislauf festgestellt, so wird der Reaktor durch die einfallenden Absorberstäbe abgeschaltet. Ebenfalls wird das Gebläse abgeschaltet und der Dampferzeuger abgesperrt und anschließend schnellentleert. Erkennt der Operateur den Wassereinbruch, kann der Störfallkühler der Gasreinigungsanlage dazu benutzt werden, den Wasserdampf im Primärkreis zu kondensieren. Ist der Feuchtefühler defekt, so führt z.B. ein schneller Druckabfall im Dampferzeuger oder eine zu hohe Kaltgastemperatur ebenfalls zur Abschaltung des Reaktors. Gleiches gilt auch für eine starke Durchsatzänderung in den beiden Kreisläufen. Bei zu niedriger Kaltgastemperatur wird die Gebläsedrehzahl zur Vermeidung des Wigner-Effektes /Kuge89/ abgesenkt.

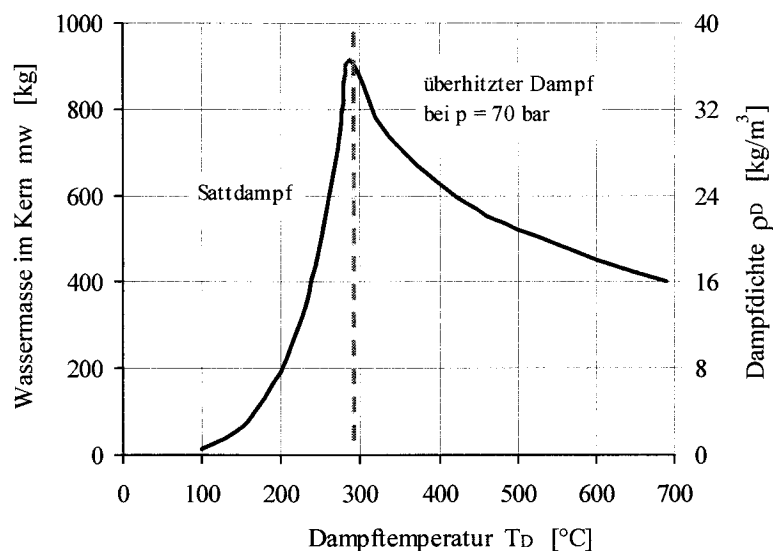
3.3.2 Inhärente Sicherheitseigenschaften

Für den Fall, daß das Reaktorschutzsystem nicht funktioniert besitzt der HTR-Modul eine Reihe von inhärenten Sicherheitseigenschaften gegenüber Wassereinbruchstörfällen. Die Sicherheitseigenschaften können in zwei Kategorien eingeteilt werden. Die eine Kategorie begrenzt das Störfallausmaß bei Anwesenheit von Wasser im Kern (Reaktivitätseffekte, Korrosion), die andere begrenzt den Wassereintrag in den Kern. Die inhärenten Sicherheitseigenschaften des HTR-Modul sind in Tab. 3.2 zusammengefaßt.

Inhärente Sicherheitseigenschaften zur Begrenzung des Störfallausmaßes	Wirkung
Kleine Leistungsdichte	Begrenzung der maximalen Brennelementtemperatur
Niedrige Schwermetallbelastung	Begrenzung des maximalen Reaktivitätshubs
Negativer Temperaturkoeffizient	Begrenzung der maximalen Brennelementtemperatur
Coated Particle Brennstoff	Hohe Schmelztemperatur und Verzögerung der Korrosion
Inhärente Sicherheitseigenschaften zur Begrenzung des Wassereintrags	Wirkung
Lage des Dampferzeugers oberhalb des Kerns	Kein direktes Eindringen von Wasser in den Kern
Sicherheitsventile und Berstscheiben	Begrenzung des Drucks im Primärkreis und damit der maximalen Dampfmenge im Kern
Abwärtsströmung des Primärgases durch den Kern	Begrenzung der Speicherkapazität von flüssigem Wasser im Kern
Volumen des Dampferzeugerbodens in Verbindung mit der Gebläsekenlinie	Ist der Dampferzeuger Boden mit flüssigem Wasser gefüllt, ist kein weiterer Transport von Wasser möglich
Kenlinie der Speisewasserpumpen	Begrenzung des maximalen Wasserstroms in den Primärkreis
Große Entfernung zwischen Dampferzeuger und Kern	Flüssiges Wasser kann nur mit dem Gasstrom in den Kern gelangen, und wird teilweise im Primärkreis abgeschieden

Tab. 3.2 Inhärente Sicherheitseigenschaften des HTR-Modul

Auf die inhärenten Sicherheitseigenschaften der Brennelemente des HTR wurde bereits eingegangen. Deshalb soll im folgenden auf wichtige Aspekte eingegangen werden, durch die der Wassereintrich in den Kern inhärent begrenzt wird. Die Masse an Wasserdampf im Kern hängt stark von Druck und Temperatur im Kern ab, wobei die maximale Dampfmenge dann vorliegt,



wenn das Helium im Primärkreis vollständig durch Wasserdampf ersetzt wird. Beim HTR-Modul ist der maximale Druck durch Sicherheitsventile und Berstscheiben auf ca. 70 bar begrenzt. Bild 3.5 zeigt die im Kern vorhandene Wassermenge in Abhängigkeit der Temperatur bei einem Gesamtdruck von 70 bar. Im Bereich links von der gestrichelten Linie liegt der Dampf entsprechend der Temperatur gesättigt vor.

Bild 3.5 Maximale Dampfmenen im Kern des HTR-Modul bei $p = 70$ bar

Bei einem Gesamtdruck von 70 bar und Temperaturen unterhalb von 280 °C muß sich folglich noch Helium im Kern befinden. Bei ca. 280 °C liegt eine gesättigte Dampfatosphäre vor, wobei sich dann ca. 920 kg Dampf im Primärkreis befinden. Im Bereich rechts von der gestrichelten Linie liegt reiner überhitzter Dampf vor, da der Sättigungsdruck für Temperaturen über 280 °C oberhalb 70 bar liegt. Die im Kern befindliche Masse nimmt also mit steigender Temperatur wieder ab. Im Nennbetrieb besitzt das Helium im Kern eine mittlere Temperatur von 475 °C. Bei dieser Temperatur können sich im Kern maximal 520 kg Dampf befinden. Da die Kerntemperatur beim Wassereintrich infolge der Reaktivitätszunahme steigt, wird diese Dampfmenge eine Obergrenze darstellen. Diese Betrachtung setzt voraus, daß die Sicherheitsventile und Berstscheiben funktionieren, und der Druck und damit auch die maximal mögliche Dampfmasse im

Kern inhärent begrenzt ist. Damit die Wassermasse im Kern bis über das Reaktivitätsmaximum bei ca. 1000 kg steigt, müssen sich, neben dem Dampf, zusätzlich 500 kg flüssiges Wasser im Kern befinden, z.B. in Form des flüssigen Anteils im Naßdampf.

Bei der Auslegung des HTR-Modul hat man auf die jahrelangen Betriebserfahrungen mit dem AVR-Reaktor zurückgreifen können. Der massive Wassereintrich in den Primärkreis des AVR im Jahr 1978 war nur deshalb möglich, weil der Dampferzeuger des AVR oberhalb des Kerns angeordnet ist. Um den direkten Einbruch von flüssigem Wasser inhärent sicher zu vermeiden liegt der Dampferzeuger beim HTR-Modul unterhalb des Kerns. Es besteht dennoch die Möglichkeit, daß flüssiges Wasser in den Kern gelangt. Entsteht auf der Speisewasserseite eine kleine Leckage, können sich bei geeigneter Leckgeometrie kleine Tropfen bilden, die mit dem Gasstrom in den Kern transportiert werden. Voraussetzung dafür ist natürlich ein funktionierendes Gebläse, daß normalerweise durch das Reaktorschutzsystem abgeschaltet wird. Wieviel flüssiges Wasser beim Ausfall des Reaktorschutzsystems in den Reaktorkern einströmen kann, ist Hauptgegenstand dieser Arbeit. Dadurch, daß der Leckageort und der Reaktorkern weit auseinanderliegen, besteht die Möglichkeit, daß ein Teil der mitgerissenen Tropfen auf ihrem Weg in den Kern im Primärkreis abgeschieden wird. Je größer die Durchmesser der gebildeten Tropfen sind, desto wahrscheinlicher werden sie vor Erreichen des Kerns im Primärkreis abgeschieden.

Welche Tropfengrößen gerade noch den Kern erreichen können, hängt von dem Verhalten des Gebläses ab. Bei kleinen Volumenströmen bleibt auch kleineren Tropfen ausreichend Zeit, um im Primärkreis zu sedimentieren. Größere Volumenströme führen dazu, daß kleine Tropfen mit dem Gasstrom so stark umgelenkt werden, daß sie sich an festen Wänden niederschlagen können. Ein Ziel dieser Arbeit ist es herauszufinden, unter welchen, physikalisch plausiblen Randbedingungen die Tropfenabscheidung am schlechtesten funktioniert. Bei großen Leckagen auf der Speisewasserseite des Dampferzeugers ist nach /Wolt85/ davon auszugehen, daß sich die in den Primärkreis eingedrungene Wassermasse nahe zu vollständig im Boden des Dampferzeugers sammelt. Nur ein geringer Teil des Wassers wird dann auf der Wasseroberfläche verdunsten können, so daß sich der Boden des Dampferzeugers mit Wasser füllt. Bei einem Bodenvolumen von ca. 30 m³ und einem mittleren Wasserstrom von 5,3 kg/s für ein 1F-Leck hat der Wasserspiegel bereits nach einer Stunde die Unterkante des Dampferzeugerbündels erreicht und der Primärkreis ist unterbrochen. Ein weiterer Transport größeren Mengen von Wasser in den Reaktorkern ist von diesem Zeitpunkt an ausgeschlossen.

Eine weitere, inhärent wirkende Sicherheitseigenschaft des HTR-Modul ist durch die Abwärtsströmung des Gases im Kern gegeben. Dadurch werden Tropfen, die oben in den Kern gelangen, unten wieder aus dem Kern transportiert. Durch den Schwerkrafteinfluß kann sich, im Gegensatz zu einer Aufwärtsströmung, keine *fluidisierter* Zustand ausbilden, bei dem Tropfen - wie in einem Wirbelbett - in Schwebe gehalten werden können. Flüssiges Wasser kann folglich nur dann im Kern gespeichert werden, wenn es auf der Oberfläche oder in den Poren des Graphits festgehalten wird.

4 Störfallszenarien beim Wassereinbruch

Das den Störfall einleitende Ereignis ist ein mehr oder weniger großer Schaden im Dampferzeuger. Für den weiteren Ablauf eines Wassereinbruchstörfalls gibt es jedoch beliebig viele Möglichkeiten, die nicht in vollem Umfang analysiert werden können. Es geht vielmehr darum, die Störfallszenarien mit dem größten Schadensausmaß herauszugreifen, und anschließend genauer zu analysieren. Um dem Anspruch einer katastrophenfrenen Kerntechnik gerecht zu werden, darf die Wahrscheinlichkeit des Störfallszenarios nicht von Bedeutung sein, sofern das Szenario nicht physikalisch widersinnig ist. Betrachtet werden nur Störfälle, die während des regulären Reaktorbetriebs - dazu gehören auch Stillstandszeiten - vorkommen können. Nicht betrachtet werden Störfallszenarien, wie z.B. durch Sabotage oder militärische Angriffe hervorgerufen, da hierfür kein plausibles Szenario definiert werden kann.

Tab. 4.1 gibt einen Überblick über einige, in der Vergangenheit aufgetretene Dampferzeugerschäden in gasgekühlten Reaktoren. Die meisten der genannten Reaktoren sind vom Typ Magnox aus Großbritannien. Der Dampferzeugerschaden im AVR des Forschungszentrums in Jülich ist ebenfalls aufgeführt.

Bezeichnung	Reaktor- typ	Kühlgas im PK	p_{Gas} [bar]	$T_{\text{Heißgas}}$ [°C]	Anzahl der Dampferz.	Anzahl der Schäden	Be- triebs- jahre	Schäden pro Jahr und DE
Berkeley	Magnox	CO ₂	9	345	16	10	16,5	0,038
Bradwell	Magnox	CO ₂	10	390	12	112 ^{a)}	16,5	0,566
Hinkley A	Magnox	CO ₂	14	378	12	4	14	0,024
Trawsfynydd	Magnox	CO ₂	18	392	12	39 ^{b)}	14	0,232
Dungeness	Magnox	CO ₂	20	410	8	1	13,5	0,009
Sizewell	Magnox	CO ₂	19	410	8	16	13	0,154
Oldbury	Magnox	CO ₂	25	412	8	6	11,5	0,065
Wylfa	Magnox	CO ₂	28	414	8	46 ^{c)}	8,5	0,676
Hunterston	Magnox	CO ₂	11	396	16	75 ^{d)}	11	0,426
Hinkley B	AGR	CO ₂	41,3	650	24	0	3	0
AVR	HTR	He	11	850	1	1	10	0,100

Tab. 4.1 Dampferzeugerschäden in gasgekühlten Reaktoren bis 1979 /Kfa80/

a) Schweißfehler, b) Schlechte Wasserqualität, c) Korrosion, Erosion, Designfehler, d) großes Leck im cm²-Bereich

Summiert man alle Dampferzeugerschäden und bezieht sie auf die Betriebsdauer aller Dampferzeuger, ergibt sich eine Ausfallwahrscheinlichkeit von 0,2 Schäden/DE·a, d.h. mit einem Schaden ist etwa alle 5 Jahre zu rechnen. Interessant ist die Tatsache, daß in insgesamt 1428 Dampferzeugerbetriebsjahren nur eine Leckage aufgetreten ist, deren Leckquerschnitt größer als 1 cm² gewesen ist. In der Regel ist von einer kleinen Leckage von wenigen mm² Querschnittsfläche, wie sie 1978 im AVR aufgetreten ist, auszugehen. Die Wahrscheinlichkeit einer kleinen Leckage ist in /Kfa80/ mit 0,8 Schäden/DE·a angegeben, die eines großen Lecks mit 0,02 Schäden/DE·a. Der bei einer Leckage in den Primärkreis eintretende Wassermassenstrom hängt sowohl von der Leckgröße als auch vom Ort der Leckage ab. Sofern es nicht zu einem deutlichen Druckabfall im Dampferzeuger kommt, ist der Leckmassenstrom in etwa proportional zur Leckgröße.

Entsteht die Leckage auf der Frischdampfseite, kann der Leckmassenstrom mit einfachen Gleichungen aus der Gasdynamik /Eck66/ abgeschätzt werden. Hierbei ist darauf zu achten, daß das kritische Druckverhältnis unter den im HTR-Modul vorliegenden Bedingungen zu Beginn des Störfalls unterschritten wird. Der Dampf strömt im engsten Querschnitt - also bei konservativer Betrachtung - mit der zugehörigen Schallgeschwindigkeit aus. Die Strömungsverluste sind in der Durchfließzahl μ enthalten. Die Indizes "o" bzw. "Kr" meinen den Zustand des Dampfes im Dampferzeuger bzw. den kritischen Zustand im engsten Querschnitt des Lecks.

$$\dot{m}_{Leck} = \rho_{Kr} \cdot A_{Leck} \cdot v_{Kr} = \left(\frac{2}{x+1} \right)^{1/(x-1)} \cdot \mu \cdot \rho_o \cdot A_{Leck} \cdot \sqrt{x \cdot R \cdot T_o \cdot \frac{2}{x+1}} \quad \text{Gl. 4-1}$$

Die Zustandsänderung bei Einstromen in den Primärkreis kann näherungsweise als Drosselvorgang aufgefaßt werden. Durch die im HTR-Modul vorliegenden Randbedingungen kann aber ausgeschlossen werden, daß es zur Kondensation des in den Primärkreis einströmenden Wasserdampfes kommt /Esse97/.

Nach dem Energieerhaltungssatz ist eine konservative Abschätzung des Leckmassenstroms auf der Speisewasserseite des Dampferzeugers wie folgt möglich:

$$\dot{m}_{Leck} = A_{Leck} \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta p \cdot \rho_L} \quad \text{Gl. 4-2}$$

Bei Verwendung des Impulssatzes ergeben sich etwa 30 % kleinere Massenströme. Bei großen Leckagen kann davon ausgegangen werden, daß sich im Dampferzeuger ein Druckabfall einstellen wird, wodurch der Leckmassenstrom mit der Zeit abnimmt. Das Wasser wird in Form von Flüssigkeitsstrahlen in den Primärkreis eintreten und sich im Boden des Dampferzeugers sammeln. Daß hierbei nennenswerte Flüssigkeitsanteile verdampfen, ist nicht zu erwarten, da die wärmeübertragenden Flächen klein sind. Dies gilt sowohl für die Oberfläche des Strahls als auch für die Oberfläche der Wasserlache im Boden des Dampferzeugers. In /KWU87/ ist der Verdampfungsmassenstrom auf der Wasserlache mit $\dot{m} < 0,1 \text{ kg/s}$ abgeschätzt worden. Hierbei wurde die in der Dampferzeugerstruktur gespeicherte Wärme berücksichtigt. Mit fortschreiten der Störfalldauer wird der Dampfanteil im Primärkreis langsam zunehmen, wodurch die Verdampfungsrate nahezu auf null zurückgehen wird. Bei kleinen Leckagen ist, abhängig von Leckgeometrie und Ausströmrichtung, die Bildung kleiner Wassertropfen im Primärkreis zu erwarten. Auf die Strahlzerstäubung und die dabei gebildeten Tropfengrößen wird noch eingegangen. Der weitere Verlauf und die Dauer des Störfalls wird davon abhängen, ob das Reaktorschutzsystem funktioniert.

Der grundsätzliche Ablauf des Wassereintruchs ist in Bild 4.1 dargestellt und beginnt mit einer Leckage im Dampferzeuger, so daß Wasser in den Primärkreis eintritt. Ein Teil des Wassers wird anschließend in den Kern transportiert und dort gespeichert. Das aktive Reaktorschutzsystem begrenzt den Einbruch größerer Wassermengen durch Abschalten der Speisewasserpumpen und das Absperren und Entleeren des Dampferzeugers. Der Transport von Wasser wird durch das Abschalten des Gebläses begrenzt.

Repräsentative Störfallanalysen im hypothetischen Bereich dienen dazu, das Störfallausmaß nach oben hin abzuschätzen. Bei konservativer Betrachtung muß unterstellt werden, daß die aktiven Schutzeinrichtungen ausfallen. Ebenfalls von Bedeutung ist Frage, wie sich wichtige Komponenten, wie die Speisewasserpumpen, die Sicherheitsventile und Berstscheiben oder das Gebläse unter den geänderten Betriebsbedingungen verhalten. Die maximal mögliche Wassermenge, die in den Primärkreis eindringen kann, hängt von der Größe des Speisewasserbehälters ab. Beim HTR-Modul faßt dieser ca. 90 t Wasser. Durch ausreichend große Volumina im

Dampferzeugerbehälter und im Boden des Reaktordruckbehälters ist eine Flutung des Kerns mit flüssigem Wasser ausgeschlossen.

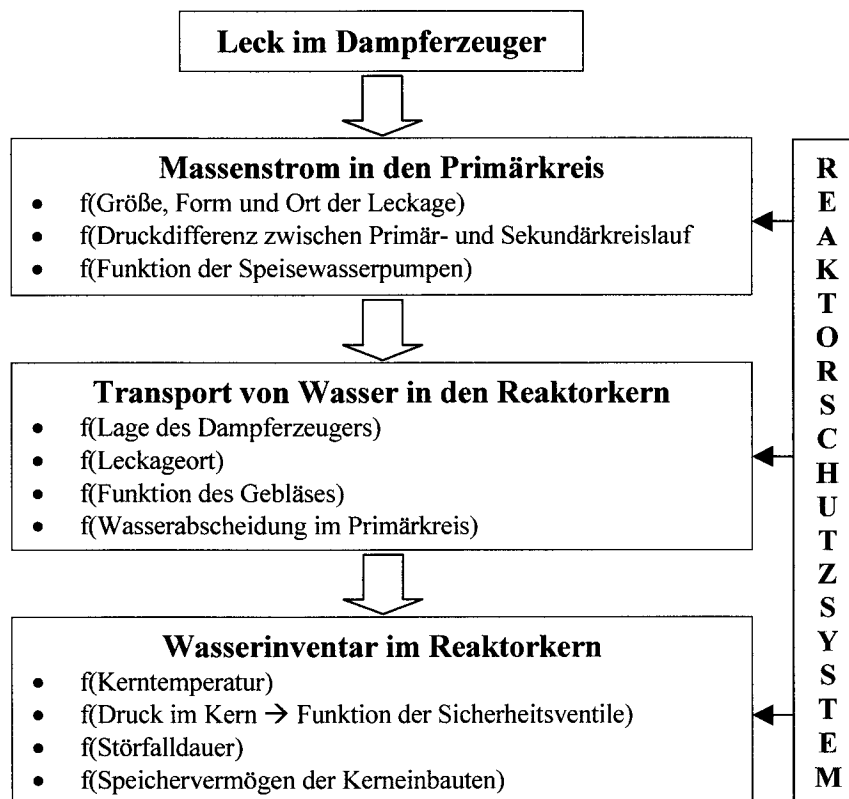


Bild 4.1 Grundsätzlicher Störfallablauf beim Wassereinbruch

4.1 Auslegungsstörfall

Für den HTR-Modul wurden die Auslegungsstörfälle in Anlehnung an die Leitlinien zur Beurteilung der Auslegung von Kernkraftwerken nach § 28 Abs. 3 der Strahlenschutzverordnung festgelegt und im Sicherheitsbericht /Siem88/ beschrieben. Beim Auslegungsstörfall wird die radiologische Belastung der Umgebung unter Annahme eines funktionierenden Reaktorschutzesystems betrachtet. Der Ausfall des Reaktorschutzesystems ist auslegungsbedingt so unwahrscheinlich, so daß man von einem hypothetischen Ereignis spricht. Hypothetische Szenarien sind nicht Gegenstand des Sicherheitsberichtes.

An dieser Stelle soll kurz auf den Auslegungsstörfall bezüglich des Wassereinbruchs in den HTR-Modul eingegangen werden, bevor in den späteren Abschnitten hypothetische Wassereinbruchstörfälle behandelt werden. Beim Auslegungsstörfall wird auf der Frischdampfseite ein 2F-Leck angenommen, d.h. es steht die 2-fache Querschnittsfläche eines Heizrohres für das Einstromen von Wasserdampf in den Primärkreis zur Verfügung. Das Leck wird in pessimistischer Weise am kalten Ende postuliert, wo Sattedampf mit der höchst möglichen Dichte bei 200 bar Druck vorliegt. Der maximale Sattedampfstrom von 20 kg/s strömt ca. 10 s lang in den Primärkreis ein, bis der Dampferzeuger schnellentleert wird. Zu diesem Zeitpunkt steht der Dampferzeuger noch unter einem Druck von ca. 200 bar. Im weiteren Verlauf nimmt der Druck im Dampferzeuger durch den ausströmenden Dampf rasch ab. Nach ca. 15 s herrscht Druckausgleich zwischen den beiden Kreisläufen, so daß sich im Dampferzeuger eine Restdampfmenge

von maximal 250 kg befindet. Wird unterstellt, daß dieser Dampf z.B. durch Diffusion ebenfalls in den Primärkreislauf gelangt, sind insgesamt 600 kg Wasserdampf in den Primärkreis eingeströmt. Nimmt man weiterhin an, daß sich 10 % des Dampfes im Reaktorkern befinden, erhöht sich die Reaktivität um ca. 0,3 %, was im Bereich der Regelschwankungen während des normalen Reaktorbetriebes liegt. Eine nennenswerte Temperaturerhöhung im Kern ist dadurch nicht möglich.

Nimmt man an, daß die Gasreinigungsanlage funktioniert, werden ca. 90 % des eingedrungenen Dampfes im Störfallkühler kondensieren. Damit stehen ca. 60 kg Dampf für die Wassergasreaktion zur Verfügung. Durch die niedrige Kerntemperatur wird die maximal mögliche Graphitmenge von 40 kg erst innerhalb von 4 Stunden umgesetzt, was einer Korrosionsrate von 0,3 % entspricht. Der Druck im Primärkreis steigt während des Störfalls nur wenig an, so daß kein Abgas über die Sicherheitsventile in das Reaktorgebäude gelangt.

Für den Fall, daß die Gasreinigungsanlage nicht in Betrieb genommen wurde, steht die gesamte Dampfmasse von 600 kg für die Wassergasreaktion zur Verfügung. Die maximale Korrosionsrate beträgt nun ca. 3 %, wodurch der Brennelementdurchmesser um 0,8 mm kleiner wird. Diese Durchmesseränderung ist vollkommen unkritisch zu bewerten, die Brennelemente können nach dem Störfall sogar weiter verwendet werden /KWU87/. Die mittlere Korrosionsrate liegt bei etwa 2 %. Durch den leichten Temperaturanstieg und die Korrosionsprodukte steigt der Druck im Primärkreis über die Ansprechschwelle der Sicherheitsventile von 72 bar. Das Sicherheitsventil bläst in diesem Fall einmalig wenige Kilogramm Abgas durch die Filteranlage und schließt bei einem Druck von ca. 69 bar wieder. Die Umweltbelastung ist auch bei defekter Gasreinigungsanlage zu vernachlässigen. Die Wahrscheinlichkeit für dieses Szenario wird in /KWU87/ mit $3 \cdot 10^{-6}/a$ angegeben.

4.2 Hypothetische Störfälle

Hypothetische Störfälle gehen über den Rahmen der Auslegungsstörfälle hinaus. Hierbei werden Annahmen getroffen, von denen im normalen Reaktorbetrieb nicht auszugehen ist, da die Eintrittswahrscheinlichkeit - den heutigen Wissensstand zugrunde gelegt - sehr gering ist. Für neuartige Anlagen oder Anlagenkomponenten ist es schwierig, eine Aussage darüber zu treffen, ob ein Schaden häufig oder weniger häufig eintritt. Deshalb ist man bemüht, auch bei Neukonzeptionen möglichst viele standardisierte Bauteile zu verwenden, für die ein großer Erfahrungsschatz vorliegt. Um die Sicherheit kerntechnischer Anlagen garantieren zu können, müssen auch Störfälle betrachtet werden, deren Eintrittswahrscheinlichkeit weit unterhalb der des Auslegungsstörfalls liegt.

Hypothetische Störfälle können dadurch gekennzeichnet sein, daß:

- Schäden an einzelnen Anlagenteilen auftreten können, die sehr unwahrscheinlich sind.
- Schäden an mehreren Anlagenteilen (gleichzeitig) auftreten.
- aktive Sicherheitseinrichtungen (gleichzeitig) defekt sind.
- das Betriebspersonal den Schaden nicht erkennt.
- das Betriebspersonal falsche Gegenmaßnahmen einleitet.

Nach /KWU87/ sind folgende Störfälle beim HTR-Modul als hypothetisch einzustufen, wobei die aufgeführten Punkte zwar äußerst unwahrscheinlich, aber nicht physikalisch widersinnig sind:

- langfristiges Versagen der Flächenkühler beim Ausfall der Hauptwärmesenke,
- Fehlausfahren aller Stäbe und Absorber,
- Versagen der Gebläseabschaltung,
- Versagen der dampfseitigen Schnellschlußventile nach einem Heizrohrbruch,
- Versagen der Dampferzeugerschnellentleerung nach einem Heizrohrbruch,
- gleichzeitiger Abriß mehrerer Dampferzeugerrohre,
- gleichzeitiger Abriß mehrerer Anschlußleitungen an der Druckbehältereinheit
- großer Lufteinbruch,
- langfristiges Versagen der Unterdruckhaltung bzw. der Filtration bei einem Druckentlastungsstörfall.

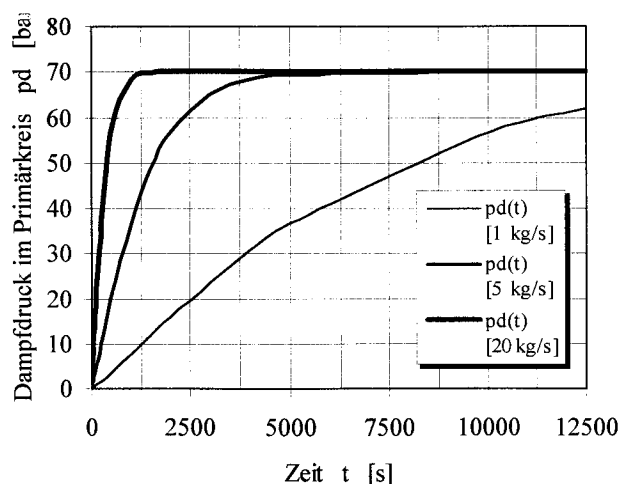
4.2.1 Dampfseitige Leckagen im Bereich des Überhitzers

Tritt während des Nennbetriebs ein Leck auf der Frischdampfseite auf, so strömt Wasserdampf von 200 bar in den unter 60 bar Druck stehenden Primärkreis ein. Für den Störfallablauf sollen folgende hypothetische Annahmen getroffen werden.

- Es entsteht ein Leck mit mehreren cm^2 Querschnitt am Austritt des Überhitzers,
- Das Reaktorschutzsystem versagt vollständig.
- Der Operateur erkennt den Störfall nicht, so daß der Störfallkühler der Gasreinigungsanlage nicht funktioniert.
- Der Druck auf der Sekundärseite beträgt konstant 200 bar.
- Es wird angenommen, daß der Maximaldruck im Primärkreislauf 70 bar beträgt, was in etwa dem Ansprechdruck der Sicherheitsventile entspricht.

Der Dampfmassenstrom beträgt nach /Wolt85/ zu Beginn des Störfalls für das 1F-Leck am Austritt des Überhitzers ca. 3,5 kg/s, mit Hilfe von Gl. 4-1 ergibt sich mit 4 kg/s ein ähnlicher Wert. Im folgenden werden drei verschiedene Dampfmassenströme unterstellt:

Kleines Leck:	$m_w = 1 \text{ kg/s}$
Mittleres Leck:	$m_w = 5 \text{ kg/s}$
Großes Leck:	$m_w = 20 \text{ kg/s}$



In /Sche94/ ist die zeitliche Änderung des Wasserdampfpartialdrucks im Primärkreislauf bzw. im Reaktorkern für verschiedene Dampfmassenströme angegeben. Die in /Sche94/ gezeigten Ergebnisse beziehen sich auf Massenströme von 5 kg/s bzw. 50 kg/s. Ausgehend von den Ergebnissen in /Sche94/ wurde der Druckaufbau im Primärkreis für die oben angegebenen Dampfmassenströme (s. Bild 4.2) berechnet. Eine Näherungsgleichung für den Verlauf des Wasserdampfpartialdrucks ist in Gl. 4-3 angegeben.

Bild 4.2 Wasserdampfpartialdruck im Primärkreis des HTR-Modul

$$p_d(t) \approx p_{\max} \cdot [1 - \exp(-4,17 \cdot 10^{-5} \cdot (\dot{m}_w \cdot t)^{1,15})] \quad \text{Gl. 4-3}$$

Ausgehend von den Wasserdampfpartialdrücken kann der zeitliche Verlauf der mittleren Gastemperatur im Reaktorkern berechnet werden. Dazu wird angenommen, daß die Zustandsgrößen im Kern nicht vom Ort abhängen und die Temperaturdifferenz zwischen Gas und Kern in etwa konstant bleibt, d.h. $\Delta T = \Delta T_{Kern}$. Die mittlere Gastemperatur ergibt sich dadurch, daß die durch den Dampf zugeführte Reaktivität $\Delta \rho$ über den Temperaturkoeffizienten kompensiert wird. Die verwendeten Berechnungsgleichungen sind im einzelnen:

a) Reaktivität in Abhängigkeit der Dampfmasse im Kern (Näherung nach Bild 3.1):

$$\Delta \rho \approx -2,2 \cdot 10^{-8} \cdot m_w^2 + 5,5 \cdot 10^{-5} \cdot m_w \quad \text{gültig für } 0 < m_w < 2000 \text{ kg} \quad \text{Gl. 4-4}$$

b) Dampfmasse im Kern nach dem idealen Gasgesetz:

$$m_w = \frac{p_d(t) \cdot V_{Kern}}{R_d \cdot (T_{mNenn} + \Delta T)} \quad \text{Gl. 4-5}$$

c) Der Temperaturkoeffizient nach /KWU87/:

$$\Gamma_{total}(T_{Kern} = 600^\circ\text{C}) \approx -5 \cdot 10^{-5} = \frac{\Delta \rho}{\Delta T_{Kern}} = \frac{\Delta \rho}{\Delta T} \quad (\text{Maximalwert}) \quad \text{Gl. 4-6}$$

Für $t = 0$ gelten die Randbedingungen: $\Delta \rho = 0$, $T_{mKern} = 475^\circ\text{C}$, $V_k = 26 \text{ m}^3$, $p_d = 0 \text{ bar}$

Der Temperaturkoeffizient sinkt nach /KWU87/ mit steigender Kerntemperatur durch die verstärkte Wirkung der Resonanzabsorption im U^{238} . Im Gegensatz dazu steigt der Temperaturkoeffizient durch das weichere Neutronenspektrum bei Anwesenheit von Wasserdampf im Kern. In Hinblick darauf, daß die in /KWU87/ angegebenen Temperaturkoeffizienten die Veränderung des Neutronenspektrums durch Wasserdampf im Kern nicht beinhalten, wird zur Vereinfachung des Rechenganges ein konstanter Temperaturkoeffizient (s. Gl. 4-6) verwendet.

Durch numerisches Lösen des Gleichungssystems (Gl. 4-3 bis Gl. 4-6) erhält man die zeitlichen Temperaturverläufe in Abhängigkeit von Dampfmassenstrom. Man erkennt, daß sich für große Zeiten im stationären Fall eine mittlere Gastemperatur - unabhängig vom Dampfmassestrom - von knapp über 800°C einstellt. Der gleiche Wert ist aus /Sche94/ für Dampfmasseströme von 5 kg/s und 50 kg/s zu entnehmen.

Ebenso gut stimmt der zeitliche Verlauf der mittleren Gastemperatur für $m_w = 5 \text{ kg/s}$ mit den Werten aus /Sche94/ überein. Daß dieses einfache Modell die in /Sche94/ dargestellten Ergebnisse so gut wiedergibt, liegt daran, daß die neutronischen Vorgänge viel schneller ablaufen, als z.B. die Druck- oder Temperaturänderungen im Kern. Dies führt dazu, daß die Temperatur im Kern einzig von der Wassermasse und deren Verteilung im Kern abhängt. Das in /Sche94/ verwendete Computerprogramm *TINTE* unterstellt ebenfalls eine homogene Dampfverteilung im Reaktorkern.

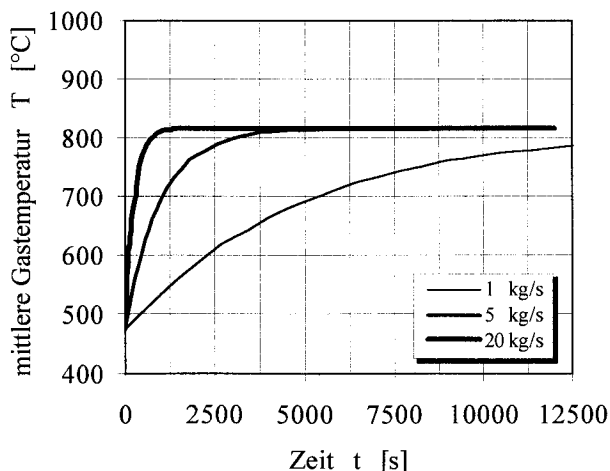


Bild 4.3 Verlauf der mittleren Gastemperatur im Kern des HTR-Modul

Für den Fall des kleinen Lecks ist nach ca. 4 h der gesamte Kern mit Wasserdampf gefüllt, während die Dauer beim mittleren bzw. großen Leck nur 1 h bzw. 15 min beträgt. Beim kleinen Leck bleibt folglich noch genug Zeit um störfallmindernde Maßnahmen einzuleiten. Große Leckagen führen schnell zu höheren Temperaturen, wobei die mittlere Kerntemperatur nach /Sche94/ im stationären Betrieb in reiner Dampfatmosfera bei ca. 950 °C liegt. Die Stabilität des Reaktors ist auch unter den extrem hypothetischen Annahmen gewährleistet. Positive rückgekoppelte Transienten sind durch den begrenzten Druck bzw. die begrenzte Dampfmasse im Primärkreis ausgeschlossen. In der Kernzone befinden sich für den stationären Fall maximal 400 kg Dampf. Dies ist deutlich weniger als die Hälfte der Wassermenge, die notwendig wäre, um das Reaktivitätsmaximum von 3,3 % zu erreichen. In Bild 4.4 und Bild 4.5 wird gezeigt, wie die stationäre Gastemperatur vom Temperaturkoeffizienten und vom Dampfdruck im Kern abhängt.

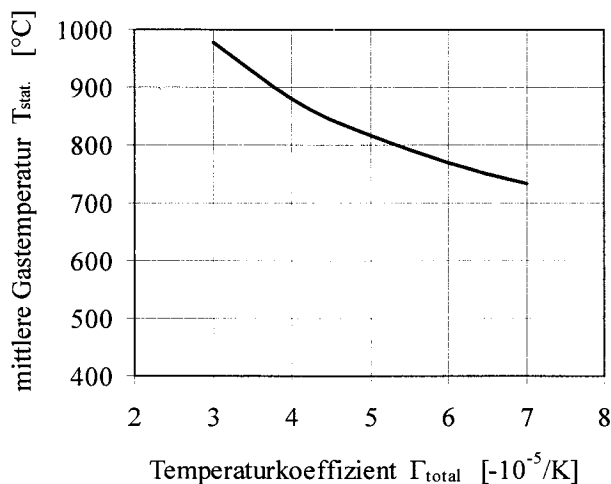
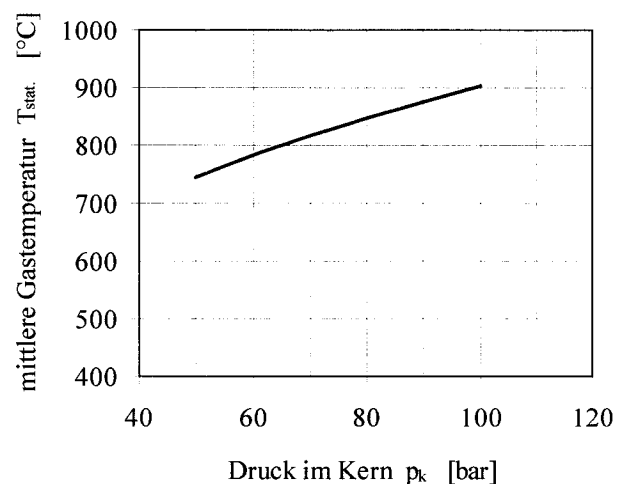
Bild 4.4 Gastemperatur als Funktion von Γ 

Bild 4.5 Gastemperatur bei geändertem Gesamtdruck

Ein um 20 % höherer Temperaturkoeffizient führt nach Bild 4.4 zu einer Steigerung der mittleren Gastemperatur um ca. 70 K. Bild 4.5 zeigt welche Auswirkungen ein höherer Gesamtdruck auf den Wassereinbruchstörfall hat. Für einen Druck von 100 bar stellt sich demnach eine Gastemperatur von etwa 900 °C ein, was umgerechnet einer Dampfmasse im Kern von knapp 500 kg entspricht. Damit sich im Kern 1000 kg Dampf befinden, müßte der Dampfdruck etwa 160 bar betragen, wodurch sich eine mittlere Temperatur von ca. 1025 °C einstellt. Dieses Szenario ist jedoch völlig unrealistisch, da - unterstellt man ein Versagen der Berstscheiben und der Sicherheitsventile - der Reaktordruckbehälter diesem hohen Druck nicht standhalten wird /Sche94/.

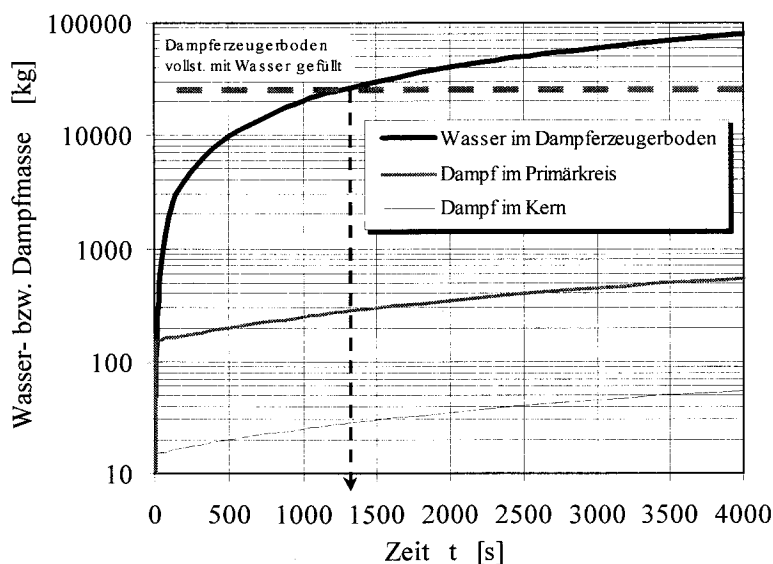
Bezüglich der Graphitkorrosion hat sich gezeigt, daß bei großen Leckagen auf der Frischdampfseite die Sicherheitsventile sehr schnell ansprechen, so daß für den Graphitumsatz nur wenig Zeit zur Verfügung steht. Im Gegensatz dazu öffnet das Sicherheitsventil bei kleinen Leckagen seltener, wodurch sich der eingetretene Dampf viel länger im Primärkreis befindet. Nach /Sche89/ ist bei einer Einbruchrate von 100 kg/s Dampf in einen HTR-500 Reaktor das Ende des Störfalls innerhalb von einer Stunde erreicht. Innerhalb dieser Zeit werden lediglich 1,5 % des Graphits umgesetzt. Bei einer Einbruchrate von 10 kg/s Dampf werden ca. 12 % des Graphits innerhalb von 12 Stunden umgesetzt. Für einen Dampfmassenstrom von 1 kg/s dauert der Störfall schon 120 Stunden, wobei immerhin 40 % des Coregraphits umgesetzt werden. Ein ähnliches Verhalten ist auch beim HTR-Modul zu erwarten, wobei durch das Volumen des Speisewasserbehälters von etwa 100 m³ maximal 80 % des Graphits umgesetzt werden können. Die Graphitkorrosion verläuft beim HTR-Modul noch langsamer als beim Wassereinbruch in

den HTR-500. Ein Umsatz von 1 % des Coregraphits ist nach /Sche94/ erst nach vielen Stunden zu erwarten. Größere Mengen an Graphit können nur bei kleinen Leckagen korrodiert werden. Allerdings muß die Verteilung der Korrosion innerhalb des Kerns noch detailliert untersucht werden. Zu beachten ist, daß bei einem Umsatz von 20 % des Graphits die Moderation im Kern merklich schlechter wird, wodurch die Reaktivität und damit auch die Temperatur abnehmen. Die endotherme Wassergasreaktion führt zu einer Abkühlung der Brennelemente.

Es besteht für die Zukunft die Möglichkeit, die Brennelemente mit einer keramischen Schicht zu versehen, womit die Graphitkorrosion völlig auszuschließen wäre.

4.2.2 Speisewasserseitige Leckagen im Bereich des Vorwärmers

Auch für die hier angestellten Überlegungen bezüglich des Wassereinbruchs auf der Speisewasserseite des HTR-Modul wird ein Versagen des Reaktorschutzsystems unterstellt. Bei einem Leck im Bereich des Vorwärmers tritt zunächst flüssiges Wasser in den Primärkreis ein. Der in den Primärkreis einströmende Massenstrom ist wegen der höheren Dichte des flüssigen Wassers bei gleicher Leckgröße ca. fünf mal größer als bei dampfseitigen Leckagen. Für das 1F-Leck beträgt der Massenstrom an flüssigem Wasser ca. 20 kg/s, wovon nur ein kleiner Teil direkt in die Dampfphase übergeht. Der Anteil der Wärmekapazität im Dampferzeugerboden des HTR-Modul, dessen Temperatur oberhalb des Siedepunktes des Wassers liegt, reicht gerade aus, um ca. 100 kg Wasser zu verdampfen /Wolt85/. Das Wasser wird sich deshalb vorwiegend im Boden des Dampferzeugers sammeln, wovon nur ein kleiner Teil auf der Oberfläche des Wasserspiegels verdampft. Der Dampfmassenstrom zu Beginn des Störfalls wird in /KWU87/ und /Wolt85/ mit $m_d < 0,1$ kg/s angegeben. Da sich der Primärkreis zunehmend mit Wasserdampf anreichert, nimmt dieser Wert mit fortschreitender Dauer noch weiter ab. Bild 4.6 zeigt



den zeitlichen Verlauf des Dampfinventars im Primärkreis und der im Boden des Dampferzeugers vorhandenen Wassermasse. Die Dampfmasse im Kern ist ebenfalls dargestellt. Bild 4.6 ist zu entnehmen, daß bereits nach etwa 20 min der 26 m³ fassende Boden des Dampferzeugers mit flüssigem Wasser gefüllt ist. Von diesem Zeitpunkt an ist der Primärkreislauf durch das Wasser unterbrochen, so daß das Gebläse keinen Dampf mehr in Richtung des Reaktorkerns fördert. Ein Steigen des Dampfgehaltes im Kern ist nur noch über die langsam ablaufende Diffusion möglich.

Bild 4.6 Verteilung von Wasser und Dampf im Primärkreis (1F-Leck)

Zu diesem Zeitpunkt befinden sich weniger als 200 kg Dampf im Primärkreis, so daß der Ansprechdruck des Sicherheitsventils bis zu diesem Zeitpunkt noch nicht erreicht ist. Im Kern befinden sich bis dahin lediglich 30 kg Dampf, der keinen nennenswerten Reaktivitätshub verursacht. Da die vom Reaktor produzierte Wärmeleistung nun nicht mehr abgeführt werden kann,

steigt die Temperatur rasch an und der Reaktor wird durch den stark negativen Temperaturkoeffizienten unterkritisch. Die Kettenreaktion kommt innerhalb weniger Minuten zum Stillstand. Damit geht der Wassereinbruchsstörfall in den Störfall "Ausfall der Hauptwärmesenke" über. Der Ausfall der Hauptwärmesenke ist für den HTR-Modul schon mehrfach untersucht worden /Sche94/, /Kuge89/, wobei in den Brennelementen keine unzulässigen Temperaturen ($T = 1600\text{ °C}$) auftreten.

Anhand der oben angestellten Überlegungen wird klar, daß man für größere Leckagen, wie z.B. den Abriß mehrerer Heizrohre oder des kompletten Sammlers, zu keinem wesentlich anderen Ergebnis kommt. Durch den hohen Druckabfall im Dampferzeuger wird der Leckmassenstrom zeitabhängig sein. Die Dauer, bis der Boden des Dampferzeugers mit Wasser gefüllt ist, wird kürzer, d.h. das Störfallende ist eher erreicht.

4.3 Problematik bei kleinen Leckagen

Grundlegend anders könnte der Störfall bei einer kleinen Leckage im Bereich des Speisewasservorwärmers ablaufen, da der Flüssigkeitsstrahltrahl am Austritt der Leckage in kleine Tropfen zerfallen kann. Je nach Feinheit bzw. Oberfläche des in den Dampferzeuger eingespritzten Sprays wird die gesamte Wassermenge direkt im Primärgasstrom verdampfen, ohne daß nennenswerte Flüssigkeitsmengen im Boden des Dampferzeugers abgeschieden werden. Mit zunehmendem Dampfanteil im Primärkreis nimmt die Verdampfungsgeschwindigkeit ab, und es besteht die Möglichkeit, daß die vom Gasstrom mitgerissenen Tropfen in den Kern transportiert werden. Das Wasser kann im Kern demzufolge sowohl dampfförmig als auch flüssig vorliegen. Für eine reine Wasserdampfatmosfera konnte gezeigt werden, daß sich im Kern maximal 500 kg Wasser befinden können und das Reaktivitätsmaximum bei ca. 1000 kg Wasser im Kern deutlich unterschritten wird. Ob bei kleinen Leckagen nun die Möglichkeit besteht, daß weitere 500 kg als flüssiges Wasser in den Kern gelangen können, soll im weiteren Verlauf der Arbeit geklärt werden.

Die Betrachtungen zu den hypothetischen Wassereinbruchsstörfällen basierten bisher alle auf der Annahme, daß das Reaktorschutzsystem vollständig versagt. Dies setzt den Ausfall sämtlicher Überwachungseinrichtungen voraus, die bei Über- bzw. Unterschreitung der Ansprech-

Auslöser	Ansprechgrenze
Feuchte im Kaltgas	$\Psi = 700\text{ vpm}$
Druckabfall im Dampferzeuger	$\Delta p / \Delta t > 8\text{ bar/min}$
Zu niedrige Kaltgastemperatur	$T_{KG} < 240\text{ °C}$
Durchsatzverhältnis	$0,75 > m_{PK} / m_{SK} > 1,3$

grenze die notwendigen Schutzaktionen einleiten. Es erscheint jedoch unwahrscheinlich, daß die vier in Tab. 4.2 aufgeführten Auslöser, welche unabhängig voneinander arbeiten, gleichzeitig versagen.

Tab. 4.2 Auslöser und Ansprechgrenzen des RSS

Bei einer kleinen Leckage ergibt nun sich das Problem, daß die Ansprechgrenzen für drei der vier genannten Auslöser nicht erreicht werden. Die Speisewasserpumpen werden nahezu den gleichen Massenstrom fördern wie im Nennbetrieb, so daß das Durchsatzverhältnis von Primär- zu Sekundärkreislauf unverändert bleibt. Ebenso wird der Druck im Dampferzeuger, im Gegensatz zum großen Leck, kaum absinken. Auch die Kaltgastemperatur wird sich zunächst nicht ändern. Damit ein Leckmassenstrom von 1 kg/s im Primärkreis vollständig verdampft, kühlt sich das Primärgas im Nennbetrieb um weniger als 5 K ab.

Einzig die Feuchte im Primärkreislauf wird innerhalb weniger Sekunden die Ansprechgrenze von 700 vpm erreichen, wobei sich zu diesem Zeitpunkt eine Dampfmasse von 7 kg im Primärkreis befindet. Die Funktionsweise der Feuchtedetektion ist im Sicherheitsbericht /Sich88/ beschrieben, und wird hier kurz zusammengefaßt. Die Feuchte im Primärkreislauf wird mit einem Hygrometer gemessen, wobei der Feuchtefühler die hygroskopischen Eigenschaften einer Aluminiumoxidschicht, die als Dielektrikum eines elektrischen Schwingkreises dient, ausnutzt. Die Resonanzfrequenz des Schwingkreises ist ein Maß für die Feuchtigkeit im Primärgas. Der Feuchtefühler ist in eine Meßleitung von 1 cm Durchmesser integriert, in der sich aufgrund der Druckdifferenz im Gebläse ein Volumenstrom von ca. $1 \text{ m}^3/\text{h}$ einstellt. Um auch bei stehendem Gebläse die Feuchte messen zu können ist eine zuschaltbare Membranpumpe vorgesehen. Da die Feuchtemessung nur bis zu einer Temperatur von $80 \text{ }^\circ\text{C}$ zuverlässig funktioniert, wird das $250 \text{ }^\circ\text{C}$ heiße Kaltgas in einem Meßgaskühler auf ca. $50 \text{ }^\circ\text{C}$ abgekühlt. Durch den recht komplizierten Aufbau der Feuchtemessung ergibt sich eine Reihe von Fehlerquellen, die zu einer erhöhten Ausfallwahrscheinlichkeit der Feuchtedetektion führen. Berücksichtigt man in diesem Zusammenhang noch die Tatsache, daß nach /Kfa80/ mit einer kleinen Leckage im Dampferzeuger alle fünf Jahre zu rechnen ist, ist zweifelhaft, ob das betrachtete Szenario als hypothetisch einzustufen ist.

4.4 Tropfenbildung bei kleinen Leckagen

Verschiedene Autoren haben sich intensiv mit dem Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen befaßt. Es gibt zahlreiche Untersuchungen zur Tropfenbildung in Düsen, mit deren Hilfe Aussagen dazu getroffen werden können, ob ein Flüssigkeitsstrahl überhaupt zerfällt und in welcher Größenordnung die entstandenen Tropfen liegen. Die Erkenntnisse sind äußerst wichtig für die Optimierung von Einspritzdüsen in Verbrennungsmotoren und zahlreiche Anwendungen in der Industrie, wie z.B. Sprühtrockner, Luftbefeuchter oder Reinigungsapparate.

Durch die große Druckdifferenz von ca. 140 bar zwischen Sekundär- und Primärkreislauf des HTR-Modul strömt das Wasser mit hoher Geschwindigkeit in den Bodenbereich des Dampferzeugers ein. Dadurch besteht die Möglichkeit, daß der eingespritzte Wasserstrahl in kleine Tropfen zerfällt. Sowohl der Wassermassenstrom als auch die Tropfenbildung hängen von der Größe und Form der Leckage ab. Im allgemeinen gilt, daß mit der Leckgröße der Wassermassenstrom und die entstandenen Tropfendurchmesser zunehmen.

Da bezüglich der Leckgeometrie und -größe keine Aussage möglich ist, werden Annahmen getroffen, mit denen das Tropfenspektrum konservativ, d.h. zu kleinen Tropfendurchmessern hin, abgeschätzt wird. Es wird angenommen, daß das Leck die Form einer einfachen Druckdüse besitzt. Für die Berechnung möglicher Tropfenspektren werden verschiedene Durchmesser der Düsenbohrung betrachtet.

4.4.1 Strahlzerfall und Wirkungsgrad der Zerstäubung

Nach Ohnesorge /Walz82/ kann der Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls aus einer Düse in vier Zerfallsmechanismen eingeteilt werden.

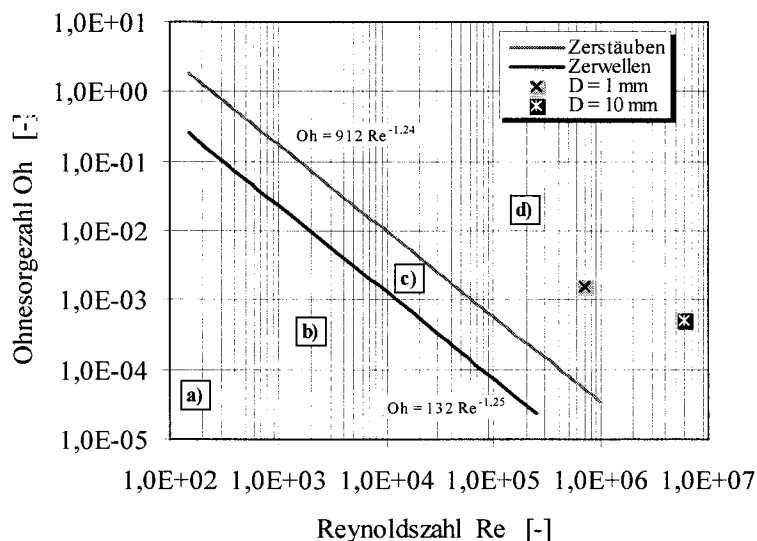
- a) Langsames Ablösen einzelner Tropfen an der Düse ohne Strahlbildung (Abtropfen).
- b) Zerfall eines zylindrischen Strahls durch rotationssymmetrisches Einschnüren (Zertropfen).

- c) Auflösen des Strahls durch wellenförmige Bewegung des Flüssigkeitsstrahls (Zerwellen).
- d) Auflösen des Flüssigkeitsstrahls in kleine Tropfen unmittelbar hinter dem Düsenaustritt (Zerstäuben).

Mit zunehmender Geschwindigkeit v des Flüssigkeitsstrahls werden alle vier genannten Zerfallsmechanismen durchlaufen. Hierbei sind die Stoffwerte der Flüssigkeit wie die Dichte ρ_l , die Viskosität η_l und insbesondere die Oberflächenspannung σ_l für den Strahlzerfall von Bedeutung. Die wesentlichen Kennzahlen für den Strahlzerfall sind die Weberzahl und die Reynoldszahl, wobei mit D der Durchmesser der Düsenbohrung gemeint ist. Bild 4.7 zeigt die vier Zerfallsmechanismen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl und der Ohnesorgezahl.

$$We = \frac{\rho_l \cdot v_l^2 \cdot D}{\sigma_l}; \quad Re = \frac{\rho_l \cdot v_l \cdot D}{\mu_l}; \quad OH = \frac{\sqrt{We}}{Re} \quad \text{Gl. 4-7}$$

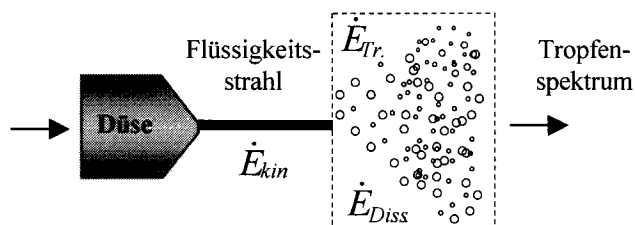
Beim Abtropfen bildet sich infolge einer zu geringen Austrittsgeschwindigkeit kein Strahl, und einzelne Tropfen von mehreren Millimetern Durchmesser fallen aufgrund der Erdschwere nach unten. Ab einer bestimmten Austrittsgeschwindigkeit bildet sich ein Flüssigkeitsstrahl, der eine nahezu konstante Länge besitzt. Steigert man die Austrittsgeschwindigkeit weiter, so wächst die



Länge des Strahls bis zu einem Maximum etwa proportional mit der Austrittsgeschwindigkeit, wobei der Strahl am Ende in einzelne Tropfen zerfällt (Zertropfen). Ab dieser Austrittsgeschwindigkeit nimmt die Länge des Strahls wieder ab, und der Strahl zerfällt durch wellenförmige Schwingungen in Tropfen (Zerwellen). Bei noch höherer Austrittsgeschwindigkeit wird die Länge des Strahls immer kürzer, bis er unmittelbar hinter dem Düsenaustritt in kleine Tropfen zerfällt (Zerstäuben).

Bild 4.7 Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen in einem Gasraum

In Bild 4.7 sind ebenfalls die Punkte für den Zerfall des Wasserstrahls bei einer speisewasserseitigen Leckage für die Leckdurchmesser $D = 1 \text{ mm}$ und $D = 10 \text{ mm}$ dargestellt. In beiden Fällen wird der Wasserstrahl unmittelbar nach Eintritt in den Dampferzeugerboden zerstäubt. Der mittlere Tropfendurchmesser des Sprays, das beim Zerfall



des in einen Gasraum eingespritzten Flüssigkeitsstrahls (s. Bild 4.8) entsteht, wird mit zunehmender Geschwindigkeit der Flüssigkeit kleiner. Die für die Tropfenbildung erforderliche Energie stammt aus der kinetischen Energie des Flüssigkeitsstrahls.

Bild 4.8 Tropfenbildung durch Strahlzerfall

Die Energie des Flüssigkeitsstrahls setzt sich zusammen aus der kinetischen Energie durch die mit der Geschwindigkeit v_l austretende Flüssigkeit und dem Drall des Flüssigkeitsstrahls. Der Drall ist besonders bei Düsen mit speziellen Drallkörpereinsätzen von Bedeutung. Aus der Energieerhaltung folgt unter Vernachlässigung des Dralls und der Annahme, daß alle Tropfen des Sprays die gleiche Geschwindigkeit und den gleichen Durchmesser besitzen, die für die Zerstäubung eines Flüssigkeitsstroms erforderliche Leistung:

$$\dot{E}_{kin} = \frac{1}{2} \cdot \dot{m} \cdot v_l^2 = \frac{1}{2} \cdot \rho_l \cdot A_{Düse} \cdot v_l^3 = \dot{E}_{Tr.} \quad \text{Gl. 4-8}$$

$$\dot{E}_{Tr.} = \dot{N}_{Tr.} \cdot \left[E(\Delta A_{Tr.}) + V_{Tr.} \cdot \Delta p_{Tr.} + \frac{1}{2} \cdot m_{Tr.} \cdot v_{Tr.}^2 \right] + \dot{E}_{Diss.} \quad \text{Gl. 4-9}$$

Die Energie für die Tropfenbildung setzt sich aus vier Anteilen zusammen (s. Gl. 4-9):

- 1) die gespeicherte Energie durch die Vergrößerung der Oberfläche,
- 2) die gespeicherte Energie infolge des höheren Innendrucks in den Tropfen,
- 3) die kinetische Energie der Tropfen,
- 4) die Reibungsverluste innerhalb der Flüssigkeit und zwischen Flüssigkeit und Gas

Die kinetische Energie der Tropfen trägt unter Umständen ebenfalls zur Tropfenbildung bei, da bei hoher Tropfengeschwindigkeit größere Tropfen infolge des Strömungswiderstandes in der Gasatmosphäre zerplatzen. Der größte Anteil der kinetischen Energie der Tropfen wird aber dissipiert, also in Wärme umgewandelt. Es soll deshalb angenommen werden, daß die kinetische Energie weit hinter der Düse zu vernachlässigen ist.

$$\dot{E}_{Tr.} = \dot{N}_{Tr.} \cdot \left[\sigma_l \cdot \pi \cdot d_{Tr.}^2 + \frac{\pi}{6} \cdot d_{Tr.}^3 \cdot \frac{4 \cdot \sigma_l}{d_{Tr.}} \right] + \dot{E}_{Diss.} \quad \text{Gl. 4-10}$$

Der Zerstäubungswirkungsgrad des Strahls η_z ergibt sich, wenn man Gl. 4-10 auf die kinetische Energie des Strahls bezieht.

$$\eta_{zs} = \frac{\dot{E}_{Tr.} - \dot{E}_{Diss.}}{\dot{E}_{kin.}} = \frac{2 \cdot \dot{N}_{Tr.}}{\dot{m} \cdot v_l^2} \cdot \left[\frac{5}{3} \cdot \sigma_l \cdot \pi \cdot d_{Tr.}^2 \right] = 20 \cdot \frac{\sigma_l}{\rho_l \cdot v_l^2 \cdot d_{Tr.}} = \frac{20}{We_{Tr.}} \quad \text{Gl. 4-11}$$

Die Weberzahl in Gl. 4-11 ist auf den Tropfendurchmesser bezogen und bildet das Verhältnis des Innendrucks zur Trägheitskraft des Tropfens.

Den Zerstäubungswirkungsgrad der Düse η_{zD} erhält man, wenn man Gl. 4-10 auf den Energieverlust in der Düse bezieht.

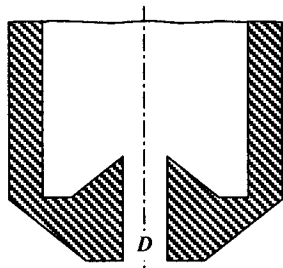
$$\eta_{zD} = \frac{\dot{E}_{Tr.} - \dot{E}_{Diss.}}{\Delta p \cdot \frac{\dot{m}}{\rho_l}} = \frac{\dot{N}_{Tr.} \cdot \rho_l}{\Delta p \cdot \dot{m}} \cdot \left[\frac{5}{3} \cdot \sigma_l \cdot \pi \cdot d_{Tr.}^2 \right] = 10 \cdot \frac{\sigma_l}{\Delta p \cdot d_{Tr.}} \quad \text{Gl. 4-12}$$

Bei polydispersen Tropfenverteilungen, wie sie in realen Düsen erzeugt werden, ist der Tropfendurchmesser durch den Sauterdurchmesser zu ersetzen. Der Sauterdurchmesser ist der Durchmesser einer monodispersen Verteilung, die das gleiche Volumen und die gleiche Oberfläche besitzt, wie die polydisperse Verteilung. Der Zerstäubungswirkungsgrad hängt stark von der verwendeten Düse ab. Düsen mit eingebauten Drallkörpern erzeugen bei gleichem Energieaufwand feinere Tropfen als einfache Runddüsen. Der Zerstäubungswirkungsgrad liegt für Düsen mit eingebauten Drallkörpern zwischen 1 – 6 %, einfache Runddüsen besitzen Wirkungsgrade im Promillebereich.

4.4.2 Tropfenbildung in einfachen Druckdüsen

Zur Abschätzung möglicher Tropfenspektren, die bei speisewasserseitigen Leckagen im Bodenbereich des Dampferzeugers entstehen können, wird angenommen, daß die Leckgeometrie der einer einfachen Druckdüse ohne Drallkörper (s. Bild 4.9) entspricht. Die Tropfenbildung in einer Druckdüse hängt im wesentlichen ab von der:

- Druckdifferenz bzw. Ausströmgeschwindigkeit des Wassers aus dem Leck,
- Leckgeometrie und -größe,
- Viskosität, Oberflächenspannung und Dichte des Wassers,
- Viskosität, Dichte und Geschwindigkeit des Primärgases quer zum Flüssigkeitsstrahl.



Untersucht wird die Tropfenbildung für drei verschiedene Durchmesser am Düsenaustritt der in Bild 4.9 dargestellten Druckdüse:

Kleines Leck:	$D = 1 \text{ mm}$
Mittleres Leck:	$D = 10 \text{ mm}$
Großes Leck:	$D = 30 \text{ mm}$

Bild 4.9 Einfache Druckdüse /Walz90/

Druckdifferenz	Δp	[bar]	140	Dichte des Heliums	ρ_{HE}	[kg/m ³]	5,4
Wasserdichte	ρ_L	[kg/m ³]	750	Dichte des Wasserdampfs	ρ_D	[kg/m ³]	33
Oberflächenspannung	σ_L	[N/m]	0,02	Viskosität des Heliums	μ_{HE}	[Pa·s]	$31 \cdot 10^{-6}$
Viskosität des Wassers	μ_L	[Pa·s]	$1,4 \cdot 10^{-4}$	Viskosität des Wasserdampfs	μ_D	[Pa·s]	$18 \cdot 10^{-6}$

Tab. 4.3 Randbedingungen und Stoffdaten beim Strahlzerfall in Druckdüsen

In Tab. 4.3 sind mögliche Randbedingungen und Stoffdaten, die während des Einspritzvorganges vorliegen zusammengefaßt. Zu Beginn des Störfalls wird das Wasser in eine reine Heliumatmosphäre eingespritzt, welche im weiten Verlauf zunehmend durch Wasserdampf ersetzt wird. Es wird angenommen, daß bei kleinen Leckagen immer die gleiche Druckdifferenz zwischen Primär- und Sekundärkreislauf herrscht. Die Stoffwerte sollen während des Einspritzvorganges konstant bleiben. Aus Bild 4.7 ist zu entnehmen, daß der Flüssigkeitsstrahl für die Leckdurchmesser von 1mm bzw. 10 mm unter den vorliegenden Randbedingungen unmittelbar hinter der Düse zerstäubt wird. Der Tropfendurchmesser $d_{63,2}$ des Tropfenspektrums am Düsenaustritt kann nach /Walz90/ näherungsweise mit folgender Gleichung bestimmt werden.

$$d_{63,2} = 20 \cdot D \cdot \frac{1}{\sqrt{We}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho}} \cdot [1 + 3.3 \cdot Oh] \quad \text{mit} \quad We = \frac{v_l^2 \cdot D \cdot \rho_l}{\sigma_l}; \quad Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma_l \cdot \rho_l \cdot D}} \quad \text{Gl. 4-13}$$

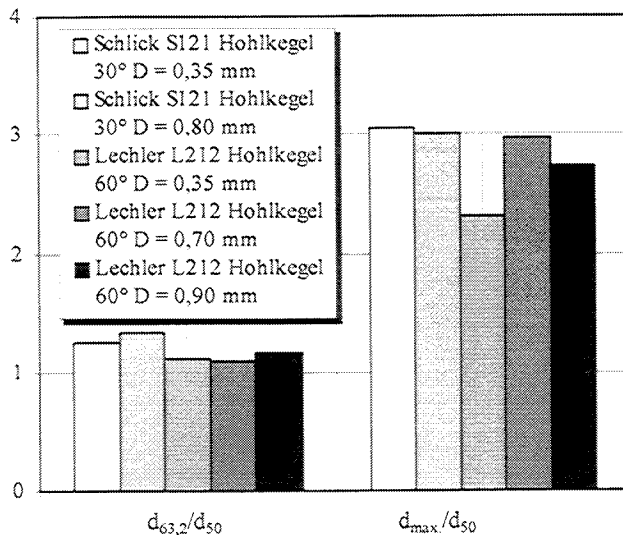
Der Durchmesser $d_{63,2}$ ist definiert als der Tropfendurchmesser, unterhalb dem 63,2 % des erzeugten Sprayvolumens liegen. Ist die Wasserdichte konstant sind 63,2 % der eingespritzten Tropfen kleiner als $d_{63,2}$.

Das Tropfenspektrum am Düsenaustritt wird in /Walz90/ mit einer RR-Verteilung mit der Verteilungsbreite q approximiert. Für die Volumen- bzw. Massenverteilung des Sprays gilt:

$$Q_3(d) = 1 - \exp\left(-\frac{d}{d_{63,2}}\right)^q \quad \text{mit } q \approx 3,5 \quad \text{Gl. 4-14}$$

Die Verteilungsbreite q wurde so bestimmt, daß folgende, für Druckdüsen typische, Durchmesser verhältnisse vorliegen:

$$\begin{aligned} d_{63,2}/d_{50} &= 1,3 \dots 1,5 \\ d_{\max}/d_{50} &= 2,5 \dots 3,5 \end{aligned}$$



Daß die in /Walz90/ angegebenen Verhältnisse von $d_{63,2}/d_{50}$ und $d_{\max}/d_{50}$ zutreffen, bestätigen die eigens gemessenen Werte in Bild 4.10 für einige Hohlkegeldüsen, die in dem von Walzel angegebenen Bereich liegen. Hierzu wurden Düsen der Firmen Lechler und Schlick mit verschiedenen Bohrungen und Sprühwinkeln verwendet. Die Meßwerte beziehen sich auf einen Wasservordruck von 4 bar und eine Wassertemperatur von ca. 10 °C. Das Wasser wurde in eine Luftatmosphäre von 20°C und 1,01 bar eingespritzt.

Bild 4.10 Gemessene Verhältnisse von $d_{63,2}/d_{50}$ und $d_{63,2}/d_{\max}$ für Hohlkegeldüsen

In Bild 4.11 sind mögliche Tropfenspektren dargestellt, die beim Einspritzen von Wasser in eine Helium- oder Wasserdampfatmosfera mit einfachen Druckdüsen erzeugt werden.

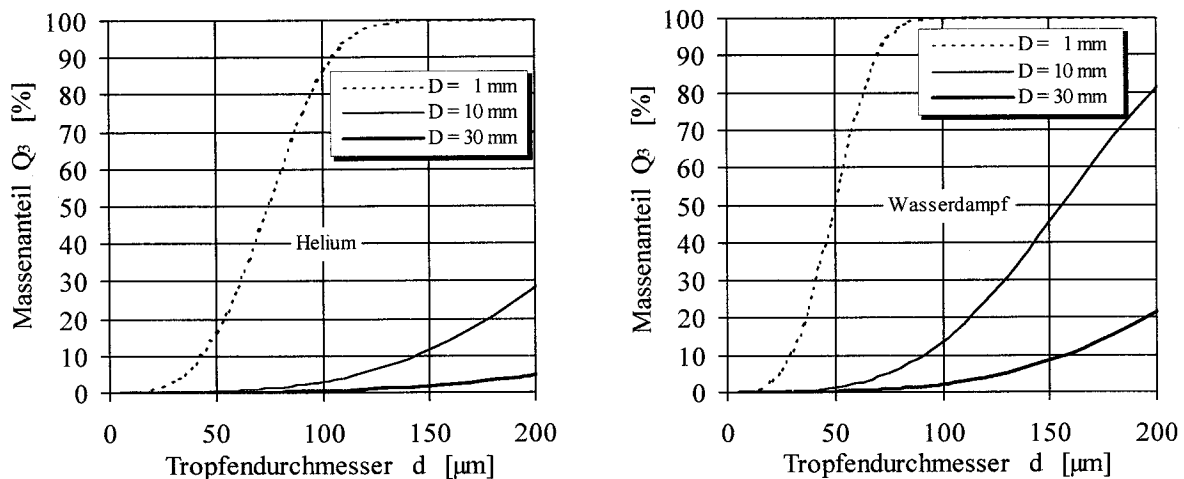


Bild 4.11 Tropfenbildung in einfachen Druckdüsen in Abhängigkeit von Bohrung und Gasatmosphäre

Die höhere Gasdichte führt dazu, daß die Tropfenbildung in der Wasserdampfatmosfera besser funktioniert und kleinere Tropfen entstehen. Noch entscheidender ist der Einfluß der Leckgröße auf das Tropfenspektrum. Größere Anteile an Tropfen kleiner 50 µm sind nur für das

kleine Leck ($D=1\text{mm}$) zu erwarten. In reiner Wasserdampfatosphäre beträgt der Massenanteil an Tropfen kleiner $50\text{ }\mu\text{m}$ etwa 50% , wobei Tropfen kleiner $20\text{ }\mu\text{m}$ nicht auftreten. Für das mittlere Leck beträgt der Massenanteil an Tropfen kleiner $50\text{ }\mu\text{m}$ weniger als 2% . Hinzu kommt, daß bei größeren Leckagen der Druck im Dampferzeuger absinken wird, wodurch sich die Tropfenbildung weiter verschlechtert.

4.4.3 Tropfenbildung durch Kapillar- und Beschleunigungswellen

Falls der Wasserstrahl nicht direkt hinter dem Düsenaustritt in Tropfen zerfällt, besteht die Möglichkeit, daß eine Gasströmung quer zum Strahl zu einem instabilen Strahlverhalten führt. Der Wasserstrahl zerfällt dann, ähnlich wie bei der Zerstäubung von flüssigem Kraftstoff in einem Autovergaser, infolge von Kapillar- oder Beschleunigungswellen. Beim Vergaser wird der Kraftstoff durch den Unterdruck im Ansaugrohr quer zur Frischluftströmung angesaugt. Je höher die Gasgeschwindigkeit ist, desto effektiver ist die Zerstäubung. Auf gleiche Art und Weise ist auch eine Zerstäubung des in den Dampferzeugerboden eintretenden Wasserstrahls denkbar. Die höchste Gasgeschwindigkeit tritt dort im Spalt zwischen Dampferzeugerinnenwand und Außenwand des Helix-Bündels auf. Es wird angenommen, daß der Wasserstrahl parallel zum Spaltquerschnitt in den Boden des Dampferzeugers (s. Bild 4.12) eingespritzt wird. Die Strömungsgeschwindigkeit im Spalt beträgt für eine Heliumatmosphäre ca. 14 m/s , während für die Dampfatosphäre lediglich 3 m/s im Spalt erreicht werden. Dies liegt daran, daß der Antriebsmotor des Gebläses den Nennvolumenstrom wegen der viel höheren Dichte des Dampfes nicht aufrecht erhalten kann. Eine detaillierte Betrachtung zum Verhalten der Gebläseeinheit folgt in Kap. 5.

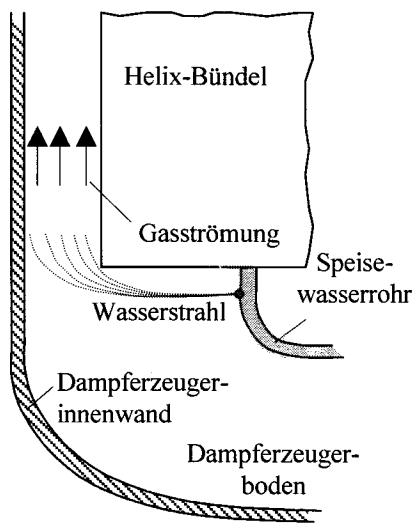


Bild 4.12 Tropfenbildung im Spalt

Der Strahlzerfall beruht auf Wellenbewegungen des Flüssigkeitsstrahls induziert durch die Gasströmung quer zum Flüssigkeitsstrahl. Beim Überschreiten einer kritischen Wellenlänge lösen sich vom Strahl einzelne, instabile Strähnen ab, die anschließend in Tropfen zerfallen. In /Beer90/ sind Berechnungsgleichungen von Adelberg /Adel67/ und Ingebo /Inge81/ angegeben, mit deren Hilfe das Tropfenspektrum für den Zerfall des quer angeströmten Flüssigkeitsstrahls abgeschätzt werden kann. Nach Adelberg gilt für den Tropfendurchmesser $d_{63,2}$:

$$d_{63,2} = 1.2 \cdot D \cdot \sqrt[3]{\frac{\mu_l \cdot \sqrt{\sigma_l / \rho_l}}{v^2 \cdot \rho}} \quad \text{für } C < 13 \quad (\text{Kapillarwellen}) \quad \text{Gl. 4-15}$$

$$d_{63,2} = 65.3 \cdot \sqrt[3]{\left(\frac{\mu_l \cdot \sqrt{\sigma_l / \rho_l}}{v^2 \cdot \rho} \right)^2} \quad \text{für } C > 13 \quad (\text{Beschleunigungswellen}) \quad \text{Gl. 4-16}$$

$$C = \sqrt[6]{\frac{D^3 \cdot v^2 \cdot \rho \cdot \sigma_l \cdot \rho_l^2}{\mu_l^2}} \quad \text{Gl. 4-17}$$

Ingebo gibt für den Tropfendurchmesser $d_{63,2}$ folgende Beziehungen an:

$$d_{63,2} = 5 \cdot D \cdot \frac{1}{[\text{Re} \cdot \text{We}]^{0.25}} \quad \text{für } \text{Re} \cdot \text{We} < 10^6 \quad (\text{Kapillarwellen}) \quad \text{Gl. 4-18}$$

$$d_{63,2} = 37.07 \cdot D \cdot \frac{1}{[\text{Re} \cdot \text{We}]^{0.4}} \quad \text{für } \text{Re} \cdot \text{We} > 10^6 \quad (\text{Beschleunigungswellen}) \quad \text{Gl. 4-19}$$

$$\text{We} = \frac{v^2 \cdot D \cdot \rho_l}{\sigma_l}; \quad \text{Re} = \frac{v \cdot \rho_l \cdot D}{\mu_l} \quad \text{Gl. 4-20}$$

In Gl. 4-20 ist darauf zu achten, daß in der Weberzahl die Gasgeschwindigkeit einzusetzen ist.

In /Nahs88/ wurde die Tropfenbildung beim Einspritzen von Flüssigkeitsstrahlen in eine schnelle Gasströmung experimentell untersucht. Dabei wurden die Gasgeschwindigkeit und die Gasdichte, sowie die Einspritzgeschwindigkeit und die Größe der Einspritzbohrung variiert. Es hat sich gezeigt, daß die Korrelation von Adelberg über den untersuchten Parameterbereich eine zufriedenstellende Annäherung darstellt. Nur bei sehr kleiner Gasgeschwindigkeit oder kleinen Gasdichten ergaben sich deutliche Abweichungen, wobei die gemessenen Tropfendurchmesser unterhalb der nach Adelberg berechneten lagen. Als Grund wird in /Nahs88/ angeführt, daß der Flüssigkeitsstrahl zu tief in die Strömung eindringt und sich ein Teil der Flüssigkeit an der Oberfläche des Meßkanals niederschlägt. Nach Adelberg hängt die Tropfenbildung im Bereich der Beschleunigungswellen nicht vom Durchmesser D der Bohrung ab. Dies konnte in den Untersuchungen von Nahstoll nicht nachgewiesen werden. Die Korrelation von Ingebo enthält zwar den Einfluß des Durchmessers der Bohrung auf das Tropfenspektrum, liefert aber insgesamt ungenauere Werte. Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß sich mit der Korrelation von Adelberg das Tropfenspektrum konservativ, d.h. zu kleinen Tropfendurchmessern hin, abgeschätzt werden kann. Weiterhin hat sich gezeigt, daß das Tropfenspektrum, analog zu den Druckdüsen, mit einer RR-Verteilung nach Gl. 4-14 approximiert werden kann.

Mögliche Tropfenspektren, die beim Wassereinbruch in eine Helium- und eine Wasserdampf-atmosphäre entstehen können, sind in Bild 4.13 dargestellt. Es gelten die gleichen Randbedingungen (s. Tab. 4.3) wie bei der Tropfenbildung in Druckdüsen. Die dort betrachteten Leckgrößen wurden hier ebenfalls unterstellt.

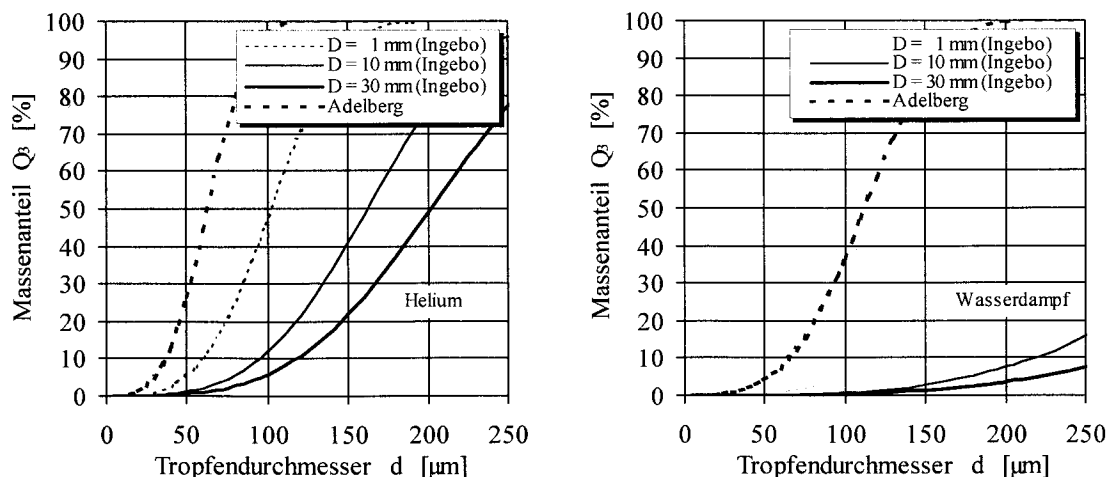


Bild 4.13 Tropfenbildung im Dampferzeugerspalt in Abhängigkeit von Bohrung und Gasatmosphäre

Aus Bild 4.13 ist zu entnehmen, daß sich mit der Korrelation von Ingebo gröbere Tropfenspektren ergeben, wobei die Zerstäubung mit abnehmender Leckgröße besser funktioniert. Die Korrelation von Adelberg liefert unabhängig von der Leckgröße feinere Tropfenspektren. Die beste Zerstäubung ergibt sich für das Einzpritzen des Wasserstrahls in die reine Heliumatmosphäre. Hierbei entstehen Tropfen im Bereich von 25 μm bis 120 μm . Beim Einspritzen des Wasserstrahls in reinen Wasserdampf bilden sich infolge der langsameren Gasgeschwindigkeit quer zum Wasserstrahl kaum Tropfendurchmesser, die kleiner sind als 50 μm . Das Tropfenspektrum erstreckt sich über einen Durchmesserbereich von 40 μm bis 200 μm . Im Vergleich zur Tropfenbildung in einfachen Druckdüsen, in denen Tropfen von 25 μm bis 80 μm entstehen, sind die Tropfenverteilungen hier deutlich gröber. In konservativer Weise wird im Folgenden angenommen, daß bei einer Dampferzeugerleckage vorwiegend Tropfen mit Durchmessern von 20 μm in den Primärkreis eintreten.

5 Verhalten von Primärkreislauf und Gebläse

Zum Ausgleich der Druckverluste im Primärkreis des HTR-Modul und zur Umwälzung des Kühlmittels ist für den HTR-Modul ein einstufiges Radialgebläse vorgesehen. Das Gebläse ist oberhalb des Dampferzeugers angeordnet. Die senkrecht hängende Antriebswelle wird von einem drehzahlgeregelten Asynchronmotor angetrieben. Die Welle ist oben sowohl radial als auch axial gelagert, während unten nur ein Radiallager vorgesehen ist. Der Motor wird mit einem Wasserkühler auf eine Betriebstemperatur unter 60 °C gekühlt, wobei Wasserleckagen durch den höheren Primärgasdruck auszuschließen sind. Das radiale Laufrad ist fliegend auf der Antriebswelle des Motors gelagert. Die Eckdaten sind Tab. 5.1 zu entnehmen /Siem88/.

Gebläsetyp	Einstufiges Radialgebläse
Fördermedium	Helium
Nennmassenstrom m_N , Nennvolumenstrom Q_N	85,5 kg/s , 15,7 m ³ /s
Ansaugdruck, -temperatur p_s, T_s	59,5 bar , 250 °C
Druckverhältnis Π	1,030
Motornennleistung P_N	2950 kW
Nenn Drehzahl n_N	4400 U/min
Abmessungen der Einschubeinheit $D \times H$	1,9 x 3,8 m
Drehzahlregelung	10 – 103 %

Tab. 5.1 Eckdaten des Primärkreislaufgebläses für den HTR-Modul

5.1 Bedeutung des Primärkreislaufgebläses für den Wassereinbruch

Für die Beurteilung von Wassereinbruchstörfällen ist die Funktion des Gebläses von entscheidender Bedeutung. Der Transport größerer Mengen an Wasserdampf oder kleinen Tropfen aus dem Dampferzeuger in den Kern ist stark abhängig von der Fördermenge. Ebenso wird die Tropfenverdampfung bzw. die Oberflächenverdampfung auf Wasserlachen durch die Fördermenge bestimmt: Einerseits hängt der Wärmeübergang von der Reynoldszahl ab, andererseits wächst das mittlere treibende Potential für den Stoffübergang mit der Dampfkonzentration. Bei größeren Fördermengen wird der Dampf schneller aus dem Dampferzeuger transportiert, so daß die Dampfkonzentration dort im Mittel abnimmt, und das treibende Potential für die Verdampfung wächst. Mit zunehmendem Wasserdampfanteil steigt die Gemischdichte und bei konstanter Laufraddrehzahl ebenfalls die erforderliche Antriebsleistung des Motors. Wie später noch gezeigt wird, stellt sich bei hohen Gemischdichten ein großer Schlupf zwischen Gebläse- und Drehfelddrehzahl ein, so daß der geförderte Volumenstrom beträchtlich reduziert wird.

Der Transport von Wassertropfen in den Kern des Reaktors ist nur bei laufendem Gebläse möglich, da der Dampferzeuger unterhalb des Kerns angeordnet ist. Da der mit Tropfen beladene Gasstrom im Primärkreis mehrfach umgelenkt wird, können große Tropfen diesem nicht mehr folgen und werden abgeschieden. Bei kleiner Gasgeschwindigkeit werden nur sehr wenige kleine Tropfen mitgerissen, während bei hoher Geschwindigkeit auch größere Tropfen in Richtung des Reaktorkerns transportiert werden. Die Massenkräfte der mitgerissenen Tropfen nehmen mit steigender Gasgeschwindigkeit infolge der Strömungsumlenkung im Primärkreis zu, wodurch die Tropfenabscheidung verbessert wird. Es existiert folglich eine Fördermenge, bei der eine maximale Tropfenmenge in den Kern gelangen kann. Der Förderstrom, bei dem diese Tropfenmenge maximal ist, ändert sich natürlich mit zunehmender Störfalldauer, da sowohl der Tropfentransport als auch die Tropfenabscheidung von den Trägergasstoffwerten abhängen. Die Stoffwerte des Kühlmittels ändern sich mit Temperatur, Druck und vor allem mit dem Wasserdampfanteil im Kühlgas Helium.

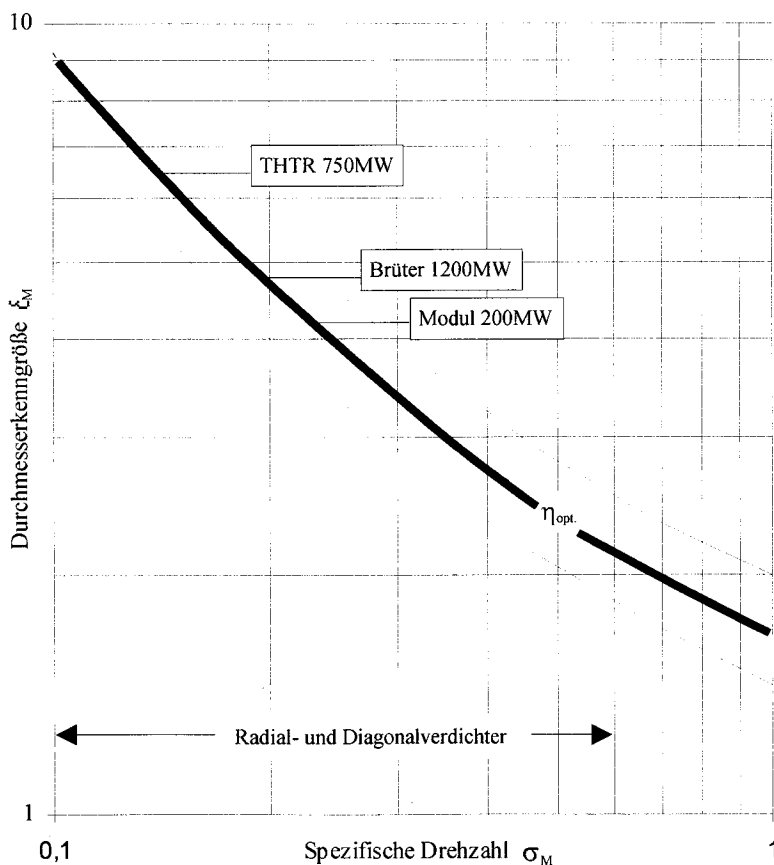
Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß das Primärkreislaufgebläse der Motor für den Wassereinbruch in den HTR-Modul ist, so daß in den folgenden Abschnitten auf sein Förderverhalten bei Anwesenheit von Dampf im Primärkreis detailliert eingegangen wird.

5.2 Bestimmung der Gebläsekennlinie

Da die Auslegung des HTR-Modul bisher nicht über die Planungsphase hinaus durchgeführt wurde, existiert für das Gebläse noch kein Kennfeld. Aus Tab. 5.1 ist aber der Nennbetriebspunkt zu entnehmen, mit dem in diesem Abschnitt ein realistisches Kennfeld berechnet werden soll. Zur Bestimmung des Kennfeldes werden die Kennlinien bekannter Heliumgebläse zugrunde gelegt. Dafür stehen zwei Kennfelder /Barn72/, /BBC69/ einstufiger Radialgebläse zur Verfügung (THTR-750 MW und Brüter-1200 MW).

Bei der Gebläseauslegung hat sich das Cordier-Diagramm als nützlich erwiesen. Basierend auf Ähnlichkeitsbetrachtungen und Erfahrungen mit einer Vielzahl in der Praxis eingesetzter Gebläse liefert das Cordier-Diagramm bei gegebenem Nennbetriebspunkt einen Laufraddurchmesser, der zu optimalem Wirkungsgrad führt. Bei optimalem Wirkungsgrad sind die Stoßverluste an Lauf- und Leitrade minimal, da die Strömung am Lauf- und Leitradeintritt in etwa die Richtung des Schaufelwinkels β annimmt. Im Cordier-Diagramm sind die spezifische Drehzahl σ_M und die Durchmesserkenngroße δ_M /Bohn95/ wie folgt definiert:

$$\sigma_M = 2,108 \cdot n \cdot \frac{\sqrt{Q}}{y^{0.75}} \quad \delta_M = 1,054 \cdot D \cdot \frac{\sqrt[4]{y}}{\sqrt{Q}} \quad \text{mit} \quad y \approx \frac{\Delta p}{\rho_{\text{Saug}}} \quad \text{Gl. 5-1}$$



Die Betriebspunkte für das THTR-750MW-Gebläse und das Brüter-1200MW-Gebläse liegen im Cordier-Diagramm auf der Linie des optimalen Wirkungsgrads. Legt man das Modul-Gebläse ebenfalls so aus, daß für den Betriebspunkt im Nennfall ein optimaler Wirkungsgrad erreicht wird, so ergibt sich ein Laufraddurchmesser von ungefähr $D_{\text{Laufrad}} = 1,1$ m. Ein ähnlicher Wert für den Durchmesser des Laufrades kann aus /Siem88/ entnommen werden. Bild 5.1 zeigt, daß die Nennbetriebspunkte des HTR-Modul-Gebläses und des Brüter-Gebläses im Cordier-Diagramm dicht beieinander liegen, so daß eine ähnliche Fördercharakteristik der Gebläse zu erwarten ist.

Bild 5.1 Nennbetriebspunkte einiger Helium Gebläse im Cordier-Diagramm

Die Nenndaten und die isentropen Wirkungsgrade P_{is}/P_{Nenn} der betrachteten Gebläse sind in Tab. 5.2 zusammengefasst dargestellt. Da die Verdichtungsverhältnisse der Gebläse nahe bei eins liegen, womit sich die Gastemperaturen im Verdichter nur wenig ändern, wurde für die Berechnung der Verdichterleistung vereinfachend eine isentrope Zustandsänderung angenommen.

Die isentrope Gebläseleistung berechnet sich zu:

$$P_{is} = \rho_{Saug} \cdot Q \cdot \frac{x}{x-1} \cdot R_{HE} \cdot T_{Saug} \cdot \left[\left(\frac{p_{Druck}}{p_{Saug}} \right)^{\frac{x-1}{x}} - 1 \right] \quad \text{Gl. 5-2}$$

Für den isentropen Gesamtwirkungsgrad des Gebläses gilt:

$$\eta_{is} = \frac{P_{is}}{P_M} \quad \text{Gl. 5-3}$$

Betriebszustand	Gebläse	HTR-Modul-Gebläse	Brüter-1200MW-Gebläse	THTR-750MW-Gebläse
Gebläsetyp		radial, einstufig	radial, einstufig	radial, einstufig
Volumenstrom Q [m ³ /s]		15,7	67	14,0
Nenndrehzahl n_{Nenn} [U/min]		4400	2970	3000
Ansaugtemperatur T_{Saug} [°C]		245	250	250
Ansaugdruck p_{Saug} [bar]		59,5	46,3	38,1
Druckdifferenz Δp [bar]		1,53	2,75	1,12
Verdichtungsverhältnis ε		1,03	1,06	1,03
Ansaugdichte ρ_{Saug} [kg/m ³]		5,4	4,2	3,6
Motornennleistung P_M [kW]		2950	25000	1965
Verdichterleistung P_{is} [kW]		2320	17862	1540
Wirkungsgrad P_{is}/P_M [%]		78,60	71,30	78,40

Tab. 5.2 Betriebszustände einstufiger Heliumgebläse im Vergleich

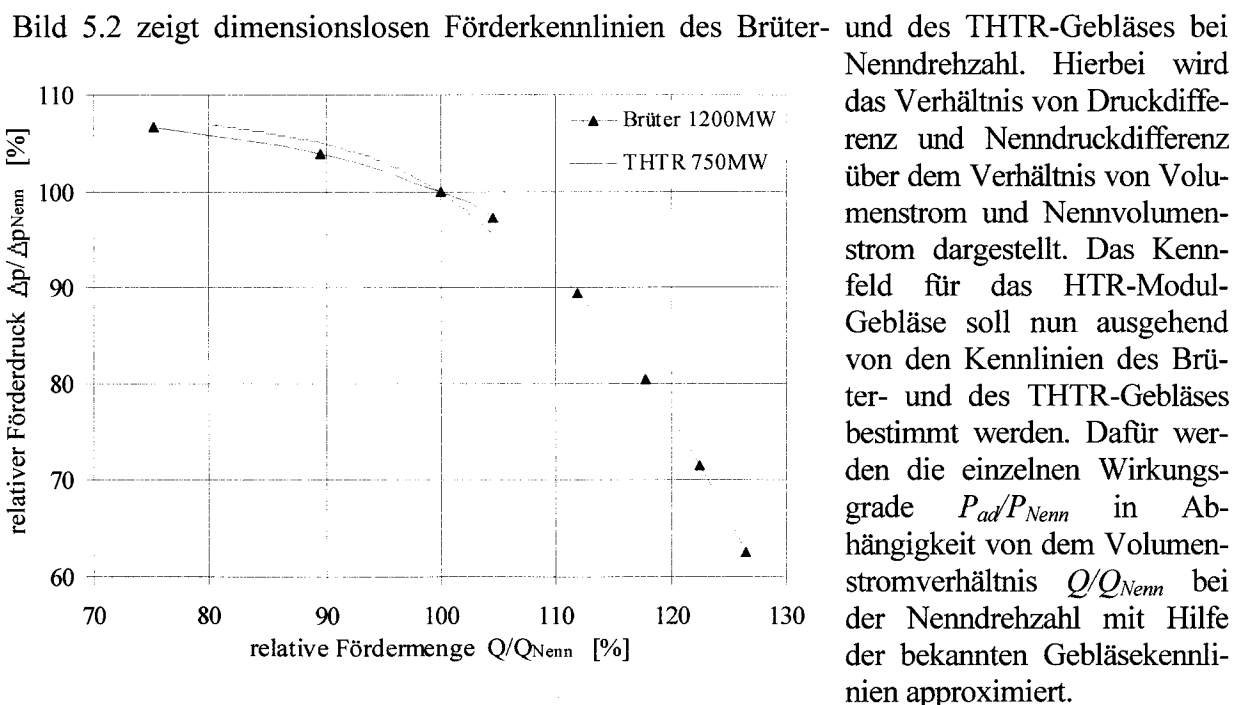
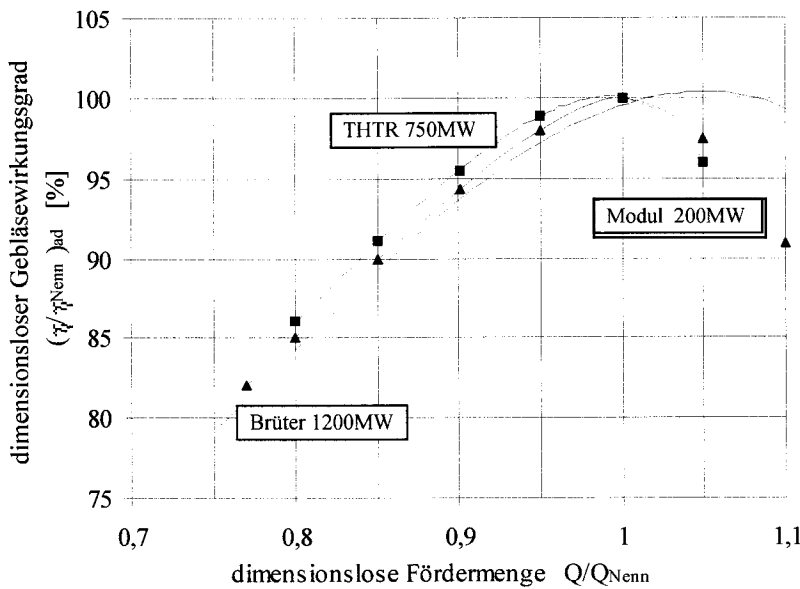


Bild 5.2 Dimensionslose Förderkennlinien einstufiger Helium-Gebläse

Mit den so bestimmten auf den Nennzustand bezogenen Wirkungsgraden erhält man schließlich durch Mittelung eine mögliche Wirkungsgradkennlinie für das HTR-Modul-Gebläse bei Nenndrehzahl. Bild 5.3 zeigt die isentropen Gebläsewirkungsgrade bezogen auf den isentropen Wirkungsgrad im Nennzustand über dem Verhältnis der Volumenströme Q/Q_{Nenn} . Man

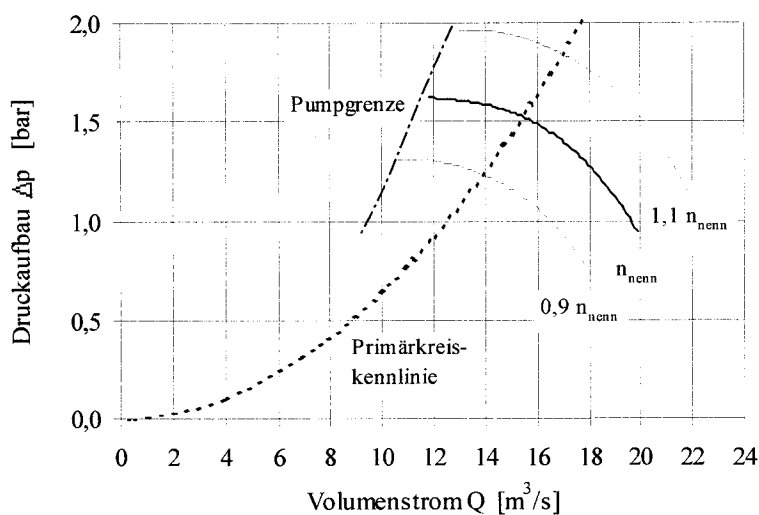


erkennt, daß die dimensionslosen Gebläsewirkungsgrade von THTR-750MW-Gebläse und Brüter-1200MW-Gebläse sehr eng beieinander liegen, und beide Kurven im Nennbetriebspunkt nahezu maximale Wirkungsgrade besitzen. Dies bestätigt die Gültigkeit des Cordier-Diagramms, mit dem dieser Gebläsetyp für den Nennbetrieb optimal ausgelegt werden kann. Bild 5.3 zeigt ebenfalls die gemittelte Wirkungsgradkurve für das Modul-Gebläse, mit der die Gebläsekennlinien approximiert werden.

Bild 5.3 Dimensionsloser Gesamtwirkungsgrad über Fördermengenverhältnis

Für den Zusammenhang zwischen isentropem Gebläsewirkungsgrad, Druck am Gebläseaustritt und der Fördermenge folgt aus Gl. 5-2 und Gl. 5-3 die Beziehung:

$$\eta_M = \frac{P_{is}}{P_M} = \frac{\rho_{Saug} \cdot Q \cdot \frac{x}{x-1} \cdot R_{HE} \cdot T_{Saug} \cdot \left[\left(\frac{p_{Druck}}{p_{Saug}} \right)^{\frac{x-1}{x}} - 1 \right]}{P_M} \quad \text{Gl. 5-4}$$



Unter Zuhilfenahme von Gl. 5-4 kann nun die Förderkennlinie des Modul-Gebläses für die Nenndrehzahl berechnet werden. Bild 5.4 zeigt einige Förderkennlinien des Modul-Gebläses bei verschiedenen Drehzahlen, dargestellt im Δp - Q -Diagramm. Die Betriebspunkte bei den verschiedenen Drehzahlverhältnissen n/n_{Nenn} liegen in den Schnittpunkten (s. Bild 5.4) von den Gebläsekennlinien mit der Primärkreis-kennlinie.

Bild 5.4 Approximierte Förderkennlinien des HTR-Modul-Gebläses

5.3 Anlagenkennlinie des Primärkreises

In diesem Abschnitt werden Anlagenkennlinien des Primärkreises bei verschiedenen Dampfanteilen berechnet, um die Fördermengen des Gebläses beim Wassereinbruch zu bestimmen. Der Druckverlust einer Anlage ändert sich mit dem Volumenstrom nach einer für die Anlage charakteristischen Gesetzmäßigkeit. Häufig findet man eine quadratische Abhängigkeit des Druckverlustes vom Volumenstrom. Das quadratische Widerstandsgesetz gilt insbesondere dann, wenn der Druckverlust maßgeblich durch Strömungsumlenkungen bestimmt wird. Für Reibungswiderstände bei hohen Reynoldszahlen gelten ebenfalls quadratische Widerstandsgesetze, während bei laminarer Strömung der Zusammenhang nahezu linear ist. Für die Umströmung von Körpern findet man häufig reynoldsabhängige Gesetze, die sich aus einem linearen und einem quadratischen Anteil zusammensetzen.

Das Druckverlustgesetz kann in Abhängigkeit vom Volumenstrom Q im allgemeinen beschrieben werden durch:

$$\Delta p = \zeta_1 \cdot \rho \cdot Q^2 + \zeta_2 \cdot \rho \cdot Q + \zeta_3 + \Delta p_{geo} \quad \text{Gl. 5-5}$$

Im Primärkreislauf des HTR-Modulreaktors, dargestellt in Bild 5.5, sind folgende Strömungswiderstände von Bedeutung:

- Kugelschüttung
- Dampferzeugerbündel
- Rohrleitungen und Spalte
- Umlenkungen
- Querschnittsänderungen
- Gebläse
- Hydrostatischer Druck

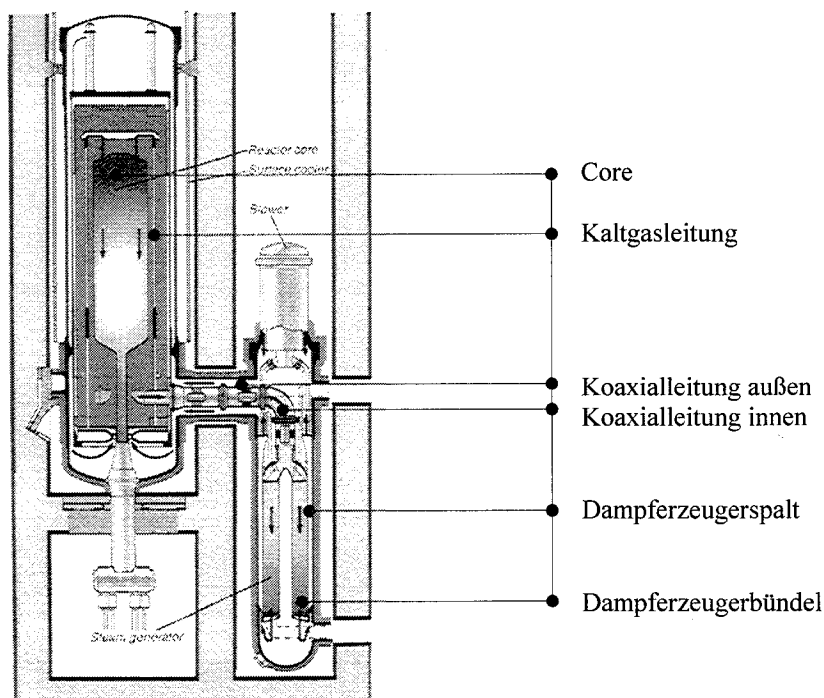


Bild 5.5 Druckverluste im Primärkreislauf

Die Druckverluste in der Kugelschüttung, im Dampferzeugerbündel und in den Rohrleitungen sollen detaillierter betrachtet werden, da hier im allgemeinen kein quadratischer Zusammenhang zwischen Druckverlust und Volumenstrom zu erwarten ist. Nur bei hohen Reynoldszahlen gilt auch hier annähernd ein quadratisches Widerstandsgesetz.

Da der Primärkreislauf ein geschlossener Kreislauf ist, ergeben sich hydrostatische Druckdifferenzen nur durch Dichteunterschiede. Die Untersuchungen in /Scha98/ haben gezeigt, daß diese Dichteunterschiede bei stehendem Gebläse einen Naturumlauf entgegen der Förderrichtung hervorrufen. Bei reiner Helium- oder Dampfförderung ist der hydrostatische Anteil vernachlässigbar klein, da sich selbst bei maximaler Dichtedifferenz zwischen Kalt- und Heißgas ein maximales Druckgefälle von wenigen mbar einstellt. Im Vergleich zum Gesamtdruckverlust von ca. 1,5 bar im Primärkreis sind dies weniger als 1%.

Der Druckverlust im Gebläse, in Strömungsumlenkungen und Querschnittsänderungen soll durch ein quadratisches Widerstandsgesetz nach Gl. 5-6 approximiert werden. Der Druckverlust ergibt sich aus der Differenz zwischen dem Druckabfall im Nennbetriebspunkt und dem berechneten Druckabfall für die nicht rein quadratischen Widerstände. Die einzelnen Druckverlustbeiwerte werden auf die Kaltgastemperatur bezogen, womit die Stoffwertabhängigkeit im Druckverlustbeiwert enthalten ist.

Es gilt bezogen auf die Kaltgastemperatur:

$$\zeta_{quad} = \frac{\Delta p_{Nenn} - \Delta p_{(Schütt, Bündel, \dots)}}{\rho_{KG} \cdot Q_{Nenn}^2} \quad \text{Gl. 5-6}$$

Referenzbedingungen:

$$\begin{aligned} p &= 62 \text{ bar} \\ T_{KG} &= 250^\circ\text{C} \\ T_{HG} &= 700^\circ\text{C} \\ y_D &= 0 \dots 100 \text{ Vol\%} \end{aligned}$$

Die Druckverlustbeiwerte wurden für die verschiedenen Dampfanteile und Gebläsedrehzahlen bestimmt, wobei angenommen wird, daß die Dampfkonzentration im Primärkreis nicht vom Ort abhängt. Die Stoffwerte wurden bei der mittleren Temperatur der jeweiligen Komponente eingesetzt. Zu beachten ist, daß der Druckverlustbeiwert hier die Einheit $[1/\text{m}^4]$ besitzt, da statt der Gasgeschwindigkeit der Volumenstrom verwendet wird. Die Gesetze für die Druckverlustberechnung in den einzelnen Strömungswiderständen wurden /Kuge89/ entnommen.

Kugelschüttung:

$$\Delta p = \Psi \cdot \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \cdot \frac{H}{d_K} \cdot \frac{1}{2 \cdot \bar{\rho}} \cdot \left(\frac{\dot{m}^2}{A_F} \right) \quad \text{für} \quad 1 \leq \frac{\text{Re}}{1-\varepsilon} \leq 10^5 ; 0,36 \leq \varepsilon \leq 0,42 \quad \text{Gl. 5-7}$$

$$\Psi = \frac{320 \cdot (1-\varepsilon)}{\text{Re}} + 6 \cdot \left(\frac{1-\varepsilon}{\text{Re}} \right)^{0,1} \quad \text{mit} \quad \text{Re} = \frac{\dot{m} \cdot d_K}{\bar{\mu} \cdot A_F} \quad \text{Gl. 5-8}$$

Konstanten:

Lückenvolumen	ε	=	0,39
Schütthöhe	H	=	9,35 m
Kugeldurchmesser	d_K	=	0,06 m
Freie Anströmfläche	A_F	=	7,07 m ²

Dampferzeugerbündel:

$$\Delta p = N \cdot \zeta \cdot \frac{\bar{\rho}}{2} \cdot \bar{w}^2 \quad \text{für} \quad 2000 \leq \text{Re} \leq 50000 \quad ; \quad N > 10 \quad \text{Gl. 5-9}$$

$$\zeta = \text{Re}^{-0,15} \cdot \left[0,176 + \frac{0,32 \cdot b}{(a-1)^{(0,43 + 1,13/b)}} \right] \quad \text{mit} \quad \text{Re} = \frac{\bar{w} \cdot d_R \cdot \bar{\rho}}{\bar{\mu}} \quad \text{Gl. 5-10}$$

$$\bar{w} = \frac{a}{a-1} \cdot \frac{Q}{A_{FB}} = \frac{a}{a-1} \cdot \bar{v} \quad \text{Gl. 5-11}$$

Konstanten:

Querteilungsverhältnis	a	=	1,5
Längsteilungsverhältnis	b	=	1,5
Bündelhöhe	H_B	=	8,2 m
Anzahl hintereinander- liegender Rohre	N	=	220
Rohraußendurchmesser	d_R	=	0,023 m
Freie Anströmfläche	A_{FB}	=	4,42 m ²
Anströmgeschwindigkeit	v	=	3,56 m/s (Nennbetrieb)

Rohre und Spalte:

$$\Delta p = \zeta \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \quad \text{Gl. 5-12}$$

$$\zeta = \lambda \cdot \frac{L}{D_h} \quad \text{mit} \quad \lambda = 0,0054 + \frac{0,3964}{\text{Re}^{0,3}} \quad \text{für} \quad \text{Re} = \frac{v \cdot D_h \cdot \rho}{\mu} > 10^5 \quad \text{Gl. 5-13}$$

Konstanten:

Rohr- bzw. Spaltlänge	L
hydraulischer Durchmesser	D_h
Freie Anströmfläche	A

Für den Druckverlust in der Kugelschüttung ergibt sich dann bei reiner Heliumförderung der gleiche Wert wie in /Siem88/ angegeben. Die Stoffwerte der Helium-Wasserdampf-Mischungen wurden nach /VDI84/ berechnet, die der reinen Komponenten sind den Tabellenwerken /WDT88/, /VDI84/ entnommen worden. Die Druckverlustbeiwerte und der Gesamtdruckverlust, bezogen auf die Referenzbedingungen, berechnen sich nach:

$$\Delta p_{ges} = \sum_i \zeta_i \cdot \rho_{KG} \cdot Q_{KG}^2 = \zeta_{KG} \cdot \rho_{KG} \cdot Q_{KG}^2 \quad \text{mit} \quad \zeta_i = \frac{\Delta p_i}{\rho_{KG} \cdot Q_{KG}^2} \quad \text{Gl. 5-14}$$

Unter Nennbedingungen ergibt sich ein Druckverlustbeiwert von $\zeta_{KG} = 118$.

Die Anlagenkennlinien $\Delta p = f(Q)$ des Primärkreises wurden mit einer Kaltgastemperatur von $T_{KG} = 250 \text{ °C}$ und der Heißgastemperatur von $T_{HG} = 700 \text{ °C}$ für vier verschiedene Fälle berechnet:

1. 100 Vol%-Helium
2. 30 Vol%-Dampf
3. 60 Vol%-Dampf
4. 100 Vol%-Dampf

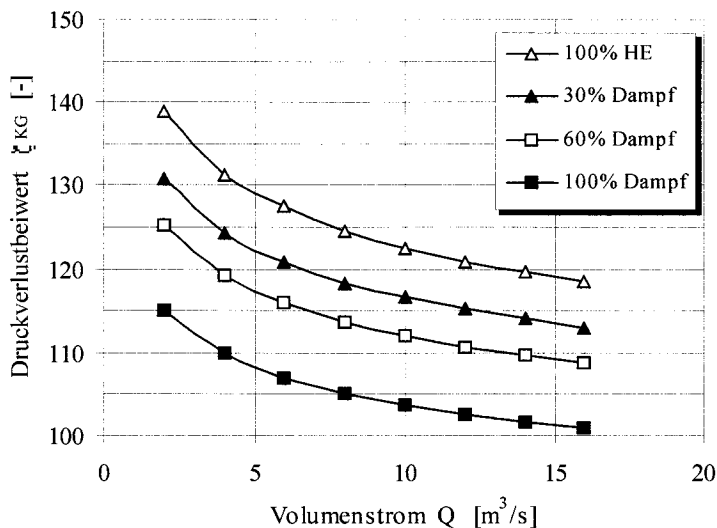


Bild 5.6 zeigt die Druckverlustbeiwerte für die vier oben genannten Fälle, bezogen auf die Kaltgastemperatur. Die Werte fallen mit zunehmendem Volumenstrom bzw. zunehmender Reynoldszahl. Ebenso sinken die Druckverlustbeiwerte mit wachsendem Dampfanteil infolge der kleineren Viskosität. Dies führt dazu, daß insbesondere die stark reynoldtsabhängigen Druckverlustbeiwerte der Kugelschüttung und des Dampferzeugerbündels abfallen.

Bild 5.6 Druckverlustbeiwert über Volumenstrom bei variablem Dampfanteil

Für den Druckverlustbeiwert des Primärkreises bezogen auf die Kaltgasbedingungen gilt in Abhängigkeit von Volumenstrom und Dampfanteil näherungsweise folgende Gleichung:

$$\zeta_{KG} = \frac{(144,6 - 23,17 \cdot y_D)}{Q_{KG}^{0,07}} \quad \text{und} \quad \Delta p_{ges} = \zeta_{KG} \cdot \rho_{KG} \cdot Q_{KG}^2 \quad \text{mit} \quad 1 < Q_{KG} < 20 \text{ m}^3/\text{s} \quad \text{Gl. 5-15}$$

Bild 5.7 zeigt die berechneten Anlagenkennlinien für den Primärkreis des HTR-Modul in Abhängigkeit vom Dampfanteil y_D .

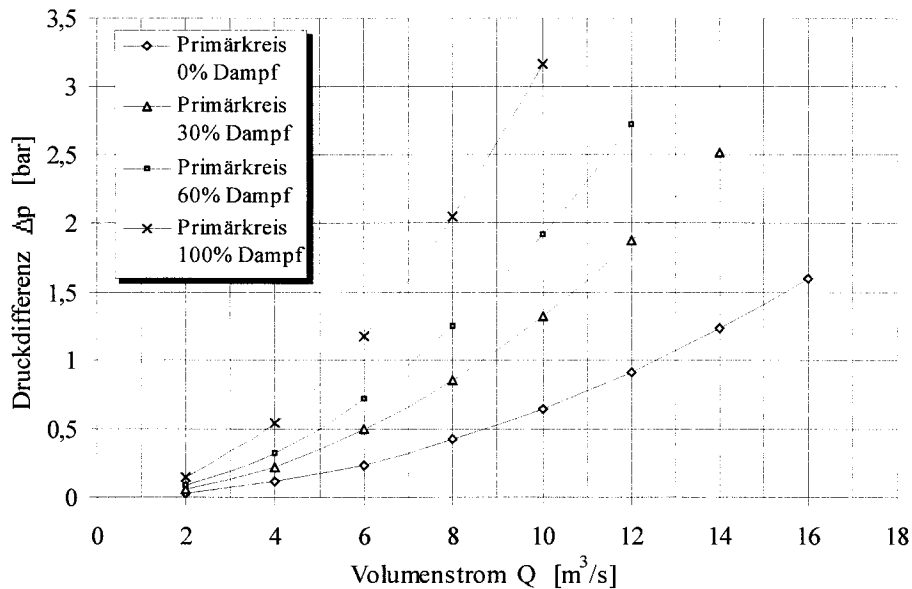
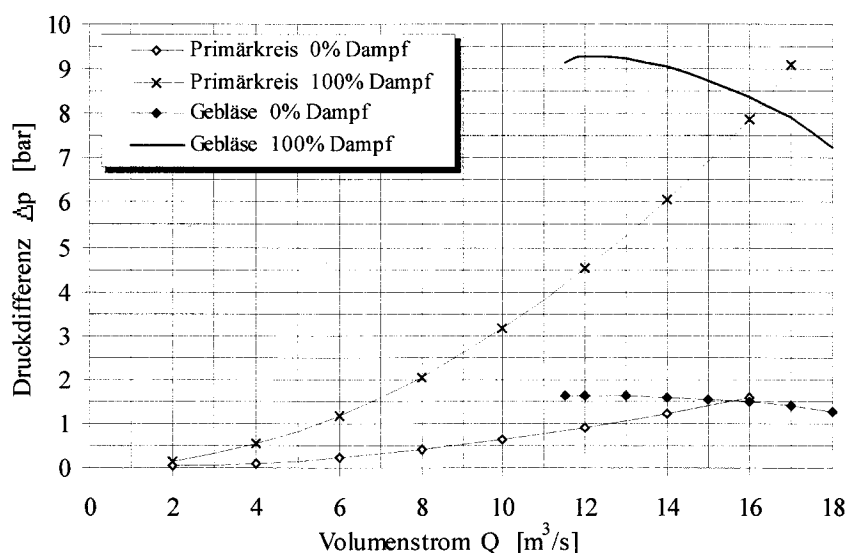


Bild 5.7 Druckdifferenz über Volumenstrom in Abhängigkeit vom Dampfanteil

5.4 Gebläsekennlinien für Helium-Wasserdampf-Gemische

Der Einfluß der Dichte auf die Gebläsekennlinie resultiert näherungsweise aus dem Druckverlustgesetz für umgelenkte Strömungen. Bei sehr kleinen Druckverhältnissen gelten für den Druckaufbau im Gebläse bzw. die Gebläseleistung folgende Beziehungen:

$$\Delta p \approx \frac{c_w}{A} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot Q^2 \quad \Rightarrow \quad P = \Delta p \cdot Q \sim \rho \cdot Q^3 \sim \rho \cdot n^3 \quad \text{Gl. 5-16}$$



Damit ändern sich Gebläseleistung und Druckaufbau bei konstanter Gebläsedrehzahl proportional mit der Gasdichte. Die Kennlinie des Gebläses verschiebt sich im Δp - Q -Diagramm vertikal nach oben. In Bild 5.8 sind die Anlagen- und Gebläsekennlinien bei der Nenndrehzahl für reine Helium- bzw. Wasserdampfförderung dargestellt.

Bild 5.8 Betriebspunkte bei konstanter Gebläsedrehzahl

Die statische Druckdifferenz Δp am Gebläse würde für die Dampfatmosfera nach Bild 5.8 ca. 8,2 bar betragen. Dabei steigt der geförderte Volumenstrom infolge der geringeren Gasviskosität sogar leicht an. Die Antriebsleistung für den Nennbetrieb müßte dann von $P_{el} \approx 3$ MW bei reiner Heliumförderung auf $P_{el} \approx 17$ MW in reiner Wasserdampfatmosfera ansteigen.

Da das Gebläselaufrad von einem frequenz- bzw. drehzahlgeregelten Asynchronmotor angetrieben wird ist es nicht möglich, daß der Antriebsmotor die Laufraddrehzahl bei höherer Leistung (hoher Dampfanteil) halten kann, da der Schlupf, d.h. die Differenz zwischen Drehfeld- und Laufraddrehzahl, drastisch ansteigen wird.

Nun stellt sich die Frage, wie der frequenzgeregelte Asynchronmotor auf diese erhöhte Lastanforderung reagiert. Bevor für denkbare Lastfälle abgeschätzt wird, welche Volumenströme sich für verschiedene Dampfanteile einstellen könnten, wird im folgenden die Wirkungsweise der Leistungsregelung, des Reaktorschutzsystems und des Komponentenschutzes erläutert.

Der übergeordnete Sollwert der Regelung des HTR-Modul ist die thermische Leistung, die von der sog. Blockregelung vorgegeben wird. Durch diese Vorgabe regelt die Leistungsregelung die folgenden drei Größen:

Regelgröße	Stellgröße
1. Thermische Leistung	Speisewasserdurchsatz
2. Frischdampf Temperatur	Gebläsedrehzahl
3. Heißgastemperatur	Ein- und Ausfahren der Reflektorstäbe

Der Leistungsregelung übergeordnet ist das Reaktorschutzsystem. Es leitet bei störfallbedingten Auslösekriterien, wie z.B. eine zu hohe Feuchte im Primärkreis beim Wassereinbruch oder eine zu hohe Kaltgastemperatur, die Abschaltung des Reaktors ein. Diese besteht aus dem Einfallen der Reflektorstäbe, der Gebläseabschaltung und dem Absperrern des Dampferzeugers. Alle wichtigen Komponenten werden ferner durch den Komponentenschutz überwacht, das Gebläse z.B. hinsichtlich der Motortemperatur.

In der hier betrachteten, hypothetischen Störfallanalyse wird jedoch angenommen, daß der Komponentenschutz des Gebläses ausfällt, so daß ein Weiterlaufen des Gebläses unterstellt wird. Unter dieser Voraussetzung kann der Gebläsemotor, ein frequenzgeregelter Asynchronmotor, nur noch durch Leistungsregelung und die nachgeschaltete Antriebsregelung beeinflusst werden. Diese regelt aufgrund der von der Leistungsregelung vorgegebenen Drehzahl die Drehfeldfrequenz sowie die an der Ständerwicklung anliegende Spannung, wodurch bei allen bestimmungsgemäßen Lastanforderungen ein Betrieb des Motors im optimalen Bereich seines Kennfeldes gewährleistet ist. Im betrachteten Störfall sind nun - unterstellt man in konservativer Weise ein Versagen der Gebläseabschaltung (Versagen des Reaktorschutzsystems) - drei Möglichkeiten für den Gebläseantrieb:

1. Die Leistungs- und Antriebsregelung ist defekt und reagiert nicht auf die erhöhte Motorbelastung, d.h. die Drehfelddrehzahl und die Motorspannung bleiben unverändert. Der Speisewasserdurchsatz und die Stellung der Reflektorstäbe ändern sich ebenfalls nicht.
2. Leistungs- und Antriebsregelung funktionieren und die Drehfelddrehzahl wird durch die höhere Motorbelastung bei höherer Gasdichte auf einen zulässigen Wert reduziert. Es wird angenommen, daß der Nennschlupf des Motors erhalten bleibt. Üblicherweise wird

zusätzlich die Betriebsspannung proportional mit der Frequenz reduziert, damit das maximal übertragbare Drehmoment (Kippmoment) des Motor nicht überschritten wird.

3. Der Frequenzumformer soll die Drehfelddrehzahl derart regeln, daß sich für den Fall einer reinen Wasserdampfatosphäre im Primärkreis ein maximaler Förderstrom einstellt. Dieser Fall ist ein rein theoretisches Fallbeispiel, womit die Fördermenge nach oben abgeschätzt werden soll.

In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, welche Fördermengen sich für die betrachteten Fälle einstellen, und inwiefern der Motor bzw. die Motorkühlung hierbei beansprucht werden.

5.5 Verhalten des Gebläseantriebsmotors bei hohen Wasserdampfanteilen

Da konkrete Informationen über den Asynchronmotor, der zum Antrieb des Primärkreislaufgebläses im HTR-Modul vorgesehen ist, bisher nicht existieren, sein Betriebsverhalten für die Betrachtung von Wassereinbruchstörfällen aber von Bedeutung ist, soll das Betriebsverhalten des Motors unter hoher Last abgeschätzt werden.

Im Nennbetriebspunkt liegen die Förderleistung des Gebläses mit $P = 2,4$ MW und die Drehzahl des Drehfeldes mit 74 1/s fest. Die elektrische Antriebsleistung wird im Sicherheitsbericht /Siem88/ mit $P_{el} \cong 3$ MW angegeben.

Der Asynchronmotor besteht im wesentlichen aus einem feststehenden Ständer, der eine dreiphasige Wicklung in seinen Nuten trägt, sowie einem umlaufenden Läufer. Der Ständerwicklung wird der Strom vom Netz zugeführt und es entsteht ein Drehfeld, das gegen den stillstehenden Ständer mit der Synchrodrehzahl n_s umläuft. Dieses Drehfeld induziert in den Leitern der Läuferwicklung Ströme, wodurch sich der Läufer dreht, um diese Ströme aufzuheben. Der Läufer kann aber die Drehzahl des Drehfeldes nicht ganz erreichen, denn ohne Relativbewegung wird kein Strom induziert. Bei Asynchronmaschinen hat also der Läufer gegenüber dem Drehfeld einen gewissen Schlupf. Bremsst man den Läufer z.B. durch ein Lastmoment, so sinkt die Läuferdrehzahl n_l und der Schlupf s nimmt zu. Je größer der Schlupf wird, desto höher ist die Relativgeschwindigkeit des Läufers im Magnetfeld und damit die induzierte Leistung.

Die Leistung kann durch Anheben des Lastmomentes und damit des Schlupfes nicht beliebig gesteigert werden. Die Grenze, bei der das Drehmoment maximal wird (Kippmoment), ist durch den Kippschlupf s_k gekennzeichnet.

Das Verhalten des Motors, bei dem der Betriebspunkt links vom Kippmoment liegt, hängt stark von der Charakteristik der Lastkennlinie ab. Das Lastmoment einer Fräsmaschine steigt beispielsweise mit abnehmender Läuferdrehzahl oder zunehmendem Schlupf. Das führt dazu, daß der Motor bei einem größeren Lastmoment als dem Kippmoment des Motors einfach stehen bleibt, da eine beliebig kleine Drehzahlabenkung ein höheres Lastmoment verursacht. Treibt der Asynchronmotor beispielsweise, wie in Bild 5.9 dargestellt, einen Verdichter an, bei dem das Lastmoment mit abnehmender Drehzahl ebenfalls abnimmt, kann sich auch nach Überschreiten des Kippmomentes ein stabiler Arbeitspunkt einstellen. Hierfür muß die Steigung des Lastmomentes dM_{Last}/dn größer sein als die Steigung des Motormomentes dM/dn . Die Folge ist, daß das übertragene Drehmoment bei großem Schlupf stark abnimmt. Der Schnittpunkt in Bild 5.9 von Motorkennlinie und Lastkennlinie liegt nun links des Kippmomentes mit $s > s_k$.

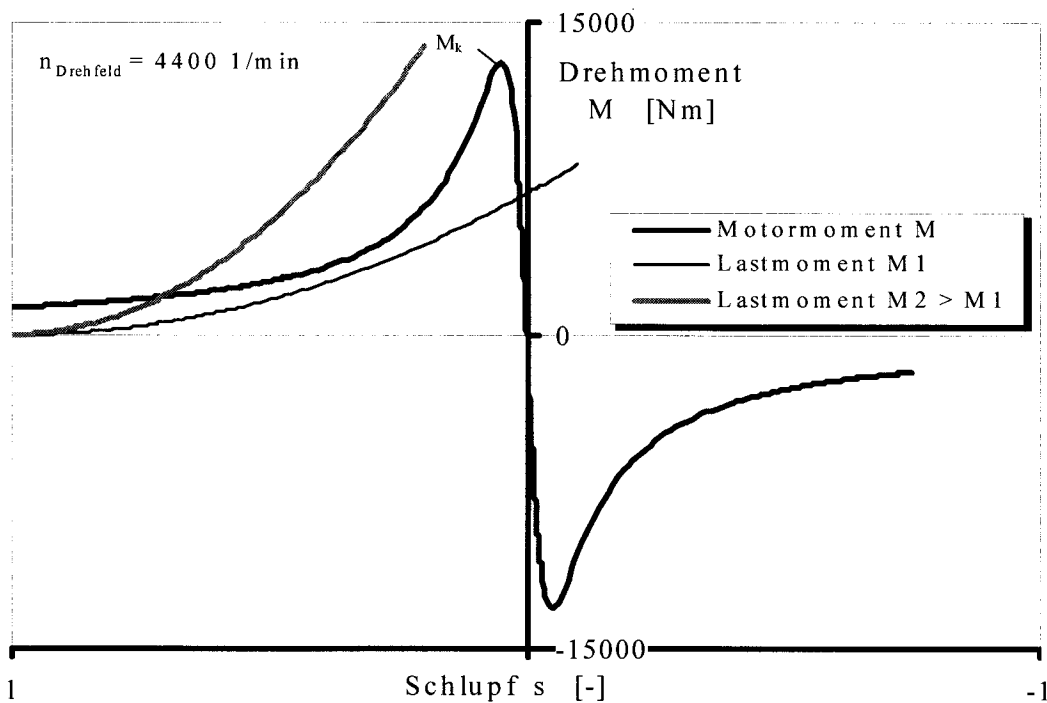


Bild 5.9 Motor- und Lastkennlinien beim Antrieb eines Verdichters

Die Berechnung des Motormomentes wird unter Vernachlässigung des Ständerwiderstandes R_1 abgeschätzt, was nach /Böde52/ für Asynchronmotoren großer Leistung zulässig ist:

$$M = M_k \cdot \frac{2}{\left[\frac{s}{sk} + \frac{sk}{s} \right]} \quad \text{mit} \quad sk \approx 4 \dots 30 \% \quad \text{Gl. 5-17}$$

Die Leistung am Ständer P_{st} , die abgegebene Motorleistung P und die entstandene Wärmeleistung Q_v berechnen sich zu:

$$P_{st} = M \cdot \omega_s = M \cdot 2 \cdot \pi \cdot n_s \quad \text{Gl. 5-18}$$

$$P = M \cdot \omega = M \cdot 2 \cdot \pi \cdot n_s \cdot (1 - s) \quad \text{Gl. 5-19}$$

$$Q_v = M \cdot (\omega_s - \omega) = M \cdot 2 \cdot \pi \cdot n_s \cdot s \quad \text{Gl. 5-20}$$

Da der Kippschlupf für Motoren großer Leistung in Hinblick auf einen hohen Wirkungsgrad meist weniger als 5 % beträgt, wurde für den betrachteten Asynchronmotor zum Antrieb des HTR-Modul-Gebläses der Kippschlupf s_k mit 4 % angenommen.

Für das Verhältnis von Kippschlupf und Nennschlupf gilt nach /Böde52/:

$$\frac{s_k}{s_{Nenn}} = 4 \dots 6 \quad \text{Gl. 5-21}$$

Für das Verhältnis von Kippmoment zum Nennmoment gilt nach /Böde52/:

$$\frac{M_k}{M_{Nenn}} = 1,6 \dots 2,5 \quad \text{Gl. 5-22}$$

Das Kippmoment für den betrachteten Asynchronmotor wird zu $M_k = 2 M_{Nenn}$ angenommen. Die Berechnung des Lastmomentes folgt aus der Widerstandskennlinie des durchströmten Primärkreislaufs nach Abschnitt 5.3. Für das Lastmoment ergibt sich bei konstantem Druckverlustbeiwert und einem isentropen Gebläsewirkungsgrad von $\eta_V = 78,5 \%$:

$$M_{Last} = \frac{P_V}{2 \cdot \pi \cdot n} \cdot \frac{1}{\eta_V} = \frac{\Delta p \cdot Q}{2 \cdot \pi \cdot n} \cdot \frac{1}{\eta_V} \quad \text{Gl. 5-23}$$

$$\text{mit } \Delta p = \zeta \cdot \rho \cdot Q^2 \quad \text{und } \zeta_{Nenn} \approx 118$$

Drückt man die Drehzahl n als Funktion des Schlupfes s und der Drehfelddrehzahl n_s aus, erhält man mit $Q \sim n$ den Volumenstrom Q und damit die erforderliche Leistung als Funktion von s und n_s .

$$n = n_s \cdot (1 - s) \quad \text{Gl. 5-24}$$

$$n_s = 74 \frac{1}{s}$$

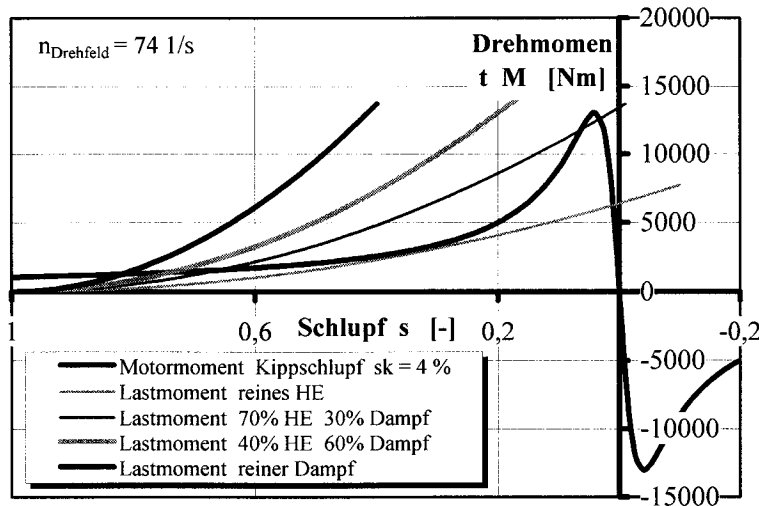
$$Q = 0,214 \cdot n = 0,214 \cdot n_{Drehfeld} \cdot [1 - s] \Rightarrow M_{Last} \approx 0,223 \cdot \rho \cdot [(1 - s) \cdot n_{Drehfeld}]^2, \quad \text{Gl. 5-25}$$

$$P_{Last} \approx 1,4 \cdot \rho \cdot [(1 - s) \cdot n_{Drehfeld}]^3 \quad \text{Gl. 5-26}$$

Der sich einstellende Nennbetriebspunkt liegt im Schnittpunkt von Last- und Motormoment. Für das Primärgas Helium schneiden sich Motormoment und Lastmoment (s. Bild 5.10) bei einem Drehmoment von ca. 6400 Nm und einem Nennschlupf s_{Nenn} von ca. 0,7 %. Dieser Wert ist für Motoren dieser Leistung durchaus üblich. Für den Gebläseantriebsmotor im THTR-Reaktor wird in /THTR68/ der Nennschlupf s_{Nenn} mit 0,52 % angegeben. Die getroffenen Annahmen bezüglich Kippmoment und Kippschlupf zur Abschätzung der Motorcharakteristik scheinen für den betrachteten Asynchronmotor gerechtfertigt.

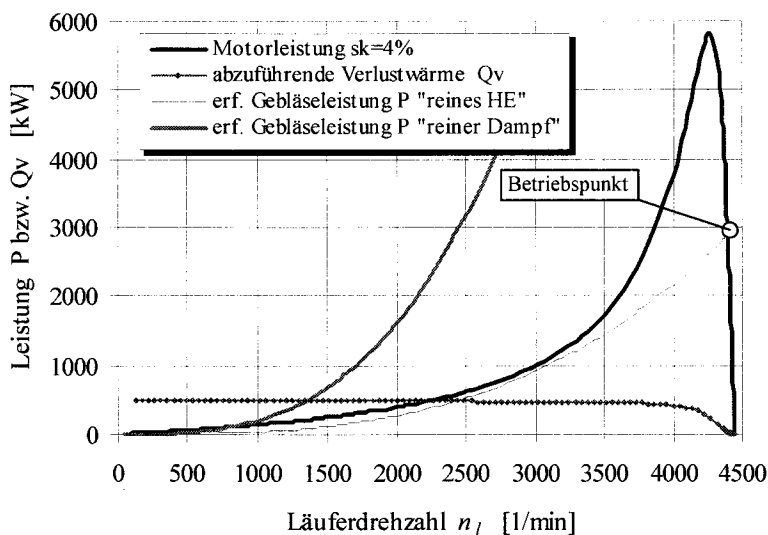
5.5.1 Verhalten des Motors bei defekter Leistungs- und Antriebsregelung

Nimmt man nun an, daß der Primärkreis - statt mit Helium - von einem Gemisch aus Wasserdampf und Helium oder reinem Wasserdampf durchströmt wird, erhöht sich die Gasdichte von $\rho = 5,4$ auf max. 33 kg/m^3 . Dies hat zur Folge, daß die Lastkurven (s. Abschnitt 5.3)



steiler verlaufen. In diesem Abschnitt wird der Fall einer defekten Leistungs- bzw. Antriebsregelung untersucht. Hierbei werden die Drehzahl des Drehfeldes und die Motorspannung konstant gehalten. Der Gebläsewirkungsgrad wird ebenfalls konstant gehalten, was bei eindimensionaler Betrachtungsweise wegen der Ähnlichkeit der Strömungsverhältnisse an Laufradeintritt und -austritt bei veränderter Motordrehzahl infolge der höheren Last annähernd erfüllt ist.

Bild 5.10 Motor- und Lastmoment über Schlupf bei variablem Dampfanteil



Es ergibt sich für den Fall, daß reiner Wasserdampf gefördert wird, ein Schnittpunkt links vom Kipppunkt zwischen Motorkennlinie und der in Abschnitt 5.3 berechneten Anlagenkennlinie (s. Bild 5.10). Der Schlupf s beträgt hierbei ca. 82%, und der geförderte Volumenstrom sinkt von $15,7 \text{ m}^3/\text{s}$ im Nennbetrieb auf ca. $3,3 \text{ m}^3/\text{s}$ bei einer Förderung von reinem Wasserdampf ab.

Bild 5.11 Verlauf von Motor-, Gebläse- und Verlustwärme über Läuferdrehzahl

Die Stabilitätsbedingung $dM_{\text{Last}}/dn > dM/dn$ für den Motorbetrieb ist erfüllt, womit der oben berechnete Schnittpunkt ein stabiler Betriebspunkt ist.

Bild 5.11 zeigt den Verlauf von Motorleistung, erforderlicher Gebläseleistung und der Wärmeverlustleistung über der Läuferdrehzahl. Der Motorwirkungsgrad $\eta_m = P/P_{St} = (1-s)$ beträgt demnach bei der Förderung von reinem Wasserdampfes nur noch ca. 18 %, d.h. die abzuführende Wärmeleistung beträgt in etwa das vierfache der abgegebenen Motorleistung. Obwohl die Leistung am Ständer und an der Welle aufgrund des kleineren Drehmomentes viel

geringer ist, beträgt die abzuführende Wärmeleistung im Vergleich zur Wärmeleistung im Nennbetrieb mehr als das 20-fache.

Bild 5.12 zeigt den geförderten Volumenstrom in Abhängigkeit von Dampfanteil für den Fall der konstanten Drehfelddrehzahl. Bis zu einem Dampfanteil von ca. 30 % ändert sich die Fördermenge nur wenig, während die Motorleistung ansteigt. Durch die erhöhte Motorleistung steigt der Druckaufbau im Gebläse von 1,5 bar auf ungefähr 3 bar an. Für Wasserdampfanteile größer 30 % wird das Kippmoment überschritten, so daß die sich einstellenden Betriebspunkte nun links vom Kippmoment liegen. Sowohl der Druckaufbau als auch die Fördermenge nehmen sprunghaft ab und die abgegebene Motorleistung fällt auf unter 10 % der Nennleistung. In Tab. 5.3 sind die wesentlichen Ergebnisse für die Wasserdampfanteile $y_d = 0, 30, 60$, und 100% zusammengefaßt.

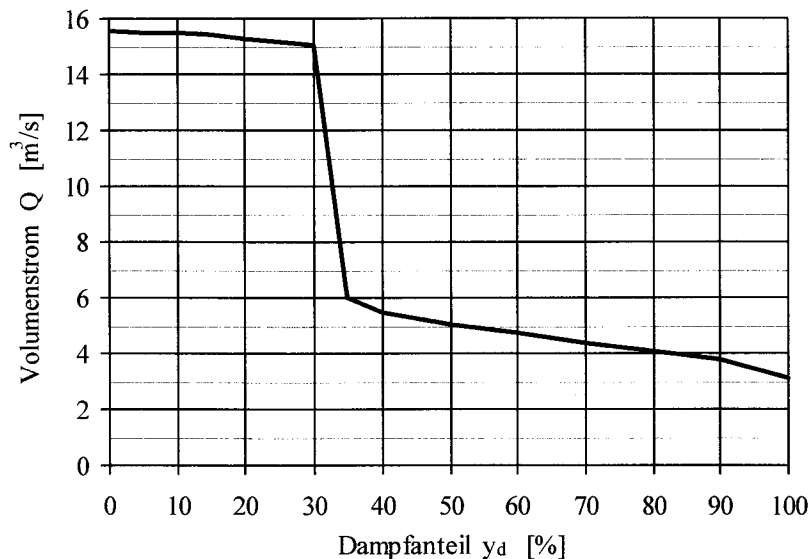


Bild 5.12 Volumenstrom über Dampfanteil bei konst. Drehfelddrehzahl

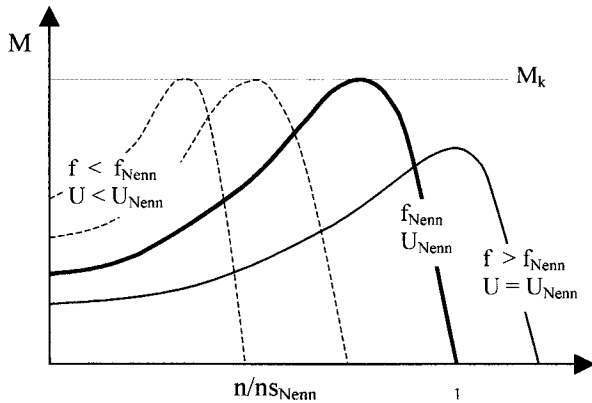
Laut Aussagen von einigen Motorenherstellern sind die Motorkühlungen auf maximal die 2 bis 5-fache Wärmeleistung ausgelegt. Da beim Anfahren der Motoren teilweise höhere Wärmeleistungen produziert werden, muß dieser Lastfall schnell durchlaufen werden. Durch die ausreichende Wärmekapazität der Wicklungen steigt die Temperatur bei dieser kurzzeitigen Transiente nur leicht an. Daß die 20-fache Wärmeleistung bei hohen Dampfanteilen über das Motorgehäuse dauerhaft abgeführt werden kann, ist folglich unwahrscheinlich. Abschätzende Berechnungen zeigen, daß die Motortemperatur in weniger als einer Stunde auf über 400 °C ansteigen wird, was zum Versagen der isolierten Wicklungen führt.

Dampfanteil y_D [Vol.%]	0	30	60	100
Ständerleistung P_s [kW]	2970	5790	640	595
Motorleistung P [kW]	2950	5600	167	105
Wärmeleistung Q_v [kW]	20	190	473	480
Volumenstrom Q [m^3/s]	15,7	15,18	4,71	3,1
Druckaufbau Δp [bar]	1,53	2,89	0,274	0,27
Schlupf s [%]	0,7	3,3	74	82

Tab. 5.3 Zusammenfassung des Verhaltens von Motor und Gebläse bei konstanter Drehfelddrehzahl

5.5.2 Verhalten des Motors bei intakter Leistungs- und Antriebsregelung

Wie bereits in Kap. 5.5.1 erwähnt, nimmt die Wärmeverlustleistung bei konstanter Drehfeld-drehzahl mit zunehmendem Dampfanteil zu, da der Schlupf zwischen Motor und Drehfeld durch das höhere Lastmoment ansteigt. Bei funktionierender Drehzahlregelung wird verhindert, daß sich ein Betriebspunkt einstellt,

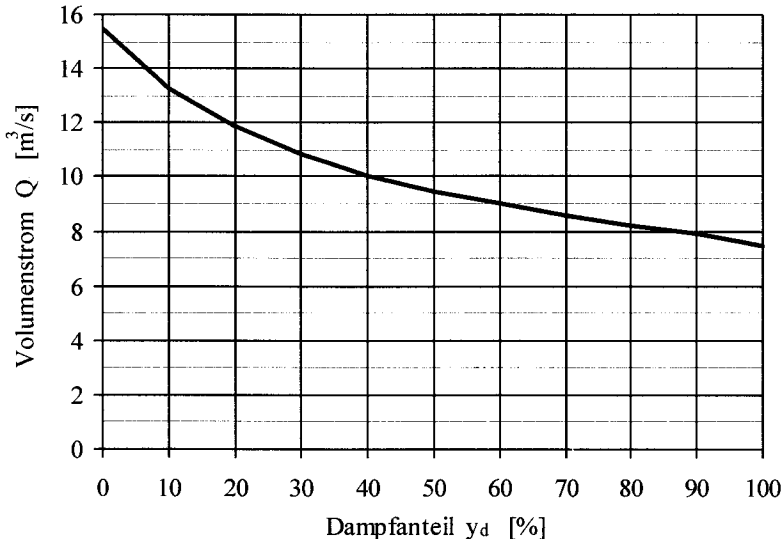


der zu einem Überschreiten des Kippmomentes führt. Dies hat ebenfalls zur Folge, daß die abzuführende Wärmeverlustleistung klein bleibt. Durch die Frequenzregelung wird bei höherer Last die Drehfelddrehzahl reduziert. Um ein Überschreiten des maximalen Nenndrehmomentes (Kippmoment) wegen der Überbelastung der Lager zu verhindern, wird proportional mit einer abnehmenden Drehfelddrehzahl auch die Betriebsspannung reduziert.

Bild 5.13 Motormoment bei intakter Drehzahlregelung

Bild 5.13 zeigt das Motormoment über dem Drehzahlverhältnis n/ns_{Nenn} bei intakter Drehzahlregelung. Für Drehfelddrehzahlen, die größer sind als die Nenndrehzahl des Drehfeldes bleibt die Betriebsspannung des Motors konstant, da das Kippmoment hierbei abnimmt.

Nach /Siem88/ liegt der Regelbereich für den Antriebsmotor des HTR-Modulgebläses zwischen 10 % und 103 % von der Nenndrehzahl.



Das Verhalten bei intakter Gebläseregelung soll nun derart abgeschätzt werden, daß der sich einstellende Schlupf gleich dem Nennschlupf s_{Nenn} ist. Mit zunehmendem Dampfanteil muß folglich die Drehfelddrehzahl und damit auch die Betriebsspannung des Motors abnehmen. Da das Motormoment nach Gl. 5-17 nur vom Kippmoment, Kippschlupf und dem Nennschlupf abhängt, ändert sich das übertragene Drehmoment in diesem Falle nicht.

Bild 5.14 Volumenstrom über Dampfanteil bei konst. Drehmoment

Unter Verwendung der Gleichungen Gl. 5-23 und Gl. 5-25 in Verbindung mit dem vom Dampfanteil y_D und dem Volumenstrom Q abhängigen Druckverlustbeiwert nach Gl. 5-15, erhält man die sich einstellende Drehfelddrehzahl n_s und damit den geförderten Volumenstrom Q (s. Bild 5.14) als Funktion des Dampfanteiles y_D .

$$M_{Last} = M_{Nenn} = 1,9 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{(144,6 - 23,17 \cdot y_D)}{(0,214 \cdot n_s \cdot (1-s))^{0,07}} \cdot \rho_{KG} \cdot (n_s \cdot (1-s))^2 \quad \text{Gl. 5-27}$$

Bild 5.14 zeigt den geförderten Volumenstrom Q in Abhängigkeit vom Dampfanteil im Primärkreislauf. Die Fördermenge nimmt hyperbolisch mit zunehmendem Dampfanteil ab. In Tab. 5.4 sind die wesentlichen Ergebnisse für verschiedene Volumenanteile an Wasserdampf $y_d = 0, 30, 60$, und 100% zusammengefaßt. Bei reiner Dampfatmosfera ist der geförderte Volumenstrom mit $Q \approx 7,5 \text{ m}^3/\text{s}$ auf ca. 45% des Nennvolumenstroms abgesunken.

Dampfanteil [Vol.%]	y_d	0	30	60	100
Ständerleistung [kW]	P_s	2970	2036	1685	1398
Motorleistung [kW]	P	2950	2021	1673	1388
Wärmeleistung [kW]	Q_v	20	15	12	10
Volumenstrom [m ³ /s]	Q	15,7	10,8	8,97	7,44
Druckaufbau [bar]	Δp	1,53	1,46	1,45	1,44
Drehzahl [1/s]	n_s	74	51	42	35

Tab. 5.4 Zusammenfassung des Verhaltens von Motor und Gebläse bei intakter Drehzahlregelung ($s = s_{Nenn}$)

Da die produzierte Wärmeleistung am Läufer des Motors nun mit sinkender Drehzahl ebenfalls abnimmt, besteht für den Fall der intakten Drehzahlregelung keine Überhitzungsgefahr.

5.5.3 Maximale Fördermengen

Nachfolgend wird untersucht, welche Volumenströme sich in Abhängigkeit vom Dampfanteil einstellen, wenn die Leistungs- und Antriebsregelung in der Weise funktioniert, daß die Fördermenge maximal wird. Obwohl dies nicht der Auslegung der Regelung entspricht wird dieser Fall zur Abrundung des Störfallverständnisses untersucht.

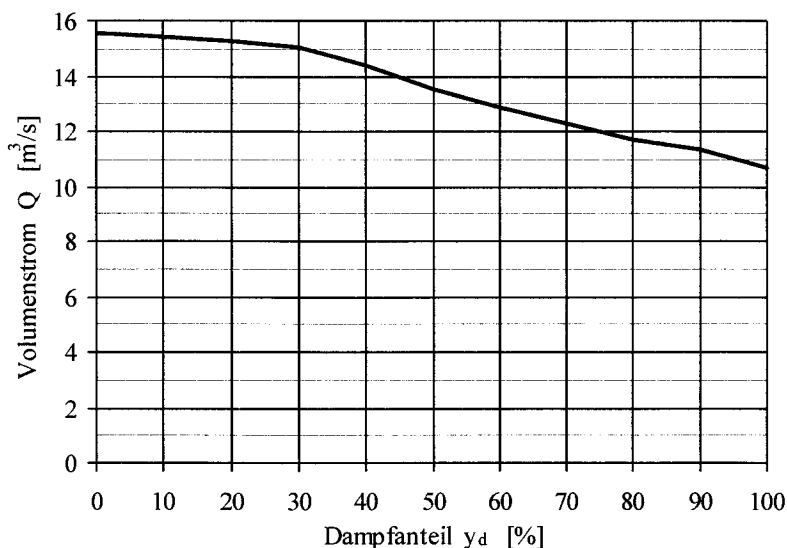


Bild 5.15 zeigt die sich einstellenden Volumenströme in Abhängigkeit vom Dampfgehalt. Bei Dampfanteilen kleiner $y_d = 30\%$ ändert sich hierfür die Drehfeldfrequenz bis zum Erreichen des Kippmomentes nicht. Für Dampfanteile größer $y_d = 30\%$ ergeben sich maximale Fördermengen, wenn die Drehfeldfrequenz so eingestellt wird, daß sich die Kennlinien von Last- und Motormoment im Kippmoment schneiden.

Bild 5.15 Maximale Fördermenge in Abhängigkeit vom Dampfanteil

Daß die Frequenzregelung derart funktioniert ist zwar unwahrscheinlich, aber nicht undenkbar, so daß dieser Fall eine obere Grenze für die Fördermenge darstellt.

5.6 Zusammenfassung der Ergebnisse zum Verhalten von Motor und Gebläse

Das Ziel der Betrachtungen zum Förderverhalten des Primärkreislaufgebläses in Verbindung mit dem Asynchronmotor zum Gebläseantrieb war es, herauszufinden, welche Fördermengen sich beim Wassereinbruchstörfall einstellen können. Die Fördermenge hat für den Verlauf des Störfalls bezüglich der Tropfenabscheidung und der Dampfverteilung im Primärkreislauf große Bedeutung.

Das Ergebnis sind mögliche Fördermengenströme, die sich in Abhängigkeit vom Dampfanteil bei verschiedenen Annahmen für die Leistungs- und Antriebsregelung (Gebläseregelung) im Primärkreislauf einstellen könnten. In Bild 5.16 sind die Fördermengen für die betrachteten Fälle zusammengefaßt dargestellt. Bei der Förderung reinen Heliums schneiden sich die Kurven im Nennbetriebspunkt bei einem Volumenstrom von $Q = 15,7 \text{ m}^3/\text{s}$. Bis zu einem Dampfanteil von 30 % fällt der Volumenstrom im Falle einer defekten Drehzahlregelung und für die Abschätzung einer maximalen Fördermenge nur leicht ab. Für den Fall der intakten Drehzahlregelung fällt der Volumenstrom von $Q = 15,7 \text{ m}^3/\text{s}$ auf ca. $Q = 11 \text{ m}^3/\text{s}$ ab. Bei Dampfanteilen größer $y_d = 30 \%$ sinkt der Volumenstrom bei defekter Drehzahlregelung sprunghaft auf etwa 40 % des Nennvolumenstromes. Für eine gesättigte Dampfatmosfera sinkt die Fördermenge auf $Q = 3,3 \text{ m}^3/\text{s}$.

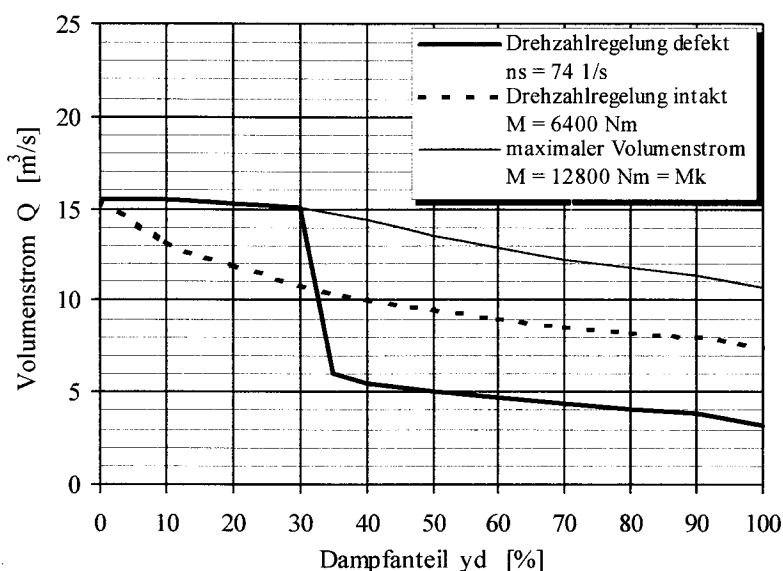


Bild 5.16 Grenzen der Fördermengen bei Wassereinbruchstörfällen

Ist die Drehzahlregelung intakt, so sinkt die Fördermenge kontinuierlich auf $Q = 7,5 \text{ m}^3/\text{s}$ bei $y_d = 100 \%$. Für Dampfanteile größer $y_d = 30 \%$ liegt die Fördermenge etwa in der Mitte zwischen den Kurven „maximaler Volumenstrom“ und „Drehzahlregelung defekt“ (s. Bild 5.16).

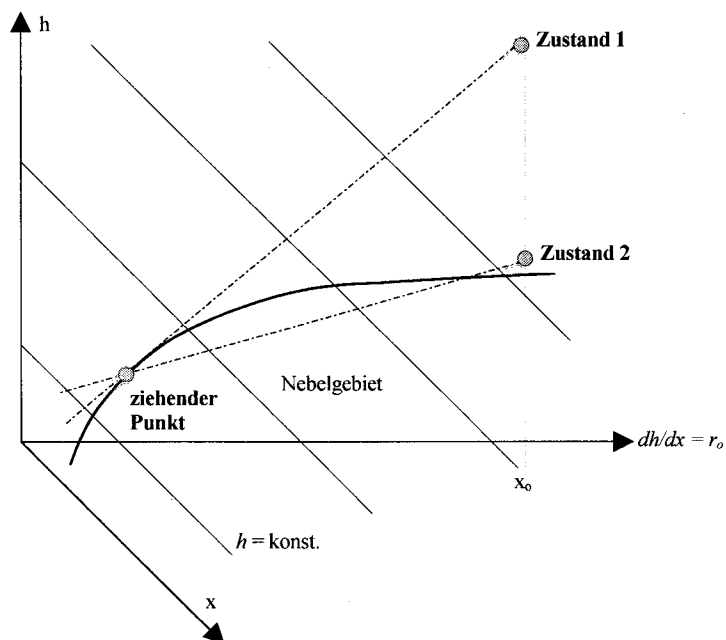
Die hier angestellten Betrachtungen sind als sehr hypothetisch einzuordnen, da für den Fall der defekten Drehzahlregelung der vom Motor abzuführende Wärmestrom so groß ist, daß der Motor überhitzt. Entweder können die Wicklungen oder aber die Lager zu Schaden kommen, womit eine weitere Förderung auszuschließen wäre. Für den Fall der intakten Gebläseregelung ist es ebenso unwahrscheinlich, daß nur die Gebläseabschaltung versagt, die Drehzahlregelung aber funktioniert.

Die Untersuchungen zu Tropfentransport und Tropfenabscheidung beschränken sich auf den hier angegebenen Bereich des geförderten Volumenstromes von $3,3 - 11 \text{ m}^3/\text{s}$ Dampf.

6 Tropfenabscheidung aus der Gasphase

Stellt sich die Aufgabe, einen mit Tropfen beladenen Gasstrom zu entfeuchten, ist es notwendig, beide Stoffe auf unterschiedliche Bahnen zu bringen, so daß Gas und Flüssigkeit an verschiedenen Orten abgezogen werden können. Liegt die Feuchte in einem Gasstrom beispielsweise in Form von Wasserdampf vor, so ist eine mechanische Trennung beider Stoffe schwer möglich. Hierfür muß das Gas zunächst in einem Kondensator bis unter den Taupunkt abgekühlt werden, bevor die kondensierte Phase mechanisch abgetrennt werden kann.

Unter bestimmten Voraussetzungen besteht die Möglichkeit, daß sich über dem Kondensatfilm Nebel bildet, der mit dem Gasstrom den Kondensator verläßt. Dies ist insbesondere dann gegeben, wenn der Zustand des zu entfeuchtenden Gases nahe am Sättigungspunkt liegt. Dieser



Sachverhalt ist in Bild 6.1 dargestellt, wobei zwei Gase gleicher absoluten Feuchte x_0 aber unterschiedlicher Enthalpie h mit den Zuständen 1 und 2 entfeuchtet werden soll. Man erkennt, daß es bei der Abkühlung des Gases vom Zustand 1 nicht zur Tropfenbildung kommt, während die Zustandsänderung 2 des kälteren Gases in Richtung des ziehenden Punktes durch das Nebelgebiet führt. Die dabei entstandenen Tropfen haben Durchmesser von wenigen μm und müssen in einem nachgeschalteten Tropfenabscheider mechanisch abgetrennt werden.

Bild 6.1 Zustandsänderungen im h - x -Diagramm bei der Kondensation

Diese mechanische Abtrennung kann auf verschiedene Art und Weise realisiert werden, wobei fast alle Möglichkeiten den Dichteunterschied zwischen Gas und Flüssigkeit ausnutzen. Bei der Abscheidung großer Tropfen ($d_T > 200 \mu\text{m}$) genügen meist Absetzapparate, in denen die Tropfen aufgrund der Schwerkraft sedimentieren. Möchte man kleinere Tropfen, die z.B. bei der Nebelbildung entstehen ($d_T = 2 \dots 50 \mu\text{m}$), mechanisch abscheiden, so sind größere Beschleunigungen als die Erdbeschleunigung notwendig. Diese erzielt man z.B. in Zyklonen oder Lamellenabscheidern durch Erzeugung eines Zentrifugalfeldes. Durch die Zentrifugalkräfte werden die Tropfen aufgrund der Trägheit nach außen geschleudert und gelangen an eine feste Wand. Dort agglomerieren die Tropfen zu Rinnsalen, und die Flüssigkeit fließt infolge der Schwerkraft aus dem Abscheider. Auf die Optimierung und Betriebsgrenzen für die sogenannten Prallabscheider wird im weiteren Verlauf der Arbeit noch detailliert eingegangen. Zur Abtrennung sehr feiner Tropfen ($d_T < 2 \mu\text{m}$) nutzt man die Tropfenagglomeration in Venturi-Wäschern. Hierbei werden kleine Tropfen durch Eindüsen eines gröberen Tropfenspektrums zu größeren Tropfen agglomeriert und können anschließend in einem nachgeschalteten Grobabscheider abgetrennt werden.

6.1 Widerstandsgesetze für die Tropfenumströmung

Die Widerstandskraft bei der Tropfenumströmung ist sowohl für den Tropfentransport bzw. die Tropfenabscheidung als auch für die Bildung von Sekundärtropfen von Bedeutung. Weiterhin bestimmt die Strömungsgrenzschicht auf der Tropfenoberfläche den Wärme- und Stoffübergang. Für den Fall, daß Analogie zwischen Impuls- und Wärmeübertragung herrscht, d.h. für $Pr = 1$ und quelltermfreie Impuls- und Energiegleichung, entspricht der Widerstandsbeiwert bis auf einen konstanten Faktor dem mittleren Wärmeübergangskoeffizient. Für kleine Tropfen können so mit Hilfe der Analogie näherungsweise die Verdampfungszeit oder das Tropfenwachstum bei der Kondensation berechnet werden.

Die Widerstandskraft berechnet sich wie folgt:

$$F_w = c_w(Re) \cdot A_s \cdot \frac{\rho_g}{2} \cdot (v - v_g) \cdot |v - v_g| \quad \text{mit} \quad Re = \frac{(v - v_g) \cdot d \cdot \rho}{\mu} \quad \text{Gl. 6-1}$$

Der Widerstandsbeiwert c_w kann unter vereinfachten Randbedingungen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bereichsweise berechnet werden. Die angegebenen Gleichungen beruhen auf zahlreichen Messungen und Erkenntnissen verschiedener Autoren und berücksichtigen folgende Randbedingungen:

- Der Tropfen sei kugelförmig und starr.
- Der Tropfen bewege sich stationär in einer unendlich ausgedehnten inkompressiblen Gasatmosphäre.
- Die Oberfläche des Tropfens sei hydraulisch glatt.
- Der Tropfendurchmesser sei deutlich größer als die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle.
- Die Anströmung sei geradlinig und laminar.

Der reynoldsabhängige Widerstandsbeiwert läßt sich in 5 Bereiche gliedern:

1. Stokes-Bereich $Re < 0,25$

Der Strömungswiderstand wird maßgeblich durch die Reibung auf der ganzen Kugeloberfläche bestimmt. Die Grenzschicht ist laminar, die Strömung löst sich nicht von der Oberfläche ab. Das Stromlinienbild um die Kugel ist symmetrisch.

$$c_w = \frac{24}{Re} \quad \text{Gl. 6-2}$$

2. Übergangs-Bereich $0,25 < Re < 10^3$

Die Trägheitskräfte nehmen zu, so daß die Strömung nicht mehr über die gesamte Lauflänge der Kugelkontur folgt. Bei $Re = 24$ beginnt sich die Strömung in einzelnen Wirbeln abzulösen. Der Ablösepunkt ist dadurch gekennzeichnet, daß die Wandschubspannungen verschwinden. Stromab dieses Punktes kann der statische Druck nicht mehr ansteigen, was zum sogenannten Formwiderstand führt. Für den Übergangsbereich existieren eine Vielzahl von Näherungsgleichungen. Die Lage des Ablösepunktes verschiebt sich mit der Reynoldszahl und wirkt sich auf den Widerstand aus. Dieser Bereich hat für die Förderung und Abscheidung von Stäuben oder Tropfen die größte Bedeutung. Nach /Rump66/ gilt:

$$c_w = \frac{21}{Re} + \frac{6}{\sqrt{Re}} + 0,28 \quad \text{Gl. 6-3}$$

3. Newton-Bereich

$$10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$$

Der Widerstandsbeiwert ändert sich in diesem Bereich nur wenig, da der Ablösepunkt bei $\varphi = 80^\circ$, gemessen vom Staupunkt aus, liegt. Bei $Re = 4 \cdot 10^3$ wird ein schwaches Minimum durchlaufen. Diesen Reynoldsbereich bezeichnet man nach /Gras83/ als quadratischen Bereich, da der Widerstandsbeiwert c_w sich kaum ändert.

$$c_w = 0,4 \dots 0,5$$

Gl. 6-4

4. Kritischer Bereich

$$Re_c = 2 \dots 4 \cdot 10^5$$

Im Bereich der kritischen Reynoldszahl schlägt die Grenzschicht bis kurz vor den Ablösepunkt von laminar nach turbulent um. Die turbulente Grenzschicht vermag gegen den Anstieg des statischen Druckes längs an der Wand zu bleiben, wodurch der Widerstandsbeiwert sinkt. c_w fällt von $c_w \approx 0,3$ bei $Re \approx 2 \cdot 10^5$ auf $c_w \approx 0,1$ bei $Re_c \approx 4 \cdot 10^5$ ab.

$$c_w = 0,3 \dots 0,1$$

Gl. 6-5

5. Überkritischer Bereich

$$Re > Re_c$$

Der Umschlagpunkt von laminar nach turbulent wandert in Richtung des vorderen Staupunktes, gleichzeitig wandert der Ablösepunkt stromauf. Dieser Prozeß ist etwa bei $Re = 2 \cdot 10^6$ abgeschlossen und die Grenzschicht ist bis auf einen kleinen Bereich am Staupunkt turbulent. Der Reibungswiderstand vergrößert sich beträchtlich, so daß der Widerstandsbeiwert auf $c_w \approx 0,3$ ansteigt.

$$c_w = 0,3$$

Gl. 6-6

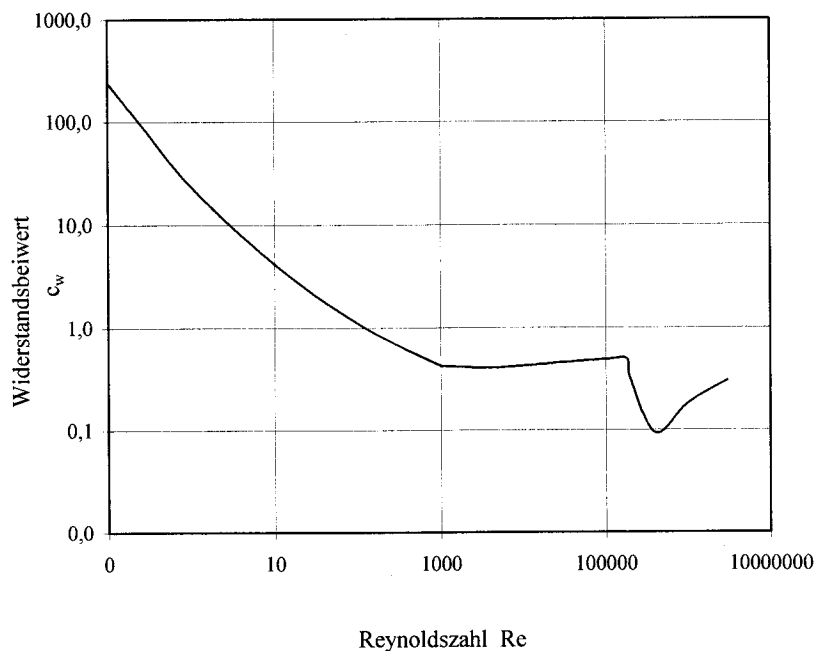


Bild 6.2 Gemessene Widerstandsbeiwerte glatter, starrer Kugeln /Gras83/

Man beachte, daß sich Tropfen schon bei Reynoldszahlen von $Re = 200$ bis 1000 verformen können und der Widerstandsbeiwert ansteigt. Die charakteristische Kennzahl für die Tropfenverformung und den Zerfall von Tropfen ist die Weberzahl We . Die Weberzahl bildet das Verhältnis von Staudruck zum Innendruck im Tropfen. Der Innendruck in einem Tropfen ist proportional zur Oberflächenspannung σ und umgekehrt proportional zum Tropfenradius.

Der vergrößerte Umströmungswiderstand - infolge der Tropfenverformung - kann durch Hinzufügen einer Funktion $f(We, Re)$, siehe Bild 6.3 näherungsweise berücksichtigt werden. Für den Widerstandsbeiwert von Tropfen im Bereich von $5 < Re < 4000$ gibt /Wieg87/ durch folgende Gleichung an:

$$c_w = \frac{21}{Re} + \frac{6}{\sqrt{Re}} + 0,28 + f(We, Re) \quad \text{mit} \quad We = \frac{\rho \cdot v_{rel}^2 \cdot d}{\sigma} \quad \text{Gl. 6-7}$$

$$f(We, Re) = We \cdot [0,2319 - 0,1579 \cdot \log(Re) + 0,0471 \cdot [\log(Re)]^2 - 0,0042 \cdot [\log(Re)]^3] \quad \text{Gl. 6-8}$$

Für Weberzahlen im Bereich von $We \ll 1$ ist die Tropfenverformung zu vernachlässigen und Gl. 6-7 geht in Gl. 6-3 über.

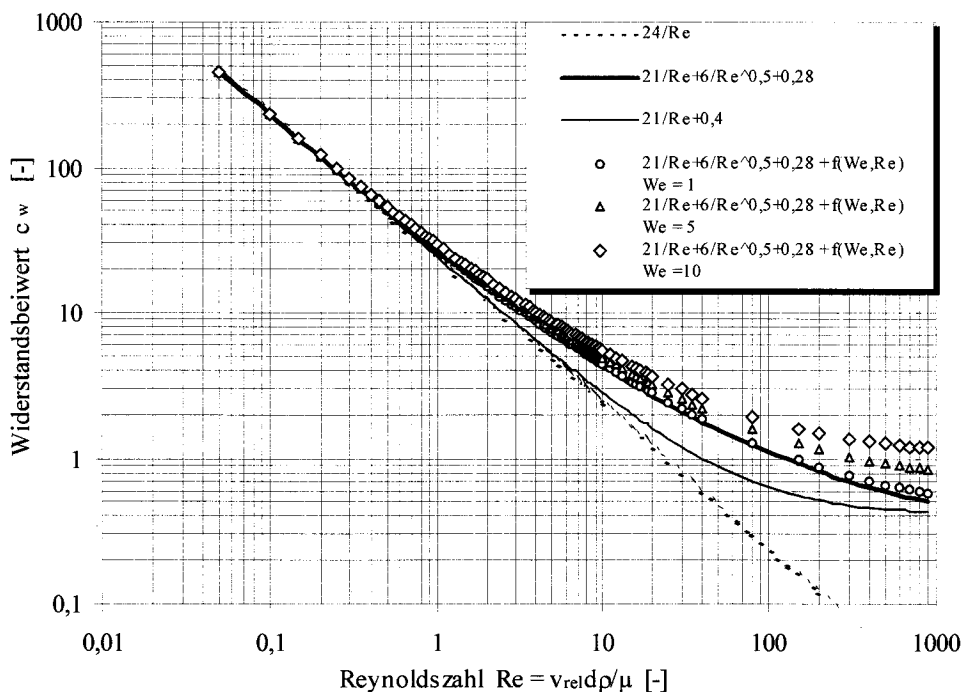


Bild 6.3 Widerstandsbeiwerte von Tropfen in Abhängigkeit von Re und We

Die Näherungsgleichungen zur Beschreibung des Widerstandsbeiwertes von starren Kugeln und Wassertropfen können in Bild 6.3 verglichen werden. Im Gültigkeitsbereich des Stokesschen Widerstandsgesetzes ($Re < 1$) verschwindet der Einfluß der Tropfenverformung auf den Tropfenwiderstand nahezu (s. Bild 6.3), während bei zunehmender Reynoldszahl die Tropfenverformung mehr und mehr an Bedeutung gewinnt.

Für die Bewegung von Tropfen im Gasstrom hat die Tropfenumströmung für Reynoldszahlen von $Re > 2000$ praktisch keine Bedeutung, da große Reynoldszahlen meist auch große Weberzahlen bedingen, und die Tropfen infolge der hohen Widerstandskraft zerplatzen. Ausgehend von dem Kräftegleichgewicht an der Tropfenoberfläche folgt nach /Pran90/ für die kritische Weberzahl $We_{krit} \cong 8/c_w$.

Damit berechnet sich der maximale Tropfendurchmesser zu:

$$p_{Umströmung} = p_{\ddot{u}im\ Tropfen} \rightarrow \frac{c_w \cdot \rho \cdot v_{rel}^2}{2} = \frac{4 \cdot \sigma}{d_{Max}} \quad \text{Gl. 6-9}$$

$$We_{krit} = \frac{\rho \cdot v_{rel}^2 \cdot d_{Max}}{\sigma} = \frac{8}{c_w} \rightarrow d_{Max} = \frac{8}{c_w} \cdot \frac{\sigma}{\rho \cdot v_{rel}^2} \quad \text{Gl. 6-10}$$

Häufig liegt die kritische Weberzahl, bei der die Tropfen zerplatzen, für Wassertropfen bei Werten zwischen $6 < We_{krit} < 13$.

6.2 Die Bewegungsgleichung für Einzeltropfen

Stellt man das Kräftegleichgewicht an einem sich im Gasstrom bewegenden, kugelförmigen Tropfen auf, erhält man im allgemeinen eine nicht lineare Differentialgleichung (Gl. 6-11) 1.Ordnung.

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} \cdot d_T^3 \cdot \rho_L \cdot \frac{dv_T}{dt} &= c_w(Re) \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_T^2 \cdot (v - v_T) \cdot |v - v_T| + \frac{\pi}{6} \cdot d_T^3 \cdot \rho \cdot \frac{dv}{dt} + \dots \\ &\dots + X \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d_T^3 \cdot \rho \cdot \left(\frac{dv}{dt} - \frac{dv_T}{dt} \right) + (\rho_L - \rho) \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d_T^3 \cdot a \end{aligned} \quad \text{Gl. 6-11}$$

Die Nichtlinearität der Gleichung liegt in verwendeten der Näherungsfunktion für den Widerstandsbeiwert nach Rumpf (Gl. 6-3) begründet. Nur mit der Annahme der Gültigkeit des Stokeschen Widerstandsgesetzes für die schleichende Tropfenumströmung ($Re < 1$) ergibt sich eine lineare Differentialgleichung. Diese Annahme ist, wie noch gezeigt wird, nur in Einzelfällen zulässig, so daß die Lösung im folgenden numerisch mit der Definition des Widerstandsbeiwertes nach Gl. 6-3 durchgeführt wird.

Die einzelnen Terme in Gl. 6-11 bedeuten:

- a) Trägheitskraft des Tropfens
- b) Widerstandskraft infolge der Tropfenumströmung
- c) Kraft des Strömungsgases auf den Tropfen (z.B. bei pulsierender Gasströmung)
- d) Mitnahme von Gasanteil X durch den beschleunigten Tropfen im Relativsystem
- e) Tropfenbeschleunigung im Kraftfeld (für $a = g$ gilt: $F = \text{Schwere} - \text{Auftrieb}$)

In Bild 6.4 sind mögliche Problemstellungen, die mit Hilfe von Gl. 6-11 zu lösen sind, in einem Schaubild dargestellt.

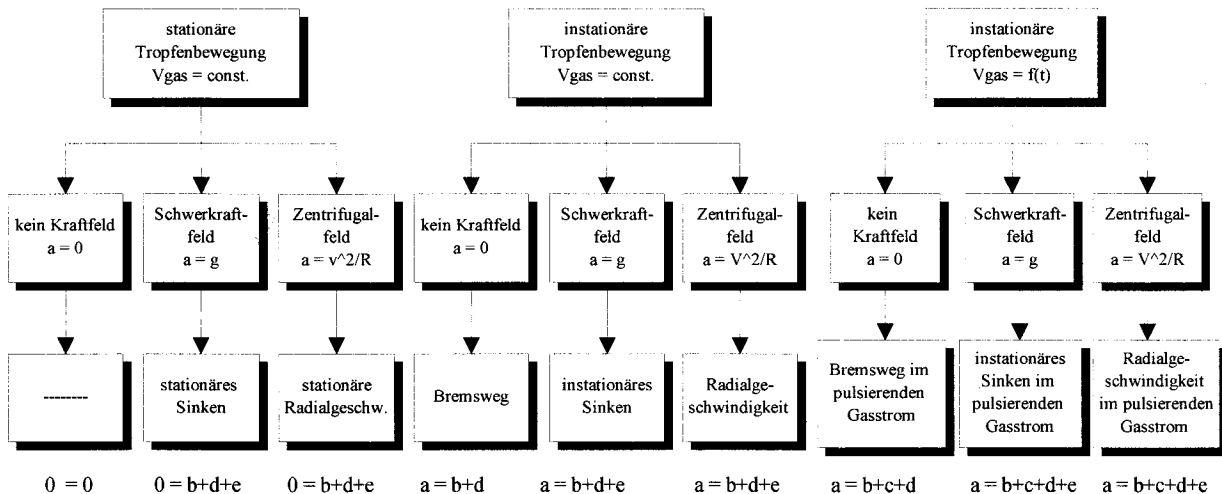


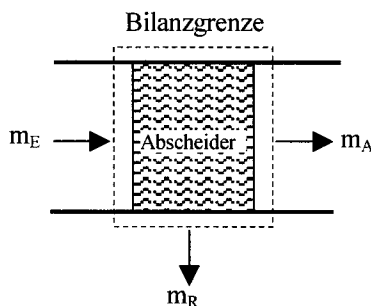
Bild 6.4 Lösungsmöglichkeiten der Differentialgleichung für die Tropfenbewegung im Gasstrom

6.3 Definitionen des Wirkungsgrades für Tropfenabscheider

Die Wirksamkeit eines Tropfenabscheiders wird in der Regel durch einen Abscheidegrad angegeben. Hierbei unterscheidet man zwischen dem Gesamtabscheidegrad, dem Fraktionsabscheidegrad und dem Auftreffgrad, deren Bedeutung im folgenden erläutert wird.

6.3.1 Gesamtabscheidegrad

Bild 6.5 zeigt einen Tropfenabscheider, der von einer Dispersion aus Gas und Flüssigkeitstropfen angeströmt wird. Ein Teil des eintretenden Flüssigkeitsmassenstromes m_E wird im Tropfenabscheider abgezogen, und das bis auf die Restflüssigkeit m_A getrocknete Gas verläßt den Bilanzraum. Die Definition des Gesamtabscheidegrades η_{Ges} folgt aus der Massenbilanz des Wassers um den Abscheider:



$$\eta_{\text{Ges}} = \frac{m_E - m_A}{m_E} = \frac{m_R}{m_E} \quad \text{Gl. 6-12}$$

Bild 6.5 Gesamtwasserbilanz um einen Tropfenabscheider

Durch den Gesamtabscheidegrad wird letztendlich der geforderte Restflüssigkeitsgehalt und damit die Produktqualität bestimmt. Eine detaillierte Aussage über die Güte des Abscheiders selbst ist mit dieser Definition des Abscheidegrades nicht möglich. Die Wirksamkeit eines Tropfenabscheiders hängt insbesondere vom Tropfenspektrum am Eintritt ab. Mit einem Schwerkraftabscheider ist es z.B. nicht möglich Tropfendurchmesser von $d < 30 \mu\text{m}$ wirtschaftlich abzuscheiden, während Tropfendurchmesser von $d > 0,5 \text{ mm}$ nahezu vollständig ab-

geschieden werden. Bei gleichen Anströmbedingungen und konstanter Abscheidegeometrie sind somit völlig unterschiedliche Gesamtabseidegrade denkbar.

6.3.2 Fraktionsabscheidegrad

Zu einer Beurteilung der Güte eines Abscheiders, die weitgehend unabhängig vom Eingangstropfenspektrum ist, dient der Fraktionsabscheidegrad. Dieser vergleicht den Massenstrom an Tropfen einer bestimmten Tropfengröße am Abscheidereintritt mit dem Massenstrom dieser Tropfengröße am Abscheideraustritt. Kennt man die Fraktionsabscheidegrade für sämtliche am Abscheideraustritt vorhandenen Tropfendurchmesser, erhält man Fraktionsabscheidegradkurven. Tropfendurchmesser, die größer sind als der größte Tropfen am Abscheideraustritt werden zu 100 % abgeschieden.

Um eine Verwechslung mit dem Differentialoperator d zu vermeiden, wird der Tropfendurchmesser im folgenden mit dem Buchstaben x bezeichnet. Der Fraktionsabscheidegrad wird für einen bestimmten Tropfendurchmesser x definiert zu:

$$\eta(x) = \frac{m_E(x) - m_A(x)}{m_E(x)} = \frac{m_R(x)}{m_E(x)} \quad \text{Gl. 6-13}$$

$$\eta(x) = \frac{m_E \cdot \xi_E(x) - m_A \cdot \xi_A(x)}{m_E \cdot \xi_E(x)} = 1 - \frac{m_A \cdot \xi_A(x)}{m_E \cdot \xi_E(x)} \quad \text{Gl. 6-14}$$

Die Massenanteile ξ sind im allgemeinen nicht bekannt, sondern unter hohem Aufwand meßtechnisch zu bestimmen. Mit einem optischen Meßverfahren, das z.B. auf der Fraunhoferschen Beugung von Laserlicht beruht, können keine speziellen Tropfengrößen gemessen werden. Man mißt vielmehr gemittelte Tropfendurchmesser $\bar{x}$ innerhalb zweier Klassengrenzen x_1 und x_2 .

$$\bar{x} = \frac{x_1 + x_2}{2} \quad \text{Gl. 6-15}$$

Je enger die Klassengrenzen beieinander liegen, desto genauer können die Fraktionsabscheidegrade aus der statistischen Sprayanalyse an Abscheidereintritt und Abscheideraustritt bestimmt werden.

Die Tropfenverteilungen liegen meist in Form von Summenverteilungen Q oder Dichteverteilungen q r -ter Ordnung vor. Die Ordnungszahl r gibt an, ob es sich um eine Anzahlverteilung ($r = 0$) oder eine Größenverteilung wie die Volumenverteilung ($r = 3$) handelt.

Für eine Volumenverteilung gelten die statistischen Beziehungen:

$$q_3(x) = \frac{dQ_3(x)}{dx} \quad \text{Gl. 6-16}$$

oder für den Volumenanteil einer Fraktion

$$y(\bar{x}) = (Q_3(x_2) - Q_3(x_1)) = \int_{x_1}^{x_2} q_3(x) \cdot dx \approx q_3(\bar{x}) \cdot (x_2 - x_1) \quad \text{Gl. 6-17}$$

Ist die Dichte der Flüssigkeit konstant, so sind Volumenanteil $y(x)$ und Massenanteil $\xi(x)$ identisch. Der Fraktionsabscheidegrad kann nun für einzelne Fraktionen x aus den Volumensummenverteilungen an Abscheidereintritt und Abscheideraustritt berechnet werden.

$$\eta(\bar{x}) = 1 - \eta_{\text{ges}} \cdot \frac{Q_{3E}(x_2) - Q_{3E}(x_1)}{Q_{3A}(x_2) - Q_{3A}(x_1)} \quad \text{Gl. 6-18}$$

Besonders anschaulich ist die Berechnung des Fraktionsabscheidegrads über die Volumendichteverteilungen. Bestimmt man die Verteilungen an Ein- und Austritt des Abscheiders innerhalb der gleichen Klassengrenzen, so entfällt die Klassenbreite $b = x_1 - x_2$, und man erhält die Beziehung:

$$\eta(\bar{x}) = \frac{m_E \cdot q_{3E}(\bar{x}) - m_A \cdot q_{3A}(\bar{x})}{m_E \cdot q_{3E}(\bar{x})} \quad \text{Gl. 6-19}$$

Trägt man die mit den Massen gewichteten Dichteverteilungen über den einzelnen Fraktionen auf, kann man die Fraktionsabscheidegrade, wie in Bild 6.6 illustriert, auch graphisch ablesen.

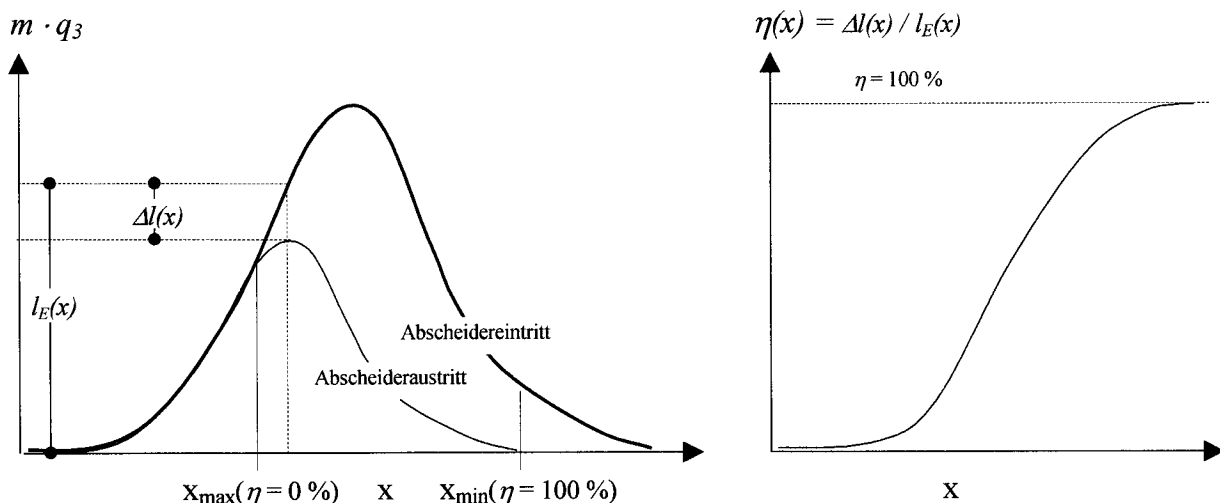


Bild 6.6 Graphische Bestimmung des Fraktionsabscheidegrades aus der gewichteten Dichteverteilung

Die ermittelten Fraktionsabscheidegrade gelten häufig unabhängig vom Tropfenspektrum für eine spezielle Abscheidergeometrie bei konstanten Anströmbedingungen. Den Tropfendurchmesser, der im Abscheider zu 95 % abgeschieden wird, bezeichnet man häufig als Grenztropfen. Bei der Auslegung eines Tropfenabscheiders wird die Einhaltung eines Grenztropfens als Qualitätsmerkmal gefordert.

Manchmal hängt der Fraktionsabscheidegrad aber vom Tropfenspektrum bzw. Tropfenmassenstrom oder der Anströmenergie am Abscheidereintritt ab. Dies ist immer dann der Fall, wenn sich im Abscheider Sekundärtropfen bilden:

1. Die Tropfenanzahl ist so hoch, daß die Tropfen im Abscheider teilweise koagulieren.
2. Die Strömungsenergie ist im Abscheider so hoch, daß abgeschiedene Flüssigkeitsmengen wieder mitgerissen werden. Die dabei entstehenden Sekundärtropfen können größer sein als der maximale Tropfen am Eintritt des Abscheiders.
3. Die von der Strömung auf die Tropfen ausgeübten Kräfte sind so groß, daß große Tropfen im Abscheider zu mehreren kleineren Tropfen zerplatzen.

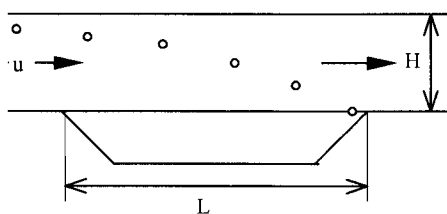
Die Punkte 2 und 3 sind bei einer vernünftigen Auslegung des Tropfenabscheiders meist auszuschließen. Der erste Punkt hingegen führt zu höheren Abscheidegraden und ist somit erwünscht. Die guten Abscheidegrade für sehr kleine Tropfen in einem Venturi-Wäscher werden maßgeblich durch die Tropfenkoagulation erzielt.

6.3.3 Auftreffgrad

Den Vorgang der Tropfenabscheidung kann man in zwei aufeinanderfolgende Phasen einteilen. Durch die im Abscheider wirkenden Kräfte gelangen die Tropfen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit an eine feste Wand. Diese Wahrscheinlichkeit wird mit Auftreffwahrscheinlichkeit (Auftreffgrad) bezeichnet. Durch die Strömungsenergie im Abscheider ist es aber möglich, daß ein Teil der Tropfen wieder von den Oberflächen mitgerissen wird. Die Haftwahrscheinlichkeit ist ein Maß dafür, ob ein Tropfen, der an eine feste Wand gelangt, auch abgeschieden wird. Der Fraktionsabscheidegrad ist also das Produkt von Auftreffgrad und Haftwahrscheinlichkeit einer bestimmten Fraktion. Für die meisten Abscheidertypen sind Auftreffgrad und Abscheidegrad im Auslegungsbetrieb identisch.

6.4 Abscheidung durch Sedimentation

Ein mit Tropfen beladener Gasstrom wird so langsam durch den Abscheidekanal (Bild 6.7) geführt, bis ein Großteil der im Gas enthaltenen Tropfen sedimentiert ist. Die Sedimentation beruht auf der Dichtedifferenz zwischen Gas und Flüssigkeit, wobei die Sedimentationsgeschwindigkeit der Tropfen durch den Strömungswiderstand begrenzt ist. Je größer die Verweilzeit der Tropfen im Abscheider ist, desto höhere Abscheidegrade werden erzielt. Sehr kleine Tropfen sedimentieren im Bereich des Stokeschen Widerstandsgesetzes und erreichen dabei Sedimentationsgeschwindigkeiten von nur wenigen Zentimetern pro Minute. Zur Abscheidung dieser Tropfengrößen ist der Sedimentationsabscheider nicht geeignet, da die Abscheidergeometrie dann unwirtschaftlich groß wird.



Die wesentlichen Einflußgrößen auf die Tropfensedimentation gehen aus der instationären Bewegungsgleichung für einen Einzeltropfen im Schwerfeld hervor:

Bild 6.7 Skizze des Sedimentationsabscheiders

$$\rho_L \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d_T^3 \cdot \frac{dv_T}{dt} = c_w(\text{Re}) \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_T^2 \cdot (v - v_T) \cdot |v - v_T| + (\rho_L - \rho) \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d_T^3 \cdot g \quad \text{Gl. 6-20}$$

mit $c_w(\text{Re}) = \frac{24}{\text{Re}}$ (Stokesbereich) oder $c_w = 0,5$ (Newtonbereich)

Sind die Dichte des Gases gegenüber der Flüssigkeitsdichte, und die Gasgeschwindigkeit in Schwerkraftrichtung vernachlässigbar, erhält man unter Verwendung der obigen Widerstandsgesetze einfache, analytische Lösungen für die Sinkgeschwindigkeit v_T als Funktion des Widerstandsbeiwertes c_w und der Zeit t . Beispielhaft seien hier die zeitabhängigen Sinkgeschwindigkeiten unter Verwendung des Stokeschen und des Newtonschen Widerstandsgesetzes angegeben.

$$v_T(t)|_{\text{Stokes}} = \frac{d_T^2 \cdot \rho_L \cdot g}{18 \cdot \mu} \cdot \left[1 - \exp\left[-\frac{18 \cdot \mu \cdot t}{d_T^2 \cdot \rho_L}\right] \right] = v_T(t \rightarrow \infty) \cdot \left[1 - \exp\left[-\frac{18 \cdot \mu \cdot t}{d_T^2 \cdot \rho_L}\right] \right] \quad \text{Gl. 6-21}$$

$$v_T(t)|_{Newton} = \sqrt{\frac{8 \cdot d_T \cdot \rho_L \cdot g}{3 \cdot \rho}} \cdot \tanh \sqrt{\frac{3 \cdot \rho \cdot g \cdot t}{8 \cdot d_T \cdot \rho_L}} = v_T(t \rightarrow \infty) \cdot \tanh \sqrt{\frac{3 \cdot \rho \cdot g \cdot t}{8 \cdot d_T \cdot \rho_L}} \quad \text{Gl. 6-22}$$

Unter den folgenden vereinfachten Annahmen können nun die Fraktionsabscheidegrade für die Sedimentation berechnet werden:

1. Die Tropfen sind kugelförmig und starr.
2. Die Tropfen jeder Fraktion sind gleichmäßig über die Abscheiderhöhe H (Bild 6.7) verteilt.
3. Die Tropfengeschwindigkeit in Strömungsrichtung ist gleich der Gasgeschwindigkeit u .
4. Beim Eintritt in den Abscheider haben die Tropfen bereits die stationäre Sinkgeschwindigkeit erreicht.
5. Der Tropfenmassenstrom ist so gering, daß die Tropfen sich nicht gegenseitig behindern oder zu größeren Tropfen koagulieren.

Der Fraktionsabscheidegrad kann mit den getroffenen Annahmen als Verhältnis zweier Längen ausgedrückt werden.

$$\eta = \frac{L_{Sedi}}{H} = \frac{v_T \cdot tv}{H} = \frac{v_T \cdot L}{H \cdot u} \quad \text{Gl. 6-23}$$

Mit den Gleichungen Gl. 6-21, bzw. Gl. 6-22 ergeben sich damit die Fraktionsabscheidegrade im Sedimentationsabscheider zu:

$$\eta|_{Stokes} = \frac{d_T^2 \cdot \rho_L \cdot g}{18 \cdot \mu} \cdot \frac{L}{H \cdot u} \quad \text{Gl. 6-24}$$

$$\eta|_{Newton} = \sqrt{\frac{8 \cdot d_T \cdot \rho_L \cdot g}{3 \cdot \rho}} \cdot \frac{L}{H \cdot u} \quad \text{Gl. 6-25}$$

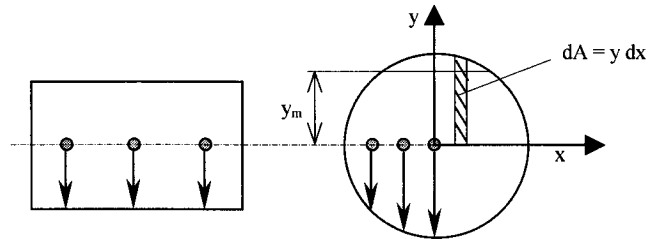
Die Fraktionsabscheidegrade steigen unabhängig vom verwendeten Widerstandsgesetz mit zunehmender Abscheiderlänge L sowie mit abnehmender Höhe H und Gasgeschwindigkeit u . Die Abscheidung kleiner Tropfen ($d_T < 50 \mu\text{m}$) nach Stokes verbessert sich proportional mit der Dichte der Flüssigkeit, während eine hohe Gasviskosität den Abscheidegrad verschlechtert. Die Gasdichte hat hierbei keinen Einfluß. Besonders stark ist die Abhängigkeit vom Tropfendurchmesser, mit dem der Abscheidegrad quadratisch ansteigt.

Die Wirksamkeit bei der Abscheidung großer Tropfen ($d > 1 \text{ mm}$) nach Newton steigt nur mit der Wurzel des Tropfendurchmessers an, während die Gasdichte die Tropfenabscheidung behindert. Die Einflüsse von Flüssigkeitsdichte und Erdbeschleunigung sind geringer als bei der Abscheidung kleiner Tropfen nach Stokes.

Sedimentationsabscheider werden in der Praxis meist als Grobgutabscheider ($d_T > 100 \mu\text{m}$) eingesetzt, da die Abmaße des Abscheiders sonst unwirtschaftlich groß werden. Das hierfür geeignete Widerstandsgesetz liegt im Übergangsbereich zwischen den Gesetzen nach Stokes und Newton. Gl. 6-20 ist dann unter Verwendung von Gl. 6-3 für den Widerstandsbeiwert c_w numerisch zu lösen.

6.4.1 Sedimentation in Koaxialrohren

Der Hauptunterschied zur Tropfensedimentation in flachen, quaderförmigen Kanälen besteht darin, daß die mittlere Fallhöhe der Tropfen (Bild 6.8), die in einer Ebene liegen, im Rohr nach außen hin abnimmt. Es wird angenommen, daß die Tropfen eine einheitliche Geschwindigkeit besitzen und homogen über den Querschnitt verteilt sind. Gesucht ist der flächenbezogene mittlere senkrechte Abstand H von der Oberseite des Rohres zur Rohrunterseite. Der Abstand H

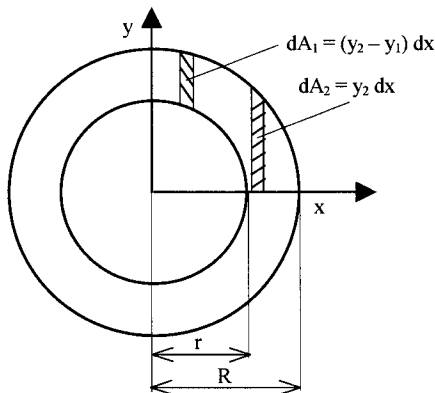


ist doppelt so groß, wie der mittlere Abstand y_m von der x-Achse (s. Bild 6.8). Mit dem mittleren Abstand y_m können die Fraktionsabscheidegrade für die Sedimentation in Rohrleitungen und Koaxialrohren analog zum Rechteckkanal nach Gl. 6-23 berechnet werden.

Bild 6.8 Mittlere Fallhöhen im Rohr und im Rechteckkanal

Für eine Viertelkreisfläche eines Rohres gilt:

$$\frac{\pi \cdot R^2}{4} \cdot \bar{y}_{m_{Kreis}} = \int_0^R y \cdot y \cdot dx = \int_0^R (R^2 - x^2) \cdot dx \rightarrow \bar{y}_{m_{Kreis}} = \frac{8}{3 \cdot \pi} \cdot R \rightarrow H_{Kreis} = \frac{16}{3 \cdot \pi} \cdot R \quad \text{Gl. 6-26}$$



Die mittlere Fallhöhe H_{Koax} für die Koaxialleitung wird auf die gleiche Weise bestimmt wie beim Rohr. Dabei wird wiederum ein Viertelausschnitt betrachtet und der mittlere Abstand y_m berechnet. Der Abstand y_m setzt sich hierbei aus zwei Integralen zusammen. Für $x = 0$ bis r ist y_{m1} die Hälfte des mittleren Abstandes zwischen dem inneren Rohr und dem äußeren Rohr der Koaxialleitung, für $x = r$ bis R ist y_{m2} der Abstand vom äußeren Rohr zur x-Achse.

Bild 6.9 Mittlere Fallhöhe in der Koaxialleitung

$$\begin{aligned} \frac{\pi \cdot (R^2 - r^2)}{4} \cdot \bar{y}_{Koax} &= \frac{1}{2} \cdot \int_0^r [\sqrt{R^2 - x^2} - \sqrt{r^2 - x^2}]^2 \cdot dx + \int_r^R (R^2 - x^2) \cdot dx \\ \rightarrow H_{Koax} = 2 \cdot \bar{y}_{Koax} &= 2 \cdot \frac{\int_0^r [\sqrt{R^2 - x^2} - \sqrt{r^2 - x^2}]^2 \cdot dx}{\pi \cdot (R^2 - r^2)} + 4 \cdot \frac{\int_r^R (R^2 - x^2) \cdot dx}{\pi \cdot (R^2 - r^2)} \end{aligned} \quad \text{Gl. 6-27}$$

Wegen des sehr unhandlichen Ergebnisses wird hier auf die Angabe der analytischen Lösung von Gl. 6-27 verzichtet. Die Lösung wird aber später zur Berechnung der Fraktionsabscheidegrade in der Koaxialleitung des HTR-Modul verwendet.

6.5 Trägheitsabscheidung in gekrümmten Kanälen

Bei der Prallabscheidung wird der Dichteunterschied zwischen Gas und Flüssigkeit ausgenutzt. Wird das Gas in einem horizontal angeströmten, kreisförmigen Kanal umgelenkt (Bild 6.10), so werden die Flüssigkeitstropfen infolge der Fliehkraft nach außen an eine feste Wand geschleudert. Dort koagulieren die Tropfen zu größeren Rinnsalen, und die Flüssigkeit läuft unter Schwerkrafteinfluß aus dem Abscheider. Die auf die Tropfen wirkende Fliehkraft wächst mit zunehmender Gasgeschwindigkeit und ist im Vergleich zur Sedimentation deutlich größer. Damit sind auch kleine Tropfen ($d < 30 \mu\text{m}$) bei kompakterer Abscheidergeometrie abzuschcheiden. Im Gegenzug verursachen Prallabscheider einen höheren Druckabfall, mit dem die erhöhte Abscheidewirkung bezahlt wird.

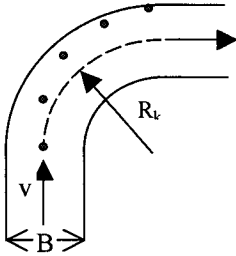


Bild 6.10 Tropfenabscheidung im Krümmer

Um die wesentlichen Mechanismen bei der Tropfenabscheidung zu erfassen, wird zunächst eine Dimensionsanalyse vorangestellt. Dafür werden folgende Vereinfachungen vorausgesetzt:

1. Die Tropfensedimentation ist vernachlässigbar.
2. Die Tropfen haben in Strömungsrichtung keinen Schlupf.
3. Konstanter Tropfendurchmesser im Krümmer (keine Verdampfung oder Agglomeration).
4. Konstante Stoffwerte von Gas und Flüssigkeit.
5. Keine großen Druckgradienten im mittleren Bereich des Krümmers längs der Strömung..

Mit den getroffenen Annahmen kann folgender Einflußgrößensatz aufgeschrieben werden:

$$\eta = f(v, \Delta p, d_T, \rho_L, \rho, \mu, B, R_k) \quad \text{Gl. 6-28}$$

Aus den genannten neun Einflußgrößen und den drei Grunddimensionen lassen sich sechs unabhängige, dimensionslose Kennzahlen entwickeln. Mit der Lösung des linearen Gleichungssystems können beispielsweise folgende Kennzahlen gebildet werden:

$$\eta = f\left[\frac{v \cdot d_T^2 \cdot \rho_L}{\mu \cdot B}, \frac{v \cdot B \cdot \rho}{\mu}, \frac{\rho_L - \rho}{\rho_L}, \frac{B}{R_k}, \frac{\Delta p}{\rho \cdot v^2}\right] = f(\psi, \text{Re}, K_\rho, \text{Geo}, \text{Eu}) \quad \text{Gl. 6-29}$$

Der Trägheitsparameter ψ folgt aus dem stationären Kräftegleichgewicht am Tropfen zwischen der Fliehkraft und den Umströmungskräften unter Annahme des Stokeschen Widerstandsgesetzes. Bis auf einen konstanten Faktor entspricht der Trägheitsparameter bei vereinfachter Betrachtung dem Fraktionsabscheidegrad. Im Kanal wird dazu eine Kolbenströmung angenommen, und die Gasdichte gegenüber der Dichte der Tropfen vernachlässigt. Damit entfallen die Reynoldszahl, welche die Behinderung der Tropfenabscheidung in der Grenzschicht berücksichtigt, und das Dichteverhältnis aus dem Kennzahlsatz. Um das Grenzschichtwachstum zu begrenzen, sind die Profilerflächen häufig mit kleinen Querrillen versehen. Sofern der Druckverlustbeiwert des Abscheiders konstant ist entfällt auch die Eulerzahl Eu .

Aus dem Kräftegleichgewicht ergibt sich die Tropfengeschwindigkeit in radialer Richtung zu:

$$v_T = \frac{v^2 \cdot d_T^2 \cdot \rho_L}{18 \cdot \mu \cdot R_k} \quad \text{Gl. 6-30}$$

Der zurückgelegte Weg s des Tropfens in einer 90°-Umlenkung quer zur Strömungsrichtung berechnet sich unter Vernachlässigung des Tropfenschlupfes zu:

$$s = v_T \cdot t \quad \text{mit} \quad t = \frac{\pi \cdot R_k}{2 \cdot v} \quad \text{Gl. 6-31}$$

Der Fraktionsabscheidegrad entspricht bei homogener Verteilung der Tropfen über den Querschnitt dem Längenverhältnis vom Tropfenweg s zur Gassenbreite abzüglich des Tropfendurchmessers $B - d_T$. Meist ist der Tropfendurchmesser viel kleiner als die Gassenbreite, so daß in Gl. 6-32 anstatt $B - d_T$ einfach B verwendet wird.

$$\eta = \frac{s}{B} = \frac{\int v_T \cdot dt}{B} = \frac{\pi}{36} \cdot \frac{v \cdot d_T^2 \cdot \rho_L}{\mu \cdot B} = \text{konst.} \cdot \psi \quad \text{Gl. 6-32}$$

Der Fraktionsabscheidegrad η ist nun unabhängig vom Krümmungsradius R_k . Damit kann auch die 4. Kennzahl aus Gl. 6-29 gestrichen werden, und der Fraktionsabscheidegrad ist nur noch eine Funktion des Trägheitsparameters ψ .

6.5.1 Vergleich von berechneten Abscheidegraden mit Meßwerten

In /Bürk76/ hat Bürkholz die Fraktionsabscheidegrade in kreisförmigen Kanälen gemessen. Es wurden dort Schwefelsäuretropfen mit $\rho_L = 1000 \text{ m}^3/\text{kg}$ aus Umgebungsluft abgeschieden, wobei die Gassenbreite B der Kanäle und die Anströmgeschwindigkeit v variiert wurden. Die Anzahlverteilungen der Tropfen an Ein- und Austritt des Kanals sind mit dem von der Firma Bayer entwickelten Kaskadenimpaktor gemessen worden. Dazu wird ein Teilstrom der Dispersion an geeigneter Stelle entnommen und durch den Kaskadenimpaktor bestehend aus mehreren hintereinanderliegenden Düsen mit in Strömungsrichtung immer kleineren Durchmessern geleitet. Hinter jeder Düse ist eine Prallplatte angebracht, auf der sich die Tropfen niederschlagen. Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit wachsen auch die Trägheitskräfte in Strömungsrichtung, und die auf den Prallplatten abgeschiedenen Tropfendurchmesser werden immer kleiner. Die Massenanteile der einzelnen Fraktionen sind beispielsweise durch Wägung oder chromatographische Analysen zu bestimmen.

Anschließend können die Anzahlverteilungen vor und hinter dem Abscheider und damit auch die Fraktionsabscheidegrade berechnet werden. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise des Kaskadenimpaktors ist in /Bürk82/ zu finden. Wichtige Geometriedaten der betrachteten Abscheidertypen gehen aus Tab. 6.1 hervor.

Abscheidertyp	mittlerer Krümmungsradius R_k [mm]	Gassenbreite B [mm]	Profiloberfläche	Umlenkwinkel α [°]
A1	120	5	glatt	90
A2	120	10	glatt	90
A3	120	20	glatt	90

Tab. 6.1 Geometriedaten der betrachteten Umlenkabscheider

Die von Bürkholz gemessenen Fraktionsabscheidegrade werden in diesem Abschnitt mit berechneten Fraktionsabscheidegraden für Einzeltropfen verglichen. Die verwendeten Rechenmodelle basieren auf der Bewegungsgleichung (Gl. 6-11) für den Einzeltropfen und der Definition des Fraktionsabscheidegrades nach Gl. 6-32. Die Modelle sind in Tab. 6.2 zusammengefaßt und betrachten ausnahmslos die Abscheidung von kugelförmigen, starren Einzeltropfen. Sie unterscheiden sich in den verwendeten Widerstandsgesetzen sowie im Profil der Gasströmung. In den Modellen M1, M2 und M5 wird das Strömungsprofil mit einer Kolbenströmung approximiert. Das Strömungsprofil in den Modellen M3 und M4 geht aus der idealisierten Zyklontheorie hervor. Die Zyklontheorie beruht auf dem Kräftegleichgewicht in einem kreisförmigen Kanal mit parallelen Gasstromlinien, senkrecht zur Strömungsrichtung (in r -Richtung) aufgestellt. Die Reibung und die Kompressibilität wird genauso vernachlässigt, wie die Tatsache, daß die Gasstromlinien nicht exakt auf Kreisbahnen liegen. Der Krümmungsradius wird hier mit r bezeichnet.

$$\rho \cdot \frac{v^2}{r} = \frac{dp}{dr} \quad \text{Gl. 6-33}$$

Der Druck an der Außenseite des Krümmers ist somit höher als auf der Krümmerinnenseite. Die Differentiation der Bernoulli'schen Gleichung $\rho/2 \cdot v^2 + p = \text{const}$ nach r führt zu:

$$\rho \cdot v \cdot \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} \quad \text{Gl. 6-34}$$

Aus den Gleichungen Gl. 6-33 und Gl. 6-34 folgt:

$$-\frac{dv}{r} = \frac{dr}{r} \quad \text{die Integration führt zu: } \ln(v) + \ln(r) = K^* \quad \text{oder} \quad v \cdot r = K \quad \text{Gl. 6-35}$$

Dies ist die Geschwindigkeitsverteilung des Potentialwirbels. Im Kern des Krümmers sind die Geschwindigkeitsgradienten in Wirklichkeit so groß, daß nicht mehr reibungsfrei gerechnet werden darf. Hier bildet sich eine lineare Geschwindigkeitsverteilung $v(r)$ aus. Fehlerhaft ist ebenfalls die Behandlung der Krümmerkantur, wo die Haftbedingung gilt und sich infolge der Reibung eine Grenzschicht ausbildet. Die Reibung kann dort in Verbindung mit einer verzögerten Strömung infolge der Trägheit des Gases zu einer Strömungsablösung führen. Weiterhin bilden sich im Krümmer zwei entgegengesetzt drehende Wirbel, die kleine Tropfen aus der Mitte nach außen transportieren. Die idealisierten Verhältnisse werden ebenso durch die vorhandene Turbulenz beeinträchtigt, die kleine Tropfen auch entgegen der Zentrifugalkraft an die Innenseite des Krümmers transportiert. Die Konstante K wurde so gewählt, daß sich die gleiche mittlere Gasgeschwindigkeit ergibt, wie in den Meßreihen von Bürkholz und der Kolbenströmung.

Es gelte:

$$\bar{v} = \frac{1}{B} \cdot \int_{R_k-B/2}^{R_k+B/2} v(r) \cdot dr = \frac{1}{B} \cdot \int_{R_k-B/2}^{R_k+B/2} \frac{K}{r} \cdot dr = \frac{K}{B} \cdot \ln \left[\frac{R_k+B}{R_k-B} \right] \quad \text{Gl. 6-36}$$

Die Konstante K berechnet sich damit zu:

$$K = \frac{\bar{v} \cdot B}{\ln \left[\frac{R_k+B}{R_k-B} \right]} \quad \text{Gl. 6-37}$$

Das Modell M5 berücksichtigt zusätzlich den Einfluß der Tropfenbeschleunigung sowie die Beschleunigung der vom Tropfen mitgerissenen Gasmasse.

Rechenmodell	Profil der Gasströmung	Widerstandsbeiwert	Radialgeschw. der Tropfen	Differentialgleichung (a,b,c,d,e) aus Gl. 6-11	Lösung
M1	Kolbenströmung	Stokes	$v_T = \text{konst.}$ $r = R_k = \text{konst.}$	$b + e = 0$ algebraische Gleichung	analytisch
M2	Kolbenströmung	Rumpf	$v_T = \text{konst.}$ $r = R_k = \text{konst.}$	$b + e = 0$ algebraische Gleichung	analytisch (iterativ)
M3	Zyklontheorie	Stokes	$v_T = dr(t)/dt$ $R_k = \text{variabel}$	$a = b + e$, $(v_T(t) = dr/dt)$ lineare Dgl. 2. Ordnung	numerisch
M4	Zyklontheorie	Rumpf	$v_T = dr(t)/dt$ $R_k = \text{variabel}$	$a = b + e$, $(v_T(t) = dr/dt)$ nicht lineare Dgl. 2. Ordnung	numerisch
M5	Kolbenströmung	Rumpf	$v_T = f(t)$ $r = R_k = \text{konst.}$	$a = b + c + d + e$ nicht lineare Dgl. 1. Ordnung	numerisch

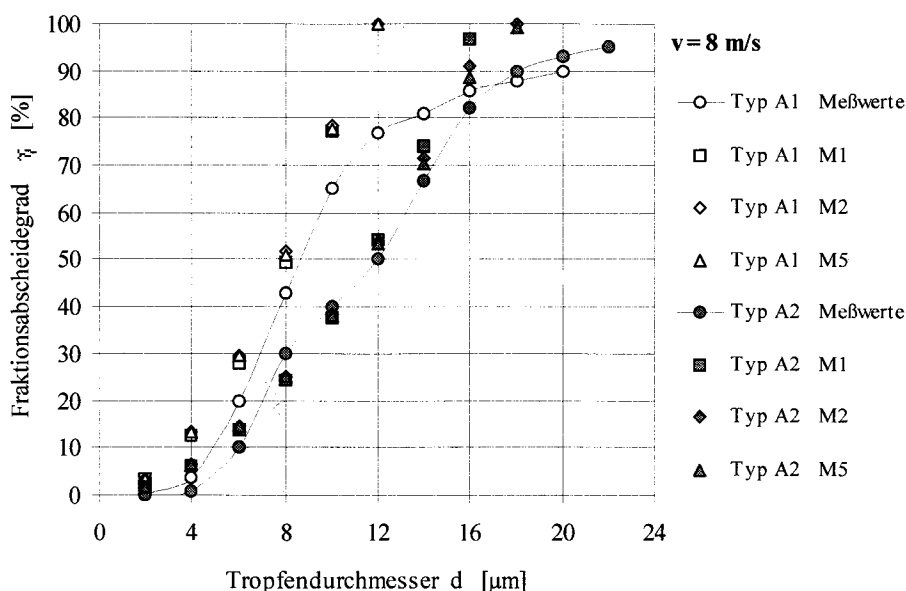
Tab. 6.2 Rechenmodelle zur Bestimmung der Fraktionsabscheidegrade in umgelenkten Kanälen

Die Lösung der Differentialgleichungen für die Rechenmodelle M3, M4 und M5 wurde mit dem Programmpaket MapleV unter Verwendung der Lösungsmethode Isode[back-diag] numerisch bestimmt. Es handelt sich um ein iteratives Verfahren, in dem ausgehend von Startwerten für den Lösungsvektor x dieser solange verbessert wird, bis das Genauigkeitskriterium erreicht ist. Iterative Verfahren zur Lösung eines linearen Gleichungssystem $A \cdot x = c$ können auf eine allgemeine Iterationsvorschrift zurückgeführt werden:

$$x^{(m+1)} = G \cdot x^m + d \quad \text{mit} \quad d = \frac{1}{Q} \cdot c \quad \text{Gl. 6-38}$$

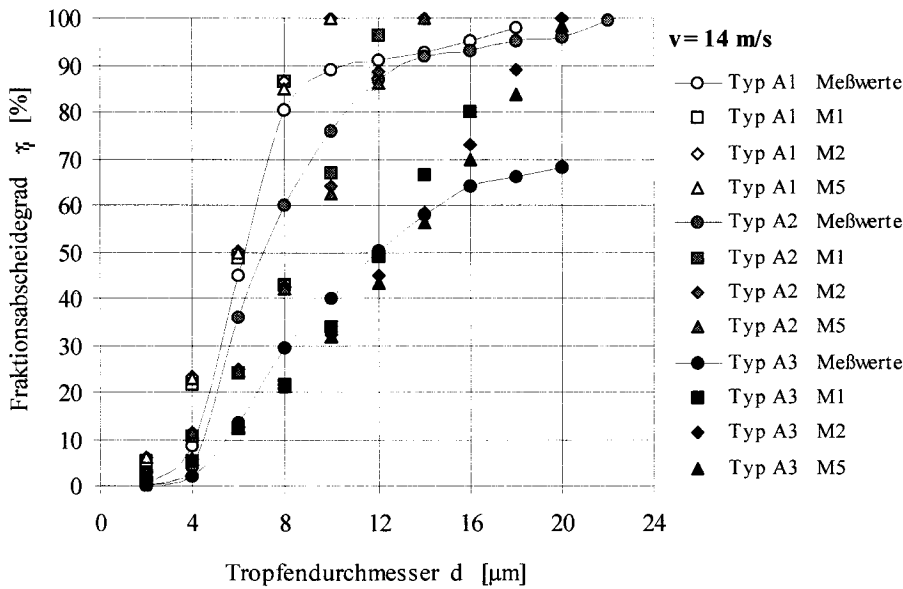
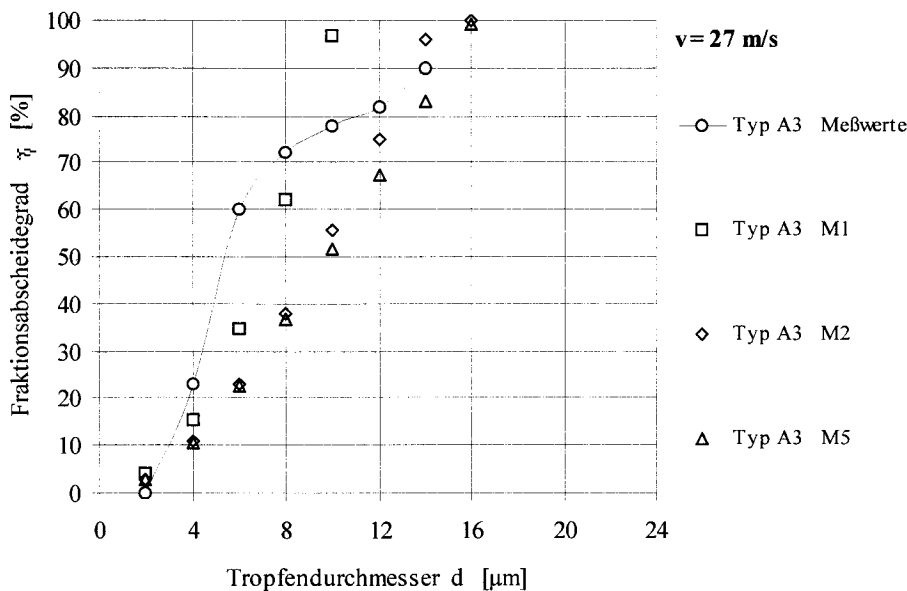
G ist dabei die sogenannte Iterationsmatrix, und Q die Zerlegungsmatrix. Je nach Wahl von Q erhält man unterschiedliche Iterationsmatrizen, wodurch sich die verschiedenen Iterationsverfahren unterscheiden. Der verwendeten Lösungsmethode Isode[backdiag] liegt das Jacobi-Verfahren zugrunde, bei dem Q eine Diagonalmatrix ist, bei der die Elemente rechts und links der Hauptdiagonalen null sind. Das Jacobiverfahren ist ein Gesamtschrittverfahren, wobei für den $m+1$ -ten Iterationsschritt der Lösungsvektor der m -ten Iteration zugrunde gelegt wird. Die Reihenfolge bei der Berechnung der einzelnen Elemente des Lösungsvektors spielt im Gegensatz zum Einzelschrittverfahren wie z.B. dem Gauß-Seidel-Verfahren keine Rolle.

Bild 6.11, Bild 6.12 und Bild 6.13 zeigen die in /Bürk76/ gemessenen Fraktionsabscheidegrade im Vergleich mit den Ergebnissen der Modelle M1, M2, und M5 in den Abscheidern A1, A2 und A3 bei unterschiedlicher Gasgeschwindigkeit.



Die Abscheidegrade nehmen wie erwartet mit wachsender Gasgeschwindigkeit und abnehmender Kanalbreite zu.

Bild 6.11 Fraktionsabscheidegrade über Tropfendurchmesser bei $v = 8 \text{ m/s}$

Bild 6.12 Fraktionsabscheidegrade über Tropfendurchmesser bei $v = 14 \text{ m/s}$ Bild 6.13 Fraktionsabscheidegrade über Tropfendurchmesser bei $v = 27 \text{ m/s}$

Die beste Übereinstimmung der berechneten Fraktionsabscheidegrade mit den Meßwerten ist im Bereich kleiner Tropfendurchmesser für die Geschwindigkeiten $v = 8 \text{ m/s}$ und $v = 14 \text{ m/s}$ festzustellen. Für Abscheidegrade größer 70 % sind Abweichungen in der Größenordnung von 10 % möglich. Bei $v = 27 \text{ m/s}$ sind deutliche Unterschiede im Bereich mittlerer Abscheidegrade zwischen 20 % und 80 % zu sehen. Die beste Näherung scheint hier das einfachste Rechenmodell M1 zu sein. Durch die Berücksichtigung der Tropfenbeschleunigung ergeben sich mit dem Modell M5 die niedrigsten Abscheidegrade und damit die größten Unterschiede zu den Meßwerten. Bei Tropfendurchmessern kleiner $d = 6 \mu\text{m}$ spielt die Zeit für die Tropfenbeschleunigung noch keine Rolle. Daß das Modell M1 für diese Tropfengröße einen um ca. 10 % höherer Abscheidegrad errechnet, liegt an der Annahme des Stokesschen Widerstandsbeiwertes, der bei $v = 27 \text{ m/s}$ um ca. 8 % niedriger liegt als bei den Modellen M2 und M3. Da die Reynoldszahl hier in der Nähe von 1 liegt, ist das Stokessche Widerstandsgesetz hier nicht

mehr gültig. Daß das Modell M1 hier dennoch die beste Übereinstimmung mit den Meßwerten liefert, liegt daran, daß bei dieser hohen Gasgeschwindigkeit noch andere Abscheidemechanismen wirken, die in keinem der Modelle enthalten sind. Bürkholz schreibt in /Bürk76/, daß der Tropfendurchmesser, der zu 50 % abgeschieden wird, mit zunehmender Gasgeschwindigkeit überproportional abnimmt. Dies sei eine Folge der unvermeidlichen, durch die Turbulenz bedingten Rückvermischung der Tropfen. Die höhere Verweilzeit der Tropfen im Abscheider und die Sekundärabscheidung an der Innenseite des Krümmers führen deshalb zu höheren Abscheidegraden. Die Fehler im Modell M1 kompensieren teilweise die Verbesserung der Tropfenabscheidung durch die oben genannten Sekundäreffekte. In der Praxis werden Prallabscheider selten bei Gasgeschwindigkeiten größer $v = 10$ m/s betrieben, so daß die berechneten Fraktionsabscheidegrade eine gute Abschätzung liefern. Es ist weiterhin zu beachten, daß die verwendete Messmethode mit dem Kaskadenimpaktor nicht fehlerfrei ist, da das Tropfengrößenmeßgerät die Strömung stört und damit einen Einfluß auf das Meßergebnis hat. Eine weitere Fehlerquelle liegt darin, daß das Tropfenspektrum im gesamten Abscheiderquerschnitt mit der Entnahme eines Teilstroms bei der Messung durch ein repräsentatives Tropfenspektrum ersetzt wird. Eine Abhängigkeit der Genauigkeit der Übereinstimmung von dem Abscheidertyp bzw. von der Gassenbreite B war nicht festzustellen. Daß für das Modell M1 der Fraktionsabscheidegrad, wie in Kap.6.5 nachzulesen ist, allein eine Funktion des Trägheitsparameters ψ (s. Gl. 6-32) ist, zeigt bereits, daß es sinnvoll ist, die Fraktionsabscheidegrade über dem Trägheitsparameter aufzutragen (s. Bild 6.14).

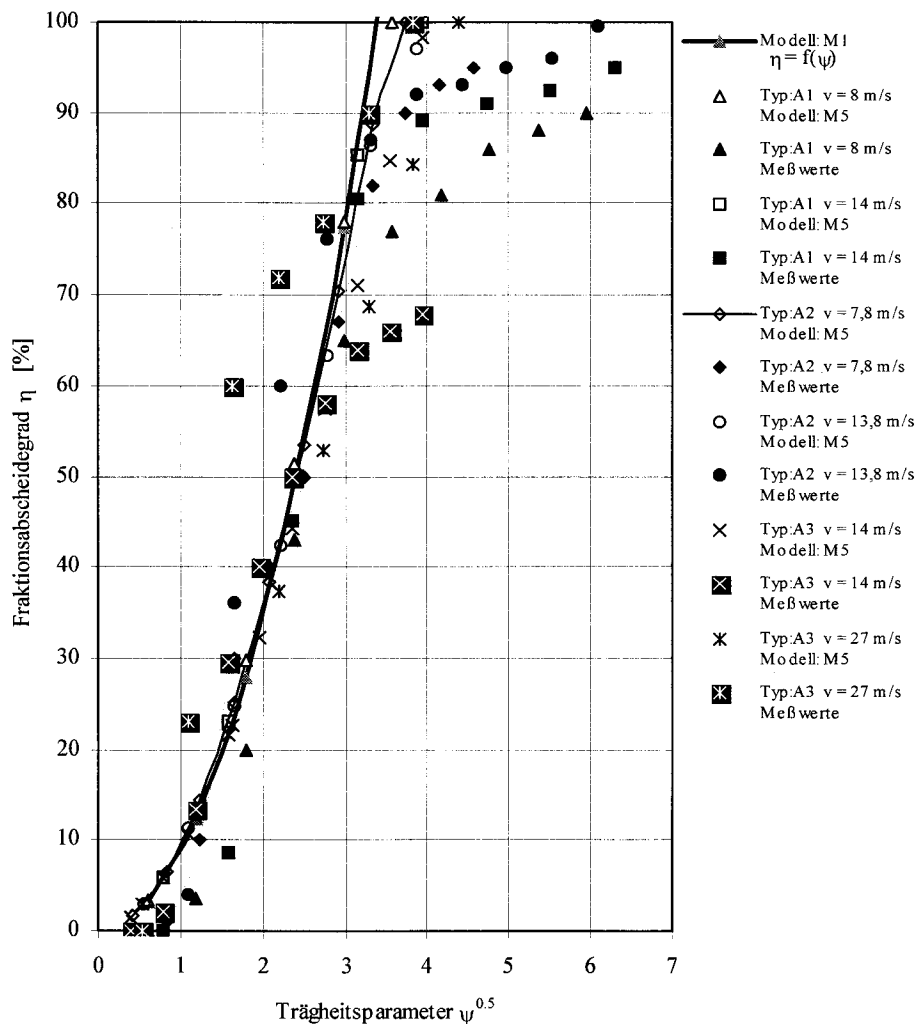
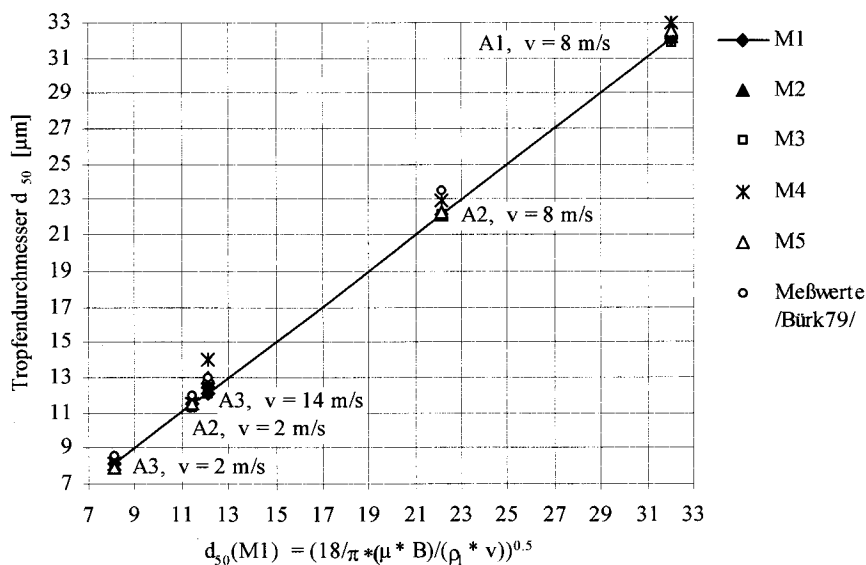


Bild 6.14 Fraktionsabscheidegrade η über Trägheitsparameter $\psi^{0.5}$ für die Abscheider A1, A2, A3

Man erkennt in Bild 6.14, daß die Rechenergebnisse und die Meßwerte annähernd auf einer Kurve liegen. Die Darstellung ermöglicht es, die Fraktionsabscheidegrade bei verschiedenen Anströmbedingungen für die betrachteten 90°-Krümmer aus einer Kurve abzulesen. Der Gültigkeitsbereich der Kurve läßt sich durch die Multiplikation des Trägheitsparameters ψ mit dem Winkelverhältnis $\alpha/90^\circ$ auch für andere Umlenkwinkel erweitern. Es ist darauf zu achten, daß die betrachteten Krümmer lang genug sind, damit die Tropfenbeschleunigung keine allzu große Bedeutung besitzt. In Bild 6.14 erkennt man, daß die Rechenwerte unter Berücksichtigung der Tropfenbeschleunigung mit wachsendem Trägheitsparameter rechts von der Linie M1 liegen. Für kurze Krümmer sind die Fraktionsabscheidegrade besser mit Modell M5 numerisch zu lösen. Wie später noch gezeigt wird, stimmen die mit dem Modell M5 berechneten Fraktionsabscheidegrade für sehr kurze Lamellenabscheider viel besser mit selbst gemessenen Werten überein.

Bild 6.14 zeigt weiter, daß die Übereinstimmung der Rechenergebnisse und den Meßwerten mit zunehmendem Trägheitsparameter ψ schlechter wird, während die Werte im Bereich mittlerer Abscheidegrade dicht beieinander liegen. Der Grund dafür könnte in der Tropfenagglomeration im Krümmer liegen, die in den Rechenmodellen nicht berücksichtigt wird. Durch die Bildung großer Tropfen aus mehreren kleinen Tropfen werden zu kleine Abscheidegrade für die großen Tropfen vorgetäuscht. Es ist sogar denkbar, daß sich negative Abscheidegrade ergeben können, sofern im Abscheider Tropfen gebildet werden, die größer sind als der größte Tropfen am Abscheidereintritt. Auch in dieser Darstellung zeigt sich, daß im Bereich mittlerer Abscheidegrade für $v = 27 \text{ m/s}$ eine relativ schlechte Übereinstimmung vorliegt.

In Bild 6.15 ist der Tropfendurchmesser d_{50} , der zu 50 % abgeschieden wird, über den mit dem Modell M1 berechneten Werten für d_{50} für die Abscheidertypen A1, A2, und A3 bei verschiedenen Gasgeschwindigkeiten aufgetragen. Hier sind nun auch die Ergebnisse mit den Rechenmodellen M3 und M4 enthalten. Es zeigte sich, daß der Einfluß des Geschwindigkeitsprofils auf



den Fraktionsabscheidegrad für die betrachteten Abscheider nur sehr klein ist. Der erhöhte Rechenaufwand ist nur bei größeren Gassenbreiten B zu rechtfertigen, wodurch ein höheres Geschwindigkeitsgefälle entsteht. Eine Behinderung der Abscheidung durch die Wandgrenzschicht ist in diesem Kontext aber höher zu bewerten.

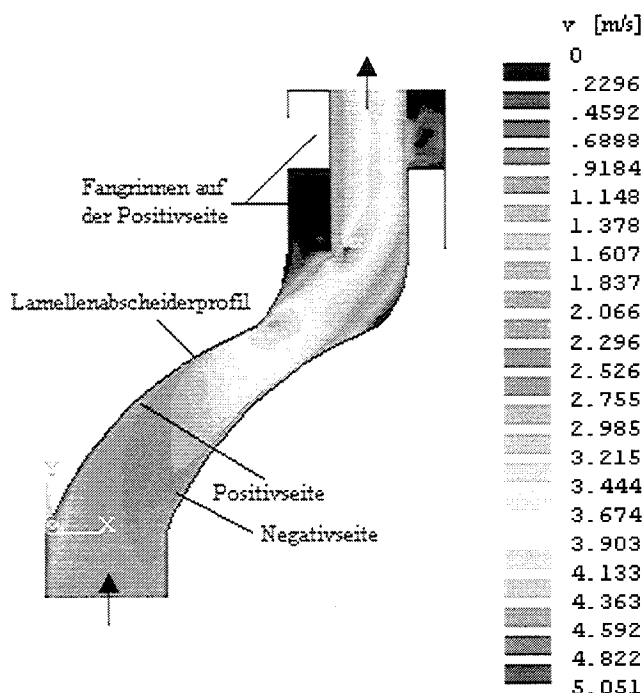
Bild 6.15 Vergleich der berechneten Werte für d_{50} mit Meßwerten aus /Bürk76/

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Rechenmodelle die von Bürkholz gemessenen Fraktionsabscheidegradkurven recht gut wiedergeben. Eine bessere Annäherung an die Meßwerte war wegen der Einfachheit der Rechenmodelle nicht zu erwarten. In Hinblick darauf, daß Tropfengrößenmessungen sehr zeitintensiv und auch mit Fehlern behaftet sind, scheint eine

einfache Rechnung zur Grobabschätzung der Fraktionsabscheidegrade in Krümmern geeignet. Mit dem Trägheitsparameter lassen sich Fraktionsabscheidegrade auch auf andere Bedingungen übertragen, da die Stoffwerte von Gas und Flüssigkeit enthalten sind. Der apparative Aufwand ist besonders unter hohen Drücken oder bei Verwendung von giftigen Flüssigkeitstropfen oder teuren Gasen sehr hoch.

6.6 Lamellenabscheider

Der Lamellenabscheider besteht aus mehreren parallel angeordneten Zickzack- oder Wellenprofilen aus Edelstahl oder Kunststoffen, die horizontal oder vertikal durchströmt werden. In Bild 6.16 sind die Gasgeschwindigkeiten im Kanal eines 2-welligen Lamellenabscheiders dargestellt. Das Gas wird im Kanal zwischen den Profilen periodisch wechselnd umgelenkt, daß Flüssigkeitstropfen dem Gasstrom aufgrund der Trägheitskräfte nicht mehr folgen können und sich an den Profilen niederschlagen. Dort koagulieren die Tropfen zu Rinnsalen, die von der



Strömung zu den Fangrinnen transportiert werden. Die Flüssigkeit läuft anschließend in den Fangrinnen aufgrund der Erdschwere nach unten aus dem Abscheider. Die Positivseite ist der Teil des Profils, an den die Tropfen aufgrund der Zentrifugalkraft geschleudert werden. Die Fangrinnen sind nach jeder Umlenkung auf der Positivseite (s. Bild 6.16) angebracht. Dabei ist darauf zu achten, daß die Gasströmung nicht direkt in die Fangtasche bläst, so daß die dort gesammelte Flüssigkeit sicher aus dem Abscheider transportiert wird. Wie bei der Durchströmung eines Krümmers können sich auch im Lamellenabscheider Wirbel bilden, durch die Flüssigkeitstropfen an die Negativseite des Lamellenprofils gelangen.

Bild 6.16 Geschwindigkeitsprofil im Lamellenabscheider

Gleiches gilt für die im Abscheider vorhandene Turbulenz, die durch die Fangrinnen oft noch verstärkt wird. Deshalb sind viele Lamellenabscheiderprofile in der Praxis auch mit kleinen Fangrinnen auf der Negativseite ausgestattet. Bei zwei- oder mehrwelligen Profilen ist dies nicht notwendig, da die auf der Negativseite der 1. Umlenkung gelangte Flüssigkeit von der Fangtasche auf der Positivseite am Ende der zweiten Umlenkung aus dem Abscheider transportiert wird (s. Bild 6.16). Mit der Zahl der Umlenkungen steigt die Wirksamkeit des Tropfenabscheiders. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, daß ein Tropfen auf die Profiloberfläche trifft, wobei die Flutgrenze (Flutpunkt) des Abscheiders herabgesetzt wird. Der Fraktionsabscheidegrad η_n des Lamellenabscheiders mit n Umlenkungen kann näherungsweise aus dem Fraktionsabscheidegrad η bei einfacher Umlenkung berechnet werden, sofern die Tropfen vor jeder Umlenkung gleichmäßig über den Querschnitt verteilt sind.

$$\eta_n = \eta + (1 - \eta) \cdot \eta + [1 - (\eta + (1 - \eta) \cdot \eta)] \cdot \eta + \dots = 1 - (1 - \eta)^n$$

Gl. 6-39

Die Flutgrenze ist dann erreicht, wenn erste Flüssigkeitstropfen von den Profiloberflächen oder aus den Fangrinnen herausgerissen werden.

Der Flutpunkt hängt im wesentlichen ab von:

- der Geschwindigkeit und der Dichte des Gases,
- der Oberflächenspannung und der Dichte der Flüssigkeit.

Der Flutpunkt wird im allgemeinen durch eine Konstante K_{FL} angegeben, bei deren Überschreiten der Abscheider flutet. In der Praxis werden Lamellenabscheider so ausgelegt, daß man die Anströmgeschwindigkeit so wählt, daß die Konstante im Betriebspunkt ca. 10 - 15% unterhalb des Punktes K_{FL} liegt.

$$K_{FL} = \frac{\rho}{\rho_L \cdot \sigma_L} \cdot v^2 \approx 0,25 \dots 1 \quad \text{Gl. 6-40}$$

Der angegebene Wertebereich für K_{FL} berücksichtigt die Abhängigkeit von der Abscheidergeometrie, der Oberflächenbeschaffenheit der Profile und der Flüssigkeitsbeladung. Calvert gibt in /Calv74/ für den horizontal angeströmten Lamellenabscheider folgende Gleichung für die maximal zulässige Anströmgeschwindigkeit an. Hierbei ist Θ der Umlenkwinkel des Profils und δ die Filmdicke der Flüssigkeit auf der Profiloberfläche.

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{\sigma_L \cdot \cos \Theta}{\rho \cdot \delta}} \quad \text{Gl. 6-41}$$

In /Calv78/ ist eine Beziehung für die Filmdicke angegeben, die für einen Lamellenabscheider ohne Fangrinnen entwickelt wurde. Deshalb scheint Gl. 6-40 zur Flutpunktbestimmung besser geeignet. Um den Zahlenwert für K_{FL} zu bestimmen, muß der Flutpunkt experimentell bestimmt werden. Eine Berechnung der maximal zulässigen Anströmgeschwindigkeit kann dann mit Hilfe von Gl. 6-40 auch für andere Bedingungen berechnet werden. Der Einfluß der Flüssigkeitsbeladung des Gases ist nicht so entscheidend, da Lamellenabscheider die Flüssigkeit besser ableiten können als andere Prallabscheider wie z.B. Drahtgestricke oder Füllkörperpackungen. Der Druckabfall im Lamellenabscheider kann in guter Näherung durch ein rein quadratisches Widerstandsgesetz beschrieben werden. Der Druckabfall infolge der Reibung auf den Profiloberflächen ist in den meisten Anwendungsfällen zu vernachlässigen.

In Lamellenabscheidern lassen sich Wassertropfen mit Durchmessern größer 10 µm aus Umgebungsluft zuverlässig abscheiden ohne daß der Flutpunkt überschritten wird. Der dabei erzeugte Druckabfall, den die verschiedenen Abscheidertypen produzieren, kann sich bei gleicher Grenztropfengröße deutlich unterscheiden. Der Druckabfall bestimmt letztlich die Betriebskosten und damit die Wirtschaftlichkeit des Lamellenabscheiders. Ebenso ist der bauliche Aufwand des Abscheiders so gering wie möglich zu halten. Zum einen sind hier die Materialkosten und Fertigungskosten von Bedeutung, zum anderen werden Tropfenabscheider oft auch nachträglich in eine bestehende Anlage eingebaut, so daß eine kompakte Bauart bei guter Abscheideleistung anzustreben ist. Damit dies für einen konkreten Anwendungsfall gelingen kann, sollte das Eingangstropfenspektrum bekannt sein. Die Betriebskosten beispielsweise sinken in etwa mit der 3. Potenz der abzuschheidenden Tropfengröße.

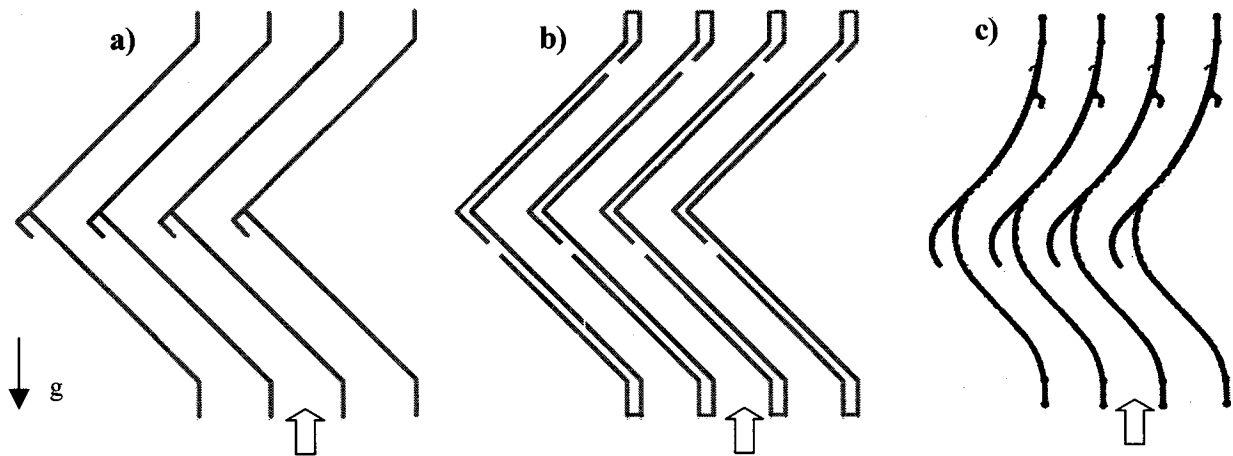


Bild 6.17 typische Lamellenabscheiderprofile: a) Zickzackprofil b) Burgess Manning c) Euroform

Bild 6.17 zeigt einige Profile marktüblicher Lamellenabscheider, die zur Gasreinigung z.B. in Schwefelsäurefabriken oder zur Gastrocknung in Klimaanlage eingesetzt werden. Das Zickzackprofil ist besonders einfach zu fertigen, hat aber den Nachteil, daß die Fangrinnen hervorspringen. Dadurch neigt das Profil infolge der Wirbelbildung und wegen des Ausblasens der Fangtaschen zum Fluten. Das Profil a produziert im Vergleich zu seiner Abscheideleistung einen hohen Druckabfall. Das Burgess-Manning Profil kann sehr schnell angeströmt werden, ohne daß der Flutpunkt erreicht wird, da die in den strömungsberuhigten Hohlprofilen abgeschiedene Flüssigkeit sicher abgeführt werden kann. Der Materialaufwand und die Fertigungskosten sind aber deutlich höher als beim Zickzackprofil. Das Profil von Euroform wird häufig aus Kunststoff gefertigt und ist daher besonders kostengünstig herzustellen. Die Fangrinnen liegen nicht direkt im Gasstrom, so daß sich das Profil c durch eine geringe Flutneigung und einen niedrigen Druckabfall auszeichnet.

6.7 Drahtgestricke (Demister)

Demister bestehen aus mehreren, zu einem ca. 30 - 200 mm dicken Paket geschichteten, Drahtgestrickmatten. Die Drähte mit Durchmessern von $D = 0,1$ bis $0,5$ mm bestehen in der Regel aus Metall oder Kunststoffen. Je nach Packungsdichte ergibt sich eine Porosität in der Größenordnung von $\varepsilon = 90$ bis 99% . Der mit Tropfen beladene Gasstrom wird an den Drähten im Demister mehrfach umgelenkt, so daß die Tropfen aufgrund ihrer Trägheit an die Drahtoberfläche gelangen. In sehr dichten Packungen, oder wenn der Tropfendurchmesser im Verhältnis zum Drahtdurchmesser relativ groß ist, verbessert sich der Abscheidegrad durch die Sperrwirkung. Bild 6.18 zeigt die Abscheidecharakteristik des Demisters. Im Submikronbereich spielen die Trägheitskräfte eine untergeordnete Rolle. Die Tropfenabscheidung geschieht hier durch Diffusion bzw. durch die Brownsche Molekularbewegung. Beim Übergang von der Diffusionsabscheidung zur Trägheitsabscheidung ergibt sich ein Punkt, wo der Abscheidegrad minimal ist.

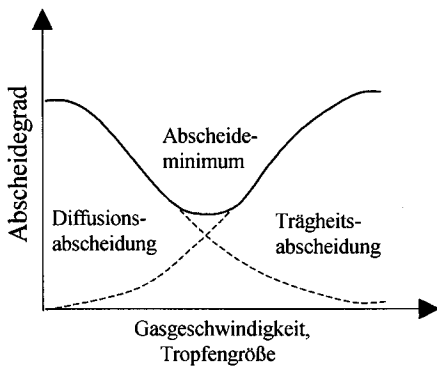


Bild 6.18 Einfluß der Abscheidemechanismen auf den Abscheidegrad /Bürk89/

In den meisten Fällen werden Demister so ausgelegt, daß die Tropfenabscheidung ausschließlich in den Bereich der Trägheitsabscheidung fällt. Die an die Drahtoberfläche gelangten Tropfen vereinigen sich zu einzelnen Flüssigkeitsstrahlen, die aufgrund der Erdschwere aus dem Demister laufen. Demister werden sowohl horizontal als auch vertikal angeströmt. In Einzelfällen werden Demister auch schräg eingebaut, z.B. wenn sie nachträglich in eine bestehende Anlage zu integrieren sind, und die erforderliche Anströmfläche nicht ausreichend groß ist. Für die vertikale Durchströmung zerfallen die Flüssigkeitsstrahlen an der Unterkante des Demisters in wenige Millimeter große Tropfen, die entgegen der Strömung nach unten fallen. Wird der Demister horizontal angeströmt, ist ein Ablaufgehäuse unterhalb des Demisters vorzusehen.

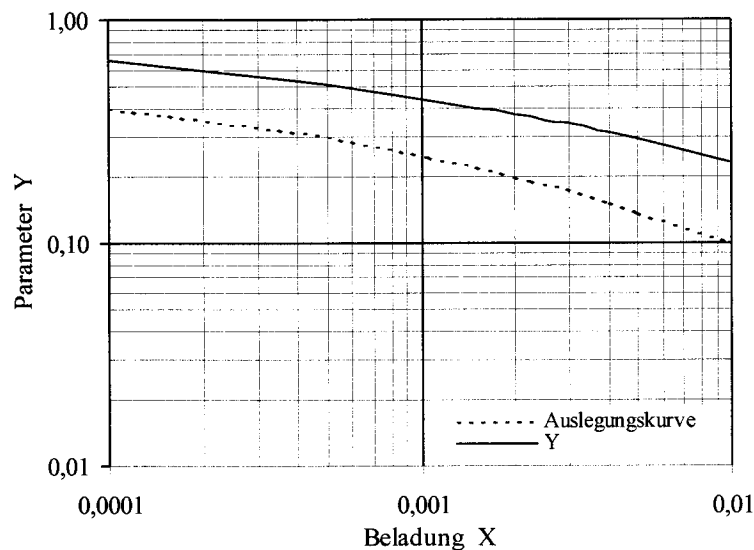
Die Abscheideleistung im Demister verbessert sich mit zunehmender Demisterdicke, Anströmgeschwindigkeit und Gasdichte, sowie mit abnehmendem Drahtdurchmesser und Gasviskosität. Wie später noch gezeigt wird, bestimmt auch die Tropfenbeladung des Gases den Abscheidegrad maßgeblich. Die Oberflächenbeschaffenheit des Drahtes hat nur einen geringen Einfluß auf den Abscheidegrad, sie spielt aber für den Flüssigkeitsablauf und damit für den Flutpunkt eine Rolle. Für eine vertikale Anströmung eines Demisters ist der Flutpunkt eine Funktion der Flächenbeladung (V_L/A oder X) des Demisters. In den Untersuchungen von /Bürk89/, und /Swan88/ wird der Flutpunkt durch einen Parameter Y oder π definiert. Die Parameter Y und π berücksichtigen die Abhängigkeit des Flutpunktes von den Stoffeigenschaften des Gases und der Flüssigkeit, sowie von der mittleren Geschwindigkeit im Gestrick.

$$X = \frac{L}{G} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\rho_L}} \quad \text{Gl. 6-42}$$

$$Y = \frac{v^2}{\varepsilon^2} \cdot \frac{\rho}{\rho_L} \cdot \frac{a}{\varepsilon \cdot g} \cdot \mu_L^{0,2} \quad \text{Bürkholz} \quad \text{Gl. 6-43}$$

$$\pi = \frac{v^2}{\varepsilon^2} \cdot \frac{\rho}{\rho_L} \cdot \frac{a}{\varepsilon \cdot g} \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_L} \right)^{0,1} \quad \text{Sherwood} \quad \text{Gl. 6-44}$$

Bürkholz fand für den Flutpunkt des vertikal angeströmten Demisters keine signifikante Abhängigkeit von der Gasviskosität. Eine hohe Viskosität der Flüssigkeit wirkt sich nach Gl. 6-43



negativ auf das Flutverhalten aus, während Sherwood mit Gl. 6-44 einen entgegengesetzten Zusammenhang festgestellt hat. Die Viskosität der Flüssigkeit beeinflusst das Flutverhalten in zweifacher Hinsicht. Auf der einen Seite wachsen die Haftkräfte zwischen Flüssigkeit und Gestrick, wodurch ein Mitreißen von Flüssigkeit erschwert wird. Auf der anderen Seite läuft eine Flüssigkeit mit höherer Viskosität schlechter ab. Dies hat zur Folge, daß die Flüssigkeit länger im Demister verweilt.

Bild 6.19 Flutpunktkurven für vertikal angeströmte Demister nach /Rhod88/

Folglich befindet sich mehr Flüssigkeit im Demister, wodurch die Porosität abnimmt. Dies wirkt sich nachteilig auf das Flutverhalten des Demisters aus. Bürkholz gibt in /Bürk82/ an, daß Demister bei Anströmgeschwindigkeiten von $v = 3 - 5$ m/s fluten, wobei der vertikal durchströmte Demister etwas später zu Fluten beginnt.

Zur Berechnung der Druckverluste wird in /Bürk89/ für den Druckverlustbeiwert ein Ansatz nach Gl. 6-45 vorgeschlagen. Dieser Ansatz berücksichtigt den Druckabfall infolge der Reibung bei kleinen Reynoldszahlen sowie den Druckabfall durch die Umlenkung der Strömung.

$$\Delta p_{\text{feucht}} = \xi \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \quad \text{mit} \quad \text{Re} = \frac{v \cdot D \cdot \rho}{\mu \cdot (1 - \varepsilon)} \quad \text{und} \quad \xi = \frac{g}{\text{Re}} + \frac{f}{\text{Re}^{0,2}} \quad \text{Gl. 6-45}$$

Die Koeffizienten f und g hängen von den Gestrickeigenschaften und der Tropfenbeladung ab und sind experimentell zu bestimmen. Die Reynoldszahl bezieht sich auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit $v/(1-\varepsilon)$ im Demister.

Wie bei allen Trägheitsabscheidern nimmt der Abscheidegrad mit wachsendem Druckabfall zu. Mit Demistern lassen sich Wassertropfen mit Durchmessern $d = 5 \mu\text{m}$ zuverlässig abscheiden. Bessere Abscheidegrade können dadurch erzielt werden, daß man den Demister über den Flutpunkt hinaus betreibt. Die aus dem Demister austretenden Tropfendurchmesser sind meist um Zehnerpotenzen größer als die Tropfen am Demistereintritt. Diese relativ großen Sekundärtropfen lassen sich mit einem nachgeschalteten Lamellenabscheider einfach abtrennen.

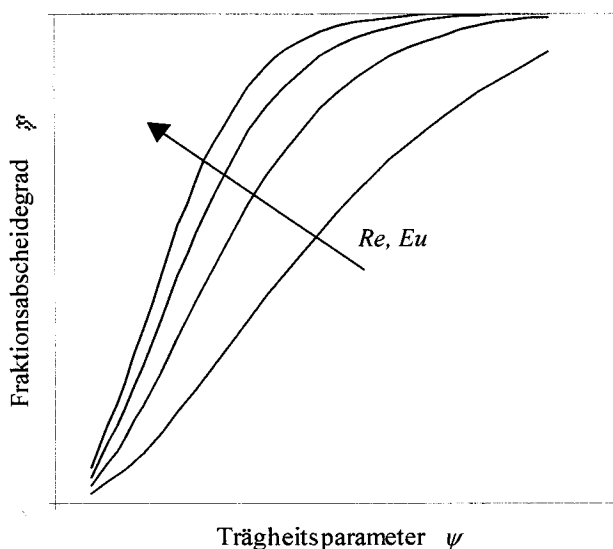
6.8 Detaillierte Betrachtung von Abscheidecharakteristiken

Wie aus der Dimensionsanalyse in Kap. 6.5 hervorgeht, können die Fraktionsabscheidegrade in einem Krümmer als Funktion von fünf dimensionslosen Kennzahlen ausgedrückt werden. Die bisher getroffenen Vereinfachungen ergaben einen linearen Zusammenhang zwischen den Fraktionsabscheidegraden η und dem Trägheitsparameter ψ . An dieser Stelle sollen mathematische Zusammenhänge hergeleitet werden, mit welchen die Fraktionsabscheidegrade für sämtliche Prallabscheider näherungsweise berechnet werden können. Die Einflüsse der Reynoldszahl, und der Eulerzahl auf den Abscheidegrad sollen nun nicht mehr vernachlässigt werden. Die Reynoldszahl ist bei der Tropfenabscheidung in Lamellenabscheidern von Bedeutung, da sie das Grenzschichtwachstum auf den Profiloberflächen beschreibt. Die Grenzschicht behindert das Auftreffen von Tropfen auf die Profiloberflächen. Beim Demister gilt Gleiches für das Auftreffen der Tropfen auf die Oberfläche des Gestricks. Bei Demistern hängt der Druckverlustbeiwert stark von der Reynoldszahl und der im Demister gespeicherten Flüssigkeitsmenge ab, so daß auch die Eulerzahl ebenfalls eine Rolle spielt.

$$\eta = f\left[\frac{v \cdot d^2 \cdot \rho_L}{\mu \cdot B(D)}, \frac{v \cdot B(D) \cdot \rho}{\mu}, \frac{\rho_L - \rho}{\rho_L}, \frac{L}{B(D)}, \frac{\Delta p}{\rho \cdot v^2}\right] = f(\psi, Re, K_\rho, Geo, Eu) \quad \text{Gl. 6-46}$$

Die Dichtekennzahl kann weiterhin entfallen, sofern die Dichte des Gases gegenüber der Flüssigkeitsdichte zu vernachlässigen ist. Ist die Abscheiderlänge L proportional zum Druckverlust des Abscheiders, so kann auch die Geometrie Kennzahl Geo entfallen. Dies ist der Fall, wenn der Druckabfall infolge der Zu- und Abströmung gegenüber dem Druckverlust im Abscheider klein bleibt. Als charakteristische Geometriegröße bleibt die Kanalbreite B für den Lamellenabscheider bzw. der Drahtdurchmesser D für den Demister erhalten. Damit gilt der Zusammenhang:

$$\eta = f\left[\frac{v \cdot d^2 \cdot \rho_L}{\mu \cdot B(D)}, \frac{v \cdot B(D) \cdot \rho}{\mu}, \frac{\Delta p}{\rho \cdot v^2}\right] = f(\psi, Re, Eu) \quad \text{Gl. 6-47}$$



Die Fraktionsabscheidegrade η können als Kurvenscharen (s. Bild 6.20) in Abhängigkeit von Re und Eu über dem Trägheitsparameter ψ dargestellt werden. Der Fraktionsabscheidegrad ist nunmehr keine eindeutige Funktion des Trägheitsparameters. Der experimentelle Aufwand zur Bestimmung der Fraktionsabscheidegrade ist folglich bedeutend größer. Bürkholz hat in /Bürk86/ nachgewiesen, daß der Einfluß der Eulerzahl deutlich höher zu bewerten ist als der Einfluß der Reynoldszahl. Dies spiegelt letztlich die Tatsache wieder, daß bei Prallabscheidern bessere Abscheideleistungen mit einem höheren Druckverlust zu bezahlen sind.

Bild 6.20 Einfluß (qualitativ) von Re und Eu auf den Abscheidegrad

Mit dem Ziel, daß die Fraktionsabscheidegrade wieder durch eine einzige Kurve beschrieben werden können, sollen die Einflüsse von ψ , Re und Eu in einer neuen Kennzahl, dem Abscheideparameter ψ_A enthalten sein. Für den Abscheideparameter ψ_A soll folgender Produktansatz gelten:

$$\psi_A = \psi \cdot Re^{x_1} \cdot Eu^{x_2} \quad \text{Gl. 6-48}$$

Die Exponenten x_1 und x_2 können in gezielten Experimenten näherungsweise bestimmt werden. Da der produzierte Druckverlust eng mit den erzielten Fraktionsabscheidegraden verbunden ist, hat Bürkholz in /Bürk76/ und /Bürk86/ zunächst einen festen Zusammenhang zwischen Druckverlust und Fraktionsabscheidegrad gesucht. In /Bürk76/ wurde eine Kennzahl K_x eingeführt, die den energetischen Wirkungsgrad des Tropfenabscheiders beschreibt.

$$K_x = \sqrt[3]{\Delta p} \cdot d \quad \text{Gl. 6-49}$$

K_x ist das Produkt aus der 3. Wurzel des Druckverlustes und dem Tropfendurchmesser, der dabei zu x -Prozent abgeschieden wird. Um handliche Ergebnisse zu erhalten, werden der Druckverlust in mbar und der Tropfendurchmesser in μm eingesetzt. Die Kennzahl K_{95} entspricht dem Tropfendurchmesser, der bei einem Druckverlust von 1 mbar zu 95 % abgeschieden wird. Oder anders ausgedrückt beschreibt K_x den notwendigen Druckverlust, damit Tropfen von 1 μm zu 95 % abgeschieden werden. In /Bürk76/ und /Bürk86/ ist dieser Zusammenhang für einige Lamellenabscheider und Demister experimentell nachgewiesen worden. Die Experimente wurden für die Trägheitsabscheidung von Schwefelsäuretropfen aus Umgebungsluft durchgeführt.

Mit Hilfe der Kennzahl K_x können nun die Exponenten x_1 und x_2 mittels Koeffizientenvergleich bestimmt werden. Dafür muß der Produktansatz (Gl. 6-48) folgende Bedingungen erfüllen:

- Der Abscheideparameter ψ_A muß die Kennzahl K_x enthalten.
- Da der Druckverlust eine Funktion der Anströmgeschwindigkeit ist, darf diese auch nur in der Kennzahl K_x enthalten sein.

$$\psi_A = \left(\frac{v \cdot d^2 \cdot \rho_L}{\mu \cdot B(D)} \right) \cdot \left(\frac{v \cdot B(D) \cdot \rho}{\mu} \right)^{x_1} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\rho \cdot v^2} \right)^{x_2} \quad \text{Gl. 6-50}$$

Es gilt für

$$\begin{array}{lll} K_x : & 1 = (3/2) \cdot x_2 & \rightarrow x_2 = 2/3 \\ v : & 1 + x_1 - 2 \cdot x_2 = 0 & \rightarrow x_1 = 1/3 \end{array}$$

und man erhält den Abscheideparameter ψ_A für einen speziellen Abscheidegrad x :

$$\sqrt{\psi_A}|_x = \sqrt{\left(\frac{v \cdot d_x^2 \cdot \rho_L}{\mu \cdot B(D)} \right) \cdot \left(\frac{v \cdot B(D) \cdot \rho}{\mu} \right)^{1/6} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\rho \cdot v^2} \right)^{1/3}} = \frac{\sqrt[3]{\Delta p} \cdot d_x \cdot \sqrt{\rho_L}}{\sqrt[3]{\mu^2} \cdot \sqrt[6]{\rho} \cdot \sqrt[3]{B(D)}} \quad \text{Gl. 6-51}$$

Kennt man z.B. den Druckverlust des Abscheiders und den Tropfendurchmesser, der dabei zu 95 % abgeschieden wird, ist ein Punkt der Abscheidegradkurve $\eta = f(\psi_A)$ bekannt. Hat man eine gemessene Abscheidegradkurve $\eta = f(d)$ zur Verfügung und trägt man die gemessenen Abscheidegrade über dem Abscheideparameter auf, so liegt die gesamte Charakteristik des Abscheiders fest. Diese Kurve gilt dann unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit oder den

Stoffwerten von Gas und Flüssigkeit, sofern keine anderen Abscheidemechanismen wirksam werden oder der Flutpunkt überschritten wird. Bei sehr langsamer Anströmgeschwindigkeit wird die Abscheideleistung durch die Sedimentation verbessert, so daß Gl. 6-51 sicherlich nicht mehr gültig ist.

Bild 6.21 zeigt die im Experiment mit einem Lamellenabscheider erzielten Fraktionsabscheidegrade über dem Tropfendurchmesser im Vergleich mit der Darstellung über dem Abscheideparameter. Dazu wurden in der SEAT-Versuchsanlage verschiedene Gasgeschwindigkeiten eingestellt.

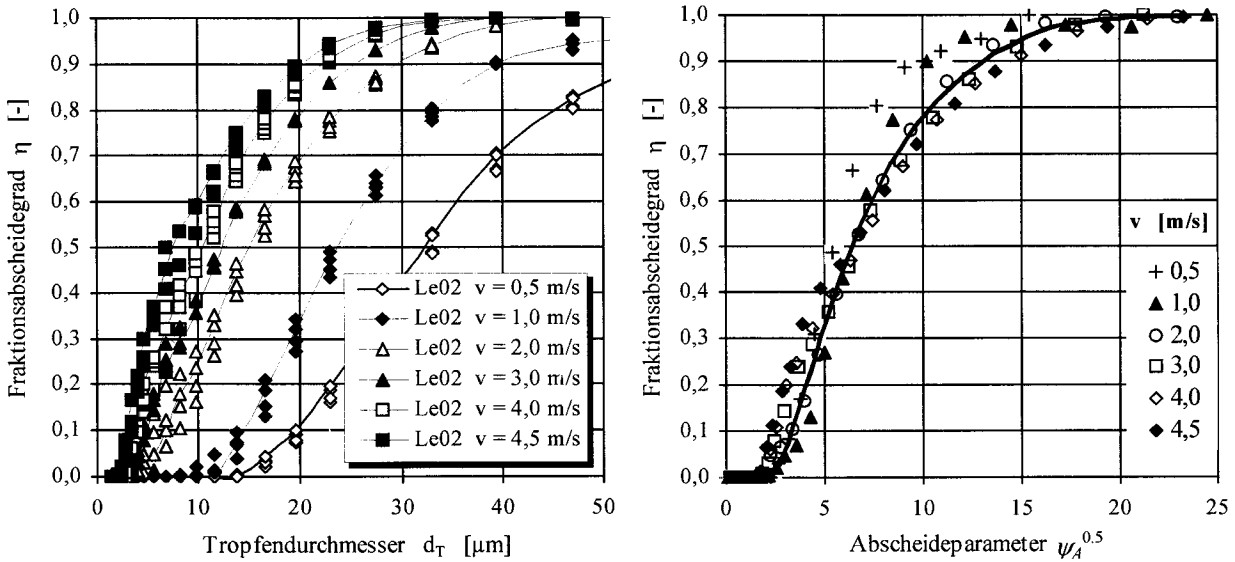


Bild 6.21 Abscheidegrade des Lamellenabscheiders Le02 über Tropfendurchmesser bzw. Abscheideparameter

Aus Bild 6.21 geht deutlich hervor, daß die gemessenen Fraktionsabscheidegrade bei der Darstellung über dem Abscheideparameter nahezu auf einer Kurve liegen. Lediglich die Gasgeschwindigkeiten $v = 0,5$ bzw. 1 m/s führen bei dieser Darstellung zu leicht höheren Abscheidegraden. Der Grund dafür liegt darin, daß neben der Trägheitsabscheidung zusätzlich die Tropfensedimentation bei langsamer Gasgeschwindigkeit an Bedeutung gewinnt. Bestätigt wird dies durch die Tatsache, daß sich die größten Abweichungen bei größeren Tropfendurchmessern ergeben. Für Tropfendurchmesser kleiner $d = 5 \mu\text{m}$ ist die Tropfensedimentation ohne Bedeutung.

Der Zusammenhang zwischen Druckverlust und Tropfendurchmesser bei konstantem Abscheidegrad nach Gl. 6-49 gilt aber nicht für alle Tropfenabscheidertypen. In Venturi-Wäschern ist eher die Beziehung $\Delta p \cdot d = K_x$ /Bürk86/ gültig. Deshalb wird der Abscheideparameter zunächst allgemein für verschiedene Zusammenhänge zwischen Δp und d analog zu Gl. 6-50 und Gl. 6-51 formuliert.

$$\begin{aligned}
 a) \quad \sqrt{\psi_A}|_x &= \frac{\Delta p \cdot d_x \cdot \sqrt{\rho \cdot \rho_L \cdot B(D)}}{\mu^2} \quad \text{für} \quad x_1=3, x_2=2 \quad \text{und} \quad K_x = \Delta p \cdot d_x \\
 b) \quad \sqrt{\psi_A}|_x &= \frac{\sqrt{\Delta p} \cdot d_x \cdot \sqrt{\rho_L}}{\mu} \quad \text{für} \quad x_1=1, x_2=1 \quad \text{und} \quad K_x = \sqrt{\Delta p} \cdot d_x \\
 c) \quad \sqrt{\psi_A}|_x &= \frac{\sqrt[3]{\Delta p} \cdot d_x \cdot \sqrt{\rho_L}}{\sqrt[3]{\mu^2} \cdot \sqrt[6]{\rho} \cdot \sqrt[3]{B(D)}} \quad \text{für} \quad x_1=\frac{1}{3}, x_2=\frac{2}{3} \quad \text{und} \quad K_x = \sqrt[3]{\Delta p} \cdot d_x \\
 d) \quad \sqrt{\psi_A}|_x &= \frac{\sqrt[4]{\Delta p} \cdot d_x \cdot \sqrt{\rho_L}}{\sqrt{\mu} \cdot \sqrt[4]{\rho} \cdot \sqrt{B(D)}} \quad \text{für} \quad x_1=0, x_2=\frac{1}{2} \quad \text{und} \quad K_x = \sqrt[4]{\Delta p} \cdot d_x
 \end{aligned}$$

Gl. 6-52 a - d

Experimentelle Untersuchungen in /Bürk78/ haben ergeben, daß die verschiedenen Abscheider-typen den oben erwähnten Gesetzen für K_x zuzuordnen sind.

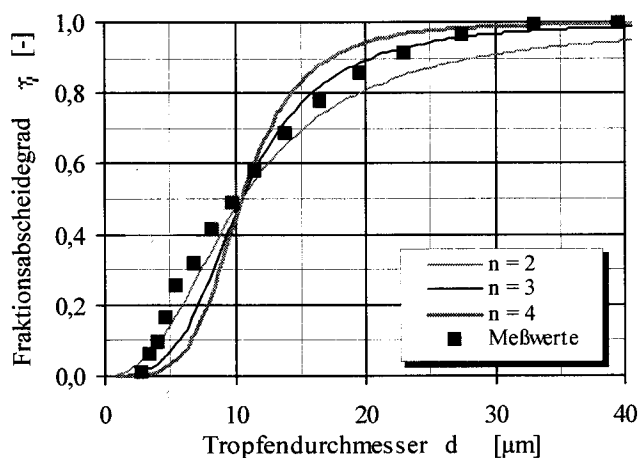
- | | |
|---|---|
| a) $K_x = \Delta p \cdot d_x$ | Venturi – Wäscher |
| b) $K_x = \sqrt{\Delta p} \cdot d_x$ | Parallel – Abscheider (glatt), Umlenkabscheider (glatt), Demister |
| c) $K_x = \sqrt[3]{\Delta p} \cdot d_x$ | Parallel – Abscheider (rau), Umlenkabscheider (rau), Demister, Zyklon |
| d) $K_x = \sqrt[4]{\Delta p} \cdot d_x$ | Zick – Zack – Abscheider |

Besitzen mehrere Abscheider die gleiche Charakteristik, so unterscheiden sie sich lediglich durch das Niveau der Kennzahl K_x . Dabei ist zu beachten, daß die Kennzahl K_x von den Umgebungsbedingungen und der Abscheidergeometrie abhängt. Möchte man die Kennzahlen verschiedener Abscheider typen vergleichen, so ist dies nur unter gleichen Randbedingungen möglich. Energetisch günstigere Abscheider typen, wie z.B. die Demister, besitzen kleine Kennzahlen, während einfache Umlenkabscheider im Verhältnis zum produzierten Druckverlust schlechter abscheiden. Abscheider typen, in denen eine durch Turbulenz bedingte Rückvermischung stattfindet, verhalten sich eher nach Gesetz c), wobei die Abscheidung infolge der Turbulenz verbessert wird. Dadurch ergeben sich niedrige Kennzahlen K_x . Glatte oder laminar durchströmte Abscheider verhalten sich eher nach dem Gesetz b), wobei sich etwas höhere Werte für K_x ergeben. Diese Charakteristik liegt in der Tropfenbehinderung durch dickere Grenzschichten sowie der geringeren Rückvermischung und Turbulenz begründet.

Für die Auslegung von Tropfenabscheidern genügt es häufig, nur die Kennzahl K_{95} zu kennen. Damit liegt der erforderliche Druckverlust fest, der notwendig ist, um eine gewünschte Tropfengröße nahezu vollständig abzuscheiden. In Luftzerlegungsanlagen muß beispielsweise vermieden werden, daß Tropfen größer $20\ \mu\text{m}$ in die Verdichter gelangen. Größere Tropfen führen einerseits zur Fehlanströmung des Laufrades, andererseits tritt ein erhöhter Verschleiß durch Erosion auf. Die Kenntnis der vollständigen Abscheidegradkurve ist dabei unerheblich. Für die meisten Tropfenabscheider kann bei gegebener Kennzahl K_{50} oder K_{95} näherungsweise auch der gesamte Verlauf der Abscheidegradkurve berechnet werden. In /Swan88/ ist eine Gleichung zu finden, mit der die Fraktionsabscheidegrade ausgehend von einer Kennzahl K_x berechnet werden können.

$$\eta = x \cdot [1 - e^{-(1/x)}] \quad \text{mit} \quad x = A \cdot K_x^n \quad \text{Gl. 6-53}$$

Der Exponent n der Kennzahl K_x bestimmt die Verteilungsbreite der Abscheidegrade. Für viele



Abscheider beträgt das Verhältnis von K_{95}/K_{50} oder d_{95}/d_{50} etwa 2, so daß sich ein Exponent $n \approx 4$ ergibt. Sind die Kennzahl K_{95} und der Exponent n bekannt, ist der Parameter A iterativ so zu bestimmen, daß sich in Gl. 6-53 ein Fraktionsabscheidegrad von 95 % ergibt. Ist ebenso der Druckverlust bekannt, erhält man durch Einsetzen verschiedener Tropfendurchmesser in Gl. 6-53 die vollständige Abscheidegradkurve. Für den Lamellenabscheider Le02 ($K_{50} = 4,6$) stellt der Exponent $n = 3$ eine gute Näherung dar (s. Bild 6.22).

Bild 6.22 Approximation der Fraktionsabscheidegrade nach Gl. 6-53

6.8.1 Übertragbarkeit von Fraktionsabscheidegraden bei der Trägheitsabscheidung

In den Kapiteln zur Tropfenabscheidung im Primärkreislauf des HTR-Modul sollen die experimentell gewonnenen Fraktionsabscheidegrade unter Umgebungsbedingungen auf die Bedingungen im Reaktor übertragen werden. Da zum einen die Trägheitsabscheidung der wichtigste Mechanismus für die Tropfenabscheidung im Primärkreislauf ist und zum anderen Lamellenabscheider oder Demister zur Steigerung der Abscheidewirkung geeignet sind, sollen hierzu wesentliche Aussagen zur Übertragbarkeit getroffen werden.

Eine Übertragbarkeit ist dann möglich, sofern physikalische Modelle existieren, mit denen man die Tropfenabscheidung beschreiben und auch vergleichen kann. Wichtig dabei ist, daß die wesentlichen Mechanismen erhalten bleiben.

Für den Fall der Trägheitsabscheidung von Einzeltropfen wurde bereits eine Ähnlichkeitsbetrachtung angestellt, wobei sich gezeigt hat, daß der Fraktionsabscheidegrad im wesentlichen eine Funktion des Trägheitsparameters, der Reynoldszahl und der Eulerzahl bzw. des Druckverlustbeiwertes ist. Experimentelle Ergebnisse zur Trägheitsabscheidung haben gezeigt, daß sich diese drei Kennzahlen durch eine einzige neue Kennzahl ersetzen lassen. Die mathematische Beschreibung der Fraktionsabscheidegrade in Kapitel 6.8 enthält bereits die Einflüsse von:

- den Stoffwerten von Gas und Flüssigkeit,
- der Gasgeschwindigkeit,
- und der Abscheidergeometrie.

Neben der Ähnlichkeit bezüglich der Trägheitsabscheidung von Einzeltropfen sind noch weitere Effekte zu beachten, die unter Umständen einen erheblichen Einfluß auf die Abscheidewirksamkeit haben. Diese werden nun im einzelnen kurz erläutert.

Einfluß der Flutgrenze

Möchte man gemessene Abscheidegrade auf andere Bedingungen übertragen, so muß gewährleistet sein, daß die Flutgrenze (s. Kap. 6.6 und 6.7) nicht überschritten wird. Zu beachten ist, daß die Flutgrenze mit sinkender Oberflächenspannung, z.B. bei steigender Temperatur der Flüssigkeit, herabgesetzt wird. Die Flutgrenze hängt auch von der Oberflächenrauigkeit des verwendeten Abscheidermaterials ab. Weiterhin ist beim horizontal durchströmten Abscheider die Ablaufhöhe von Bedeutung. Die Dicke des Flüssigkeitsfilms, der in den Fangtaschen eines Lamellenabscheiders abläuft, wächst mit zunehmender Ablaufhöhe, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit für ein Mitreißen bereits abgeschiedener Flüssigkeit erhöht.

Einfluß der Anströmung

Bei Tropfenabscheidern können unterschiedliche Anströmbedingungen die Abscheidewirksamkeit beeinflussen. Gemessene Abscheidegradkurven beziehen sich meistens auf eine gleichmäßig verteilte Strömung vor dem Abscheider. Soll ein Demister, z.B. aus Platzgründen, hinter einem Krümmer eingebaut werden, kann dies zum Überschreiten der Flutgrenze führen. Das liegt daran, daß sich zum einen die nahezu einheitliche Tropfenverteilung im Krümmer entmischt, wodurch die Tropfenkonzentration zur Außenseite des Krümmers hin zunimmt. Zum anderen verflacht sich das Geschwindigkeitsprofil infolge des hohen Druckverlustes im

Demister sehr schnell. Dies hat zur Folge, daß der Flutpunkt wegen einer örtlich sehr hohen Flüssigkeitskonzentration überschritten werden kann. Bei einem hinter dem Krümmer angeordneten Lamellenabscheider, der im allgemeinen einen geringeren Druckverlust produziert, ist damit zu rechnen, daß die Gasgeschwindigkeit in den äußeren Kanälen geringer ist als innen. Die Folge ist, daß die Mehrheit der Tropfen nun mit einer langsameren Geschwindigkeit durch den Abscheider strömt und deshalb eine geringere Abscheideleistung zu erwarten ist. Ob die Abscheidewirkung im Krümmer selbst diesen Nachteil, hervorgerufen durch die Fehlansströmung, kompensieren kann, ist hier nicht allgemeingültig zu beantworten. Dazu müßte für im Einzelfall eine detailliertere Betrachtung angestellt werden.

Einfluß der Tropfenagglomeration

Die gegenseitige Beeinflussung der Tropfen untereinander blieb bisher unberücksichtigt, hat aber, wie später noch ausführlich gezeigt wird, einen großen Einfluß auf die Abscheidewirksamkeit. Die Wahrscheinlichkeit, daß kleine Tropfen zu größeren Tropfen agglomerieren, wächst mit zunehmender Turbulenz und abnehmendem Abstand der Tropfen voneinander. Die Turbulenz bewirkt Schwankungsgeschwindigkeiten quer zur Hauptströmungsrichtung, so daß die Wahrscheinlichkeit für ein Zusammenstoßen von Tropfen zunimmt. Der mittlere Tropfenabstand r kann nach /Beer95/ durch Gl. 6-54 beschrieben werden, wobei ε das Lückenvolumen und d_s den Sauterdurchmesser bedeuten. Ein kleiner Tropfenabstand erhöht ebenfalls die Wahrscheinlichkeit für die Tropfenagglomeration.

$$r = d_s \cdot \frac{\pi}{6} \cdot \left(\frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \right)^{1/3} \quad \text{Gl. 6-54}$$

Durch die Tropfenagglomeration verschiebt sich das Tropfenspektrum hin zu größeren Tropfendurchmessern, wobei die Tropfenanzahl natürlich abnimmt und der mittlere Tropfenabstand größer wird. Durch den quadratischen Zusammenhang zwischen Trägheitsparameter und Tropfendurchmesser kann sich die Abscheidewirksamkeit erheblich verbessern. Auf den Einfluß der Tropfenagglomeration bezüglich der Tropfenabscheidung im Primärkreis des HTR-Modul wird später noch detailliert eingegangen.

Einfluß der Turbulenz

Wie oben erwähnt, können die statistischen Querbewegungen im Gas die Tropfen quer zu ihrer Hauptströmungsrichtung verschieben. Die Querbewegungen der Turbulenzballen liegen in der Größenordnung der Mischungsweglänge l_M nach Prandtl, wobei kleine Tropfen den Querbewegungen des Gases nahezu folgen. Nikuradse hat in /Niku32/ festgestellt, daß in schmalen Kanälen das Verhältnis von Mischungsweg und Kanalbreite einen Maximalwert von $l_M/B = 0,14$ besitzt. Der Mischungsweg beträgt an der Wand null und wächst in Wandnähe annähernd linear zum Wandabstand mit der Steigung 0,4. In /Schl64/ wird für den Maximalwert der Schwankungsgeschwindigkeit in der Kanalmitte ein Wert von 5 – 10 % der mittleren Gasgeschwindigkeit angegeben.

An dieser Stelle sollen die maximalen Querbewegungen infolge der Turbulenz für verschiedene Tropfengrößen abgeschätzt werden. Dazu wird ein Kanal mit einer Breite $B = 5\text{ cm}$ betrachtet, der von Luft mit einer Geschwindigkeit von $v = 5\text{ m/s}$ durchströmt wird. Die Quergeschwindigkeit der Luft wird mit einer Sinusfunktion beschrieben, in der sich zum Zeitpunkt $t = 0$ ein ruhender Tropfen befindet. Unter Zuhilfenahme des Kräftegleichgewichtes in Gl. 6-11 kann die

zeitliche Bewegung des Tropfens berechnet werden. Hierzu wird das Widerstandsgesetz nach Rumpf (Gl. 6-3) verwendet. Damit erhält man die Differentialgleichung:

$$\frac{dv_T}{dt} = cw \cdot \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{d \cdot \rho_L} \cdot (v - v_T) \cdot |v - v_T| + \frac{\rho}{\rho_L} \cdot \frac{dv}{dt} + X \cdot \frac{\rho}{\rho_L} \cdot \left(\frac{dv}{dt} - \frac{dv_T}{dt} \right) \quad \text{Gl. 6-55}$$

$$\text{mit } v_{\max} = 0.1 \cdot v_m, \quad l_m = 0.14 \cdot B, \quad T = 2 \cdot \frac{l_m}{v_{\max}}, \quad v = v_{\max} \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot t}{T}\right)$$

Die numerische Lösung von Gl. 6-55 ist für verschiedene Tropfendurchmesser in Bild 6.23 dargestellt. Dort sind die Quergeschwindigkeiten und der zurückgelegte Weg der Tropfen über der Zeit aufgetragen.

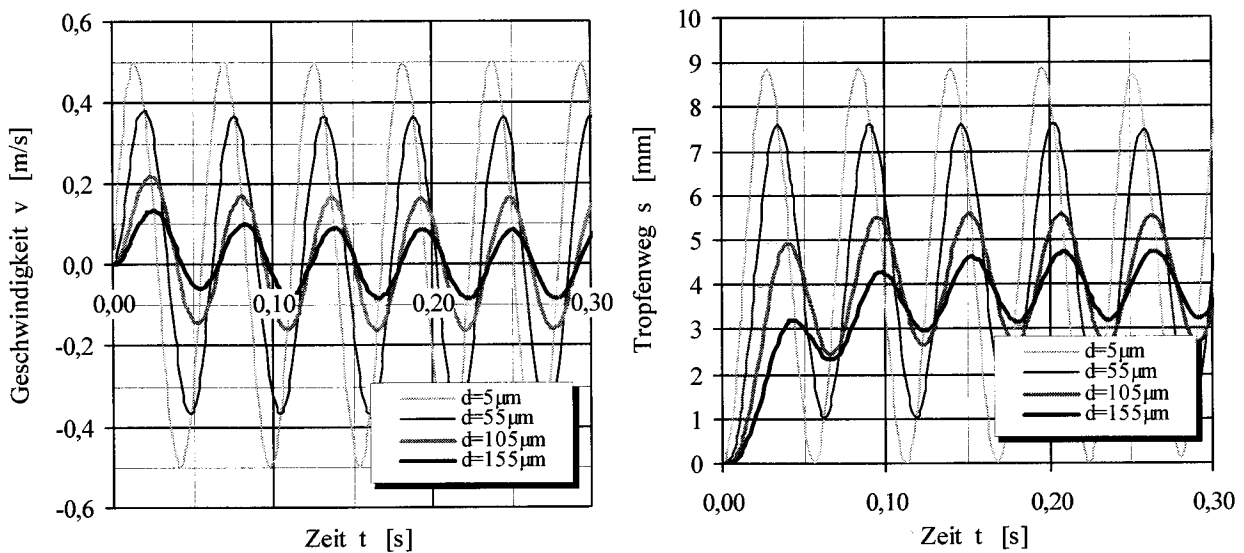


Bild 6.23 Querbewegung von Tropfen infolge der Turbulenz in der Luftströmung

In Bild 6.23 ist zu erkennen, daß ein Tropfen mit $d = 5 \mu\text{m}$ nahezu der Luftströmung folgt. Mit zunehmendem Tropfendurchmesser werden die Querbewegungen der Tropfen immer kleiner. Die maximale Quergeschwindigkeit eines Tropfen mit $d = 155 \mu\text{m}$ beträgt nur noch 20 % des Wertes, der für die Luft angenommen wurde. Gleiches gilt auch für den stationären Mischungsweg, so daß eine Abscheidung infolge der Turbulenz immer unwahrscheinlicher wird. Die Bewegung von Tropfen mit Durchmessern größer $d = 1 \text{ mm}$ bewegen sich annähernd geradlinig durch den Kanal. Je nach Größe der Relativgeschwindigkeit besteht aber die Möglichkeit, daß die Tropfen infolge der Umströmungskräfte quer zum Strom zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit für den Tropfenzerfall wird für eine stationäre Tropfenumströmung durch die We -Zahl beschrieben. Es liegt aber nahe, daß bei pulsierender Tropfenumströmung infolge der Turbulenz geringere Umströmungskräfte für den Zerfall ausreichen.

Herrscht Ähnlichkeit bezüglich der genannten Sekundäreffekte oder kann dessen Einfluß auf die Tropfenabscheidung vernachlässigt werden, so können die Fraktionsabscheidegrade relativ einfach auf andere Randbedingungen übertragen werden. Für die folgenden Betrachtungen seien für einen Tropfenabscheider sowohl die Abscheidecharakteristik als auch die unter Umgebungsbedingungen (Index u) ermittelte Kennzahl $K_{\eta u}$ (z.B. $K_{95u} = \Delta p^{1/3} \cdot d_{95}$) bekannt. Ebenso müssen die Verteilungsbreite der Abscheidegrade n und der Druckverlustbeiwert ζ gegeben sein. Mit den gegebenen Stoffdaten ρ_u , ρ_{lu} , μ_u berechnet sich für eine gewählte Anströmgeschwindigkeit v die approximierte Abscheidegradkurve nach Gl. 6-53 zu:

$$\eta(d) = A_{95u} \cdot \left(\sqrt[3]{\zeta \cdot \frac{\rho_u}{2} \cdot v^2} \right)^n \cdot d^n \cdot \left[1 - \exp \left(- \frac{1}{A_{95u} \cdot \left(\sqrt[3]{\zeta \cdot \frac{\rho_u}{2} \cdot v^2} \right)^n \cdot d^n} \right) \right] \quad \text{Gl. 6-56}$$

Soll der gleiche Abscheider unter anderen Bedingungen (Index ^{*}) eingesetzt werden, sind folgende Rechenschritte zur Berechnung der Fraktionsabscheidegrade durchzuführen:

1. Berechnung der stoffwertabhängigen Kennzahl K_{95}^* nach Gl. 6-51.

$$K_{95}^* = K_{95u} \cdot \left(\frac{\mu^*}{\mu_u} \right)^{2/3} \cdot \left(\frac{\rho^*}{\rho_u} \right)^{1/6} \cdot \left(\frac{\rho_{lu}}{\rho_l^*} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{B^*}{B} \right)^{1/3} \quad \text{Gl. 6-57}$$

2. Iterative Berechnung von A^* durch Einsetzen von K_{95}^* in Gl. 6-53.

$$0,95 = x \cdot [1 - e^{-(1/x)}] \quad \text{mit} \quad x = A^* \cdot K_{95}^{*n} \quad \text{Gl. 6-58}$$

3. Berechnung des Druckverlustes für die neuen Randbedingungen.

$$\Delta p = \zeta \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \quad \text{Gl. 6-59}$$

4. Berechnung der Abscheidegradkurve für die neuen Randbedingungen.

$$\eta(d) = A^* \cdot \left(\sqrt[3]{\Delta p} \right)^n \cdot d^n \cdot \left[1 - \exp \left(- \frac{1}{A^* \cdot \left(\sqrt[3]{\Delta p} \right)^n \cdot d^n} \right) \right] \quad \text{Gl. 6-60}$$

7 Versuchsaufbau und Tropfengrößenmeßtechnik

In diesem Abschnitt werden der Versuchsaufbau und die verwendete Meßtechnik beschrieben. Der experimentelle Aufbau muß gewährleisten, daß neben den Fraktionsabscheidungsgraden auch der Druckabfall und das Flutverhalten bei der Tropfenabscheidung analysiert werden kann. Besonderes Augenmerk wird auf die Messung von Tropfengrößen sowie auf die physikalischen Modelle zur Bestimmung von Tropfenmassenströmen gelegt.

7.1 Versuchsaufbau des SEAT-Experimentes

Das SEAT-Experiment ist für zwei Versuchsziele ausgelegt:

- Untersuchung von Tropfenabscheidern hinsichtlich ihrer Eignung als passives Sicherheitselement beim Wassereinbruch in einen HTR.
- Bestimmung der Wirksamkeit der Tropfenabscheidung in Teilen des Primärkreislaufs.

Die Versuchsanlage, dargestellt in Bild 7.1, besteht im wesentlichen aus einem Windkanal, der mit Umgebungsluft in einem geschlossenen Kreislauf durchströmt wird. Als Antrieb dient ein drehzahlgeregeltes Gebläse mit einer maximalen Leistung von ca. 8 kW. Je nach Strömungsführung und installierten Einbauten können Volumenströme bis zu $Q = 1 \text{ m}^3/\text{s}$ eingestellt werden. Die mittlere bzw. örtliche Strömungsgeschwindigkeit der Luft wird mit einer in der ca. 10 m langen Saugleitung installierten Meßblende nach DIN 1952 bzw. mit mehreren Prandtlrohren bestimmt. Die Kanalstücke der Druckleitung haben runde und eckige Querschnitte und bestehen aus Plexiglas, die Saugleitung aus undurchsichtigem PVC-Rohr.

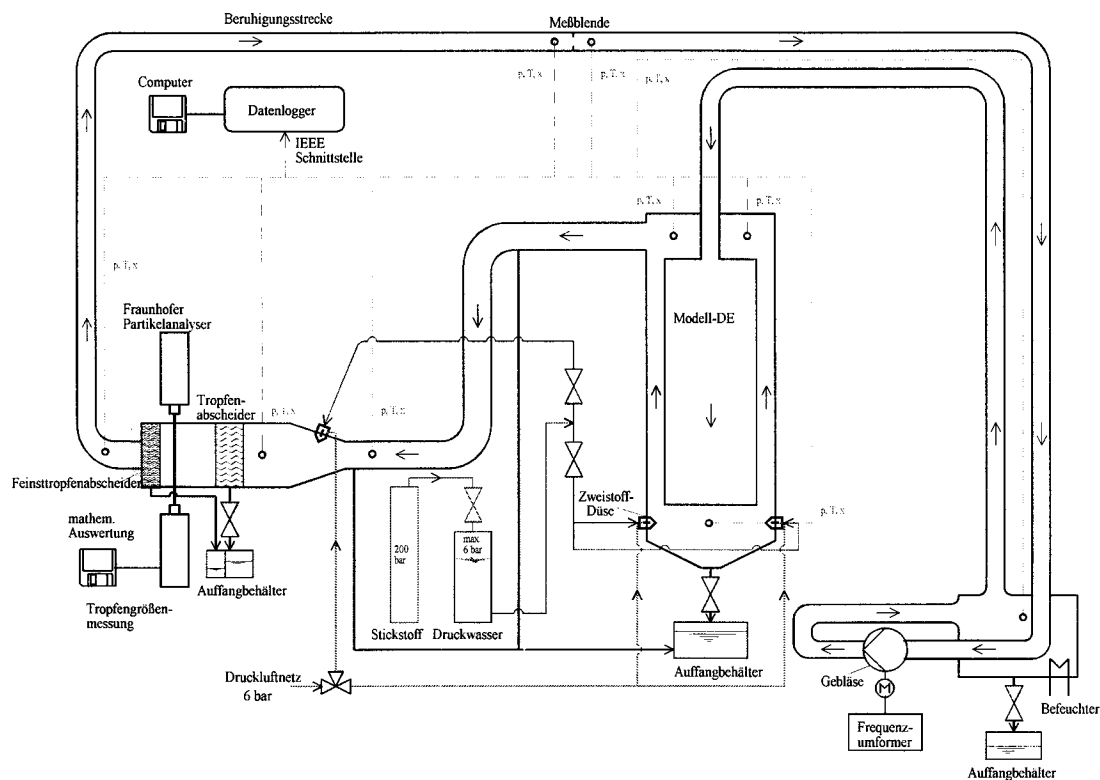


Bild 7.1 Fließschema der SEAT Versuchsanlage

Bild 7.1 zeigt das Fließschema der gesamten Versuchsanlage mit der installierten Meßtechnik. Das Strömungsmodell des Dampferzeugers, mit dem die Tropfenabscheidung im HTR-Modul simuliert wird, ist ebenfalls dargestellt. Für die Bestimmung der Fraktionsabscheidegrade in den zu testenden Abscheidertypen spielt das Strömungsmodell nur eine untergeordnete Rolle. Um am Eintritt eines im Meßkanal eingebauten Tropfenabscheiders größere Wasserströme mit sehr feinem Tropfenspektrum ($d_{max} = 30 \mu\text{m}$) zu erzielen, wird das Wasser mit bis zu vier Düsen in den großen Bodenbehälter des Strömungsmodells eingedüst. Der Grobanteil des Eintrittsspektrums wird dann auf dem Weg zum Meßkanal abgeschieden. In der Druckleitung ist die Meßstrecke (Bild 7.2) mit einem Flüssigkeitsablauf für das abgeschiedene Wasser integriert, in die verschiedene Abscheidertypen eingebaut werden können. Um annähernd gleichmäßige Anströmbedingungen vor dem Abscheider zu erzielen, mündet die Druckleitung in eine stetige Querschnittserweiterung, an welche die eigentliche Meßzone anschließt. Am Ein- und Austritt der Meßstrecke sind jeweils zwei Temperaturmeßstellen, zwei Meßstellen zur Bestimmung der relativen Luftfeuchtigkeit, sowie jeweils drei Bohrungen zur Messung des statischen Drucks und der Tropfenverteilung vorhanden.

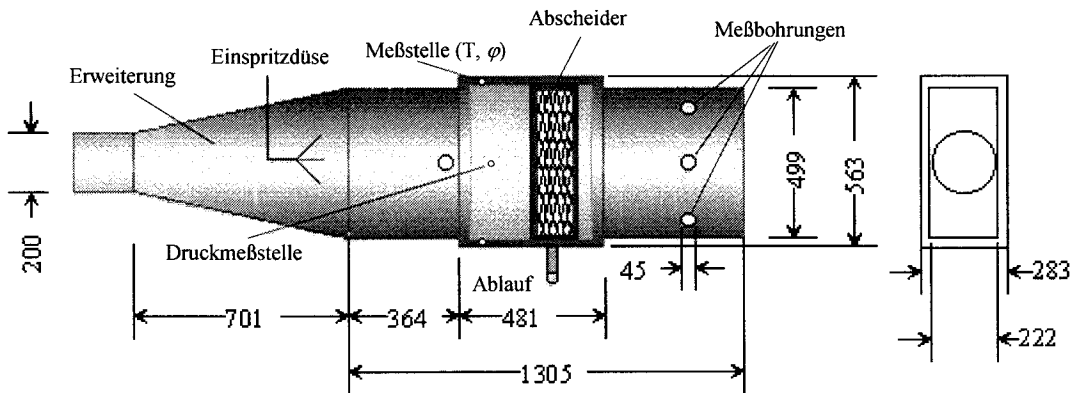


Bild 7.2 Meßstrecke mit eingebautem Tropfenabscheider

Mit einem Daten-Logger stehen zur Aufzeichnung von Meßwerten bis zu 40 Meßkanäle zur Verfügung, so daß bis zu 10 Meßwerte pro Kanal und Sekunde gespeichert werden können.

	Meßverfahren	Meßbereich	max. Meßfehler	Ausgang
Temperatur	PT-100 Thermoelement	0 – 100 °C	± 0,3 °C	0 – 10 V
relative Feuchte	Hygrometer	0 – 100 %	± 0,5 %	0 – 10 V
Druck	Piezo-Drucksensor	0,1 – 4000 Pa	< 1 % vom Meßwert	0 – 2 V

Tab. 7.1 Daten der eingesetzten Meßfühler

Das Wasser wird von einem, mit Stickstoff aufgeladenen Druckbehälter über Düsen in die Erweiterung der Meßstrecke eingespritzt. Um vor den Testobjekten ein geeignetes Tropfenspektrum zu erzeugen, stehen verschiedene Düsentypen zur Verfügung. Mit einfachen Druckzerstäubern können - bei einem maximalen Überdruck von 6 bar - Tropfendurchmesser im Bereich von 20 μm bis 500 μm erzeugt werden. Der Einsatz einer in Bild 7.3 dargestellten Zweistoffdüse ermöglicht es, auch feinere Tropfenspektren mit maximalen Tropfendurchmessern von 50 μm zu erzeugen.

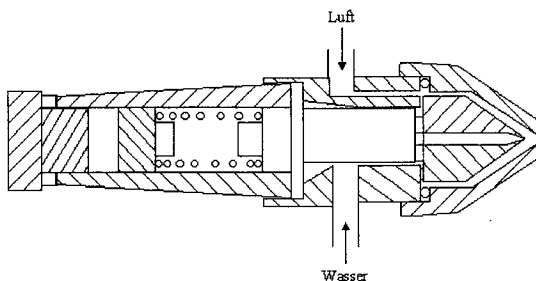


Bild 7.3 Schnitt durch eine Zweistoffdüse

Der Feinanteil und der Wassermassenstrom können über die Vordrücke im Wasserspeicher und der mit dem Wasser eingedüsten Luft erhöht werden. Somit lassen sich auch größere Anteile an Tropfen mit Durchmessern von $d = 5$ bis $10\ \mu\text{m}$ erzeugen. Zur Erzeugung sehr kleiner Tropfen ($d < 10\ \mu\text{m}$) steht ein Ultraschallzerstäuber zur Verfügung. Der mit dem Ultraschallzerstäuber produzierte Tropfenstrom beträgt max. 1 l/h. Der Ultraschallzerstäuber dient in erster Linie dazu, das Gas bei offenem Kreislauf auf nahezu 100% Sättigung zu befeuchten. Dadurch wird verhindert, daß die vor den zu testenden Abscheidern eingedüsten Tropfen im Abscheider teilweise verdampfen. Eine meßtechnische Bestimmung der Fraktionsabscheidegrade wäre dann mit Fehlern behaftet.

7.1.1 Laserbeugung als optisches Verfahren zur Bestimmung von Tropfenverteilungen

Die Laserbeugung ist ein optisches Verfahren (Streulichtverfahren) zur Bestimmung von Partikelverteilungen. Man erfaßt die Wechselwirkungen, die beim Auftreffen eines Laserstrahls auf die Oberfläche eines Partikels stattfinden. Wechselwirkungen sind z.B. die Streuung und die Absorption. Die Schwächung des Laserlichts durch beide Effekte nennt man Extinktion. Die Beugung ist neben der Reflexion und der Brechung ein Teil der Streuung. Die Fraunhofersche Beugung beschreibt den gebeugten Anteil in Vorwärtsrichtung. Große Partikel streuen viel Licht in einem kleinen Vorwärtswinkelbereich, während kleine Partikel wenig Licht unter großen Vorwärtswinkeln streuen. Die Tropfengrößen werden mit dem Partikelgrößenmeßgerät *HELOS* der Firma *Sympatec* erfaßt. Mit diesem Meßverfahren können je nach Abbildungsoptik und Auswertungssoftware Tropfendurchmesser von $d = 0,1 - 3500\ \mu\text{m}$ gemessen werden. Wesentliche Ausgabedaten sind die Längenverteilungen und deren Momente als auch statistische Mittelwerte, wie z.B. die spezifische Oberfläche des Sprays. Das verwendete Meßsystem, dargestellt in Bild 7.4, besteht aus einem He-Ne-Laser der mit einer speziellen Optik auf 20,2 mm aufgeweitet wird, bevor er in der Meßzone auf das Tröpfchenkollektiv trifft. Die Strahlaufweitung ist notwendig, damit der Partikeldurchmesser gegenüber dem Durchmesser des Lasers zu vernachlässigen ist. Die Sammellinse bündelt die entstehenden Fraunhoferschen Beugungsspektren und bildet sie auf dem Detektor ab. Es werden zwei Sammellinsen mit den Brennweiten $f = 100\ \text{mm}$ und $f = 500\ \text{mm}$ eingesetzt. Die Intensitätsverteilung wird auf dem Detektor, der hier aus 31 kreisförmigen Ringen besteht, erfaßt und in intensitätsproportionale Spannungen umgewandelt. Die Spannungen werden anschließend digitalisiert und in einem Rechner gespeichert.

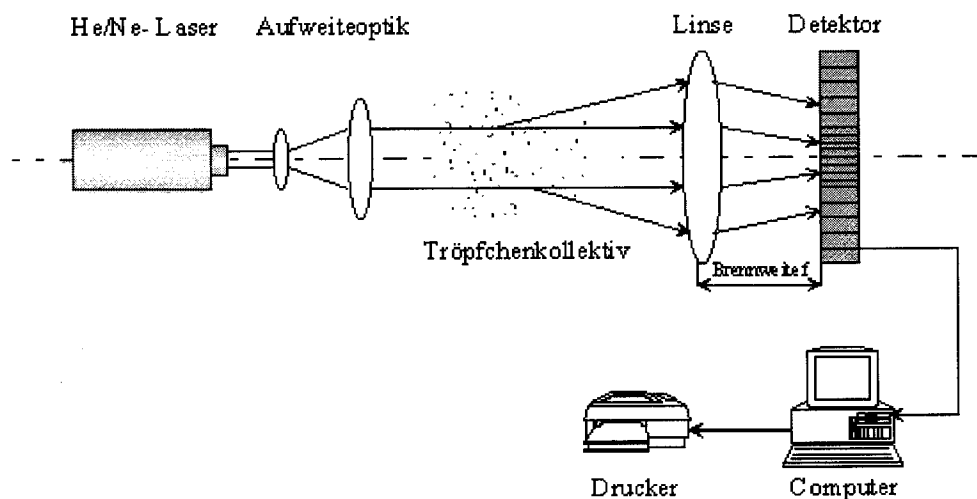


Bild 7.4 Messung von Tropfengrößen mittels Laserbeugung

Der innere Ring, das sogenannte Zentralelement, besteht aus drei Segmenten, in denen die Schwächung der Laserintensität (Extinktion) gemessen wird. Vor jeder Messung wird eine Referenzmessung durchgeführt, um die Lichtverhältnisse in der Umgebung oder eine geringe Partikelbeladung der Luft zu erfassen und diese bei der anschließenden Messung zu berücksichtigen. Mit der Referenzmessung erkennt man anhand einer zu hohen optischen Konzentration, ob die Linse verschmutzt ist.

Mit einer geeigneten Software kann, ausgehend von der gemessenen Intensitäts- bzw. Spannungsverteilung, auf mathematischen Wege die Größenverteilung des Kollektivs berechnet werden. Häufig wird zur Berechnung der Partikelverteilungen die Fraunhofer'sche Theorie verwendet. Der Gültigkeitsbereich der Fraunhoferschen Theorie beschränkt sich auf Teilchen, deren Durchmesser viel größer ist als die Wellenlänge des Laserlichtes, d.h. es können nur Tropfendurchmesser größer $d = 2 \mu\text{m}$ gemessen werden. Der Anteil an Tropfen kleiner $2 \mu\text{m}$ wird zusammengefaßt angegeben. Zur Abschätzung dient die Theorie der Beugungsanomalie nach /Symp95/, deren Genauigkeit mit zunehmendem Brechungsindex der Partikel steigt.

Möchte man kleinere Tropfengrößen in mehreren Fraktionen messen, benötigt man andere mathematische Modelle (z.B. die Mie'sche Theorie) zur Auswertung der Intensitätsverteilung. Die Beugungserscheinungen können dann nicht mehr mit der Vorstellung skalarer Wellen nach Fraunhofer beschrieben werden, da kleine Teilchen das Licht auch rückwärts streuen. Mie hat eine elektromagnetische Theorie basierend auf den Maxwell'schen Gleichungen entwickelt. Damit kann die Beugung an kleinen Kugeln bei Kenntnis des komplexen Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten beschrieben werden. Die Abweichung der Partikel von der Kugelgestalt wird durch einen Formfaktor angegeben. Wassertropfen mit Durchmessern kleiner $d = 30 \mu\text{m}$ weichen aber kaum von der Kugelgestalt ab, so daß der Formfaktor zu 1 wird. Der Mie-Parameter α /Berg88/ gibt Auskunft über das Streuverhalten und die zu verwendende physikalische Theorie, mit der die Größenverteilung aus dem Beugungsmuster berechnet werden kann.

$$\alpha = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \quad \text{Gl. 7-1}$$

Der komplexe Brechungsindex m ist definiert zu:

$$m = n - i \cdot k \quad \text{Gl. 7-2}$$

n : Brechungsindex ($n=1,33$ für Wasser)

k : Absorptionskoeffizient ($k=0$ für Wasser)

$\alpha \ll 1$ Hier gilt die Rayleigh-Streuung, die Partikeldurchmesser sind viel kleiner als die Wellenlänge des Laserlichtes. Die Streulichtverteilung wird vorwiegend durch die Brechung bestimmt. Die Phase des Lichtes ist über die gesamte Teilchengröße konstant. Es kommt, im Gegensatz zum Mie-Bereich nicht zu interpartikulären Interferenzen. Dieser Bereich wird mit der verwendeten Meßtechnik nicht erfaßt.

$0,1 < \alpha < 10$ In diesem Übergangsbereich liegen die Partikeldurchmesser in der Größenordnung der Wellenlänge. Die Streulichtverteilung wird durch Beugung, Absorption, Streuung und Reflexion beeinflusst. Hier gilt für kugelförmige Partikel mit konstantem Brechungsindex die Theorie nach Mie.

$\alpha \gg 1$ Dies ist der Bereich der geometrischen Optik, wobei die Partikeldurchmesser wesentlich größer sind als die Wellenlänge. Die Stoffeigenschaften der Partikel spielen hierbei keine Rolle mehr. Dieser Bereich wird vollständig durch die Fraunhofersche Beugung beschrieben.

In Tab. 7.1 sind die Hauptdaten des eingesetzten Meßsystems aufgeführt. Die Auswertung der gemessenen Intensitätsverteilung geschieht nach der Fraunhofer- Methode, die zur Erfassung der zu erwartenden Tropfenspektren ausreicht. Um kleinere Tropfengrößen zu erfassen, kann die Software um die Mie-Option erweitert werden

Laserstrahl	Linse
He/Ne-Laser Leistung: 5 mW	Brennweite f 100 mm oder 500 mm
Durchmesser d_L 20,2 mm	meßbares Tropfenspektrum d_T 0,9 – 175 μm oder 4,5 – 875 μm
Wellenlänge λ 632,8 nm	Länge L des Meßvolumens $d_L \times L$ 95 mm oder 200 mm

Tab. 7.2 Daten des Sympatec - HELOS Meßsystems

Der Vorteil dieser Meßmethode liegt darin, daß die Strömung und die Tropfenverteilung in der Meßzone kaum durch das Meßsystem beeinflusst wird. Die Meßdauer ist mit 2 – 10 s sehr kurz, und die Meßergebnisse sind gut reproduzierbar. Das ist auch der Grund dafür, daß sich Laserstreulichtverfahren zur Messung von Partikel- oder Tropfenverteilungen (z.B. Dieselmotoren, Schwefelsäureanlagen, Filteranlagen) in der Industrie durchgesetzt haben.

7.2 Möglichkeiten zur Bestimmung von Fraktions- und Gesamtabscheidegraden

Der Gesamtabscheidegrad ist definiert als Massenverhältnis aller abgeschiedenen Tropfen zu der in den Abscheider eintretenden Tropfenmasse. Dabei ist nicht von Bedeutung, von welcher Größe die Tropfen sind. Der Fraktionsabscheidegrad unterscheidet sich vom Gesamtabscheidegrad dadurch, daß nur Tropfen gleicher Größe (Fraktion) bilanziert werden. Zur Bestimmung der Fraktionsabscheidegrade müssen die Tropfenverteilungen und die Massenströme vor und hinter dem Abscheider bekannt sein. Die Volumenverteilungen bzw. Massenverteilungen der Tropfen werden mit dem *Helos*-Partikelgrößenmeßgerät über die Höhe des Meßkanals in drei Positionen aufgenommen und arithmetisch gemittelt.

Die Fraktionsabscheidegrade werden mit den Massenanteilen für verschiedene Fraktionen an Eintritt und Austritt (Indizes E und A) des Abscheiders sowie dem Gesamtabscheidegrad η_{ges} bestimmt.

$$\eta(x) = 1 - \frac{m_A \cdot \xi_A(x)}{m_E \cdot \xi_E(x)} = 1 - (1 - \eta_{ges}) \cdot \frac{\xi_A(x)}{\xi_E(x)} \quad \text{Gl. 7-3}$$

Der Gesamtabscheidegrad kann auf verschiedene Art und Weise bestimmt werden. Auf die einzelnen Möglichkeiten soll in den folgenden Abschnitten genauer eingegangen werden.

7.2.1 Bestimmung des Gesamtabscheidegrades durch Wägung

Die einfachste Möglichkeit den Gesamtabscheidegrad zu bestimmen ergibt sich aus einer Massenbilanz für das Wasser um den Abscheider. Hierzu muß die Wassermasse bekannt sein, die über einen definierten Zeitraum in den Abscheider eintritt. Das in diesem Zeitraum im Abscheider abgeschiedene Wasser wird aufgefangen und gewogen. Das Verhältnis von abge-

schiedener Wassermasse zur zugeführten Wassermasse ist der Gesamtabscheidegrad. Die Hauptschwierigkeit dabei liegt darin, die zugeführte Wassermasse zu bestimmen, da Einspritzort und Abscheider einige Meter voneinander entfernt sind, damit die Tropfen bis zum Eintritt in den Abscheider nahezu die Gasgeschwindigkeit annehmen. Die im Kanalstück zwischen Einspritzort und Abscheider abgeschiedene Wassermenge muß gewogen werden und ist von der eingespritzten Wassermasse abzuziehen.

Vor dem Beginn der Messung müssen die Abscheiderflächen mit Wasser benetzt sein, damit die im Abscheider gespeicherte Flüssigkeit nicht zu Meßfehlern führt. Dies ist insbesondere bei Drahtgestricken (Demistern) von Bedeutung, da dieser Abscheidertyp zum einen sehr viel Flüssigkeit speichern kann, zum anderen sich mit zunehmender Flüssigkeitsbeladung auch die Porosität und damit die Abscheideleistung ändert. Nachteilig bei dieser Meßmethode ist der hohe zeitliche Aufwand, da für eine repräsentative Bestimmung des Gesamtabscheidegrades mindestens 5 Messungen mit einer Meßdauer von ca. 20 min pro Messung notwendig ist.

7.2.2 Bestimmung des Gesamtabscheidegrades mit einer Näherungsfunktion basierend auf der Extinktionmessung

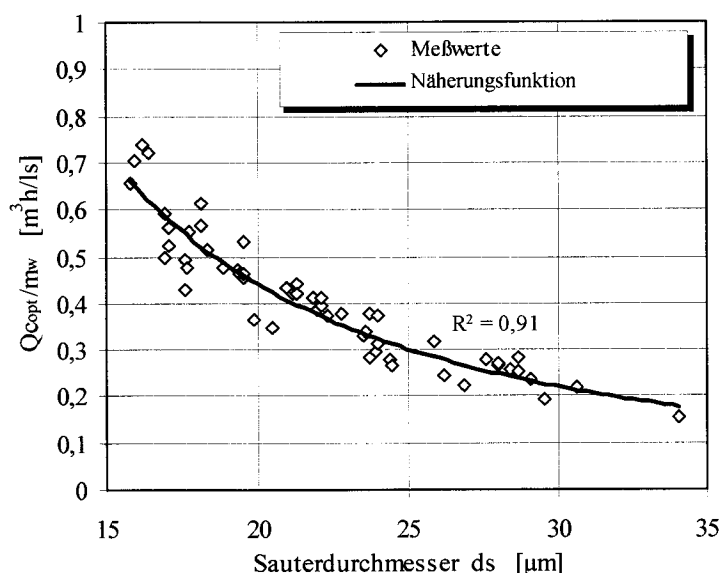
Ziel der Überlegungen ist es, eine Korrelation zwischen dem durch das Meßvolumen strömenden Tropfenmassenstrom und der Gesamtschwächung (Extinktion) des Laserlichtes herzustellen. Dies hat den Vorteil, daß der Massenstrom während der Tropfengrößenmessung ermittelt werden kann und sich die erforderlichen Meßzeiten erheblich reduzieren. Ein weiterer Vorteil resultierend aus der kurzen Meßzeit liegt darin, daß die Fraktionsabscheidegrade auch für den trockenen Abscheider bestimmt werden können. So kann beispielsweise der Einfluß der Flüssigkeitsbeladung in einem Demister auf den Abscheidegrad des Demisters abgeschätzt werden. Die Intensitätsschwächung wird vom Partikelanalyser in Form einer optischen Konzentration c_{opt} ausgegeben. Die optische Konzentration vergleicht die auf dem Zentralelement des Detektors gemessene Lichtintensität während der Messung mit der Lichtintensität bei der Referenzmessung ohne Partikel. Die Intensitätsschwächung des Laserlichtes bzw. die optische Konzentration c_{opt} hängt zum einen von der im Meßvolumen befindlichen Tropfenanzahl ab. Die Tropfenanzahl im Meßvolumen ist bei konstantem Tropfenspektrum proportional zum Tropfenmassenstrom. Besitzen die Tropfen die gleiche Geschwindigkeit wie das Gas, so führt eine Erhöhung des Gasvolumenstroms zu einer geringeren Tropfenkonzentration im Gas. Die Tropfenanzahl im Meßvolumen ist bei konstantem Tropfenspektrum umgekehrt proportional zum Gasvolumenstrom Q .

Zum anderen hängt die optische Konzentration vom Tropfenspektrum ab, da kleine Tropfen das Lichtes unter größeren Vorwärtswinkeln streuen. Dadurch ist bei einem feinen Spektrum die im Zentralelement gemessene Intensität niedriger als bei gröberen Spektren. Die Feinheit des Sprays soll in der zu entwickelnden Gleichung durch die spezifische Oberfläche s_v bzw. den Sauterdurchmesser $d_s = 6/s_v$ des Sprays charakterisiert werden. Um von dem Massenstrom an Tropfen in der zylindrischen Meßzone auf den Gesamtmassenstrom zu schließen, wurde die Annahme getroffen, daß die Tropfen homogen verteilt mit konstanter Geschwindigkeit ohne Schlupf durch die Meßzone strömen. Damit unterscheidet sich der Massenstrom im Meßbereich vom Gesamtmassenstrom lediglich um einen von der Geometrie abhängigen, konstanten Faktor Km . Es gelte folgender Ansatz:

$$\dot{m}_w = f(Q, \rho_w, c_{opt}, d_s) = \frac{1}{Km} \cdot Q \cdot c_{opt} \cdot d_s^n \quad \text{Gl. 7-4}$$

Zur Bestimmung des Exponenten n wurden zahlreiche Meßreihen durchgeführt, und n mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Dazu wurden definierte Tropfenmassenströme in den Meßkanal eingespritzt und die optische Konzentration sowie die spezifische Oberfläche des Sprays gemessen. Um die Einzelabhängigkeiten der optischen Konzentration von Q , d_s und m_w transparenter herauszustellen, ist in den einzelnen Meßreihen immer nur ein Parameter variiert worden.

1. $d_s, m_w = \text{konst.}, Q = \text{variabel}$ ($Q = 0,3 \dots 0,5 \text{ m}^3/\text{s}$ über Gebläsedrehzahl)
2. $Q, m_w = \text{konst.}, d_s = \text{variabel}$ ($d_s = 15 \dots 35 \mu\text{m}$ über Wasser- bzw. Luftdruck vor der Düse)
3. $Q, d_s = \text{konst.}, m_w = \text{variabel}$ ($m_w = 2,5 \dots 15 \text{ l/h}$ über Wasser- bzw. Luftdruck vor der Düse)



In Bild 7.5 ist das Verhältnis von optischer Konzentration c_{opt} zur Tropfenbeladung m_w/Q des Gases über dem Sauterdurchmesser des eingespritzten Wassers aufgetragen. Das Verhältnis $c_{opt} \cdot Q/m_w$ nimmt mit zunehmendem Sauterdurchmesser exponentiell ab, was bedeutet, daß die Extinktion des Laserlichtes bei konstanter Gasbeladung mit der Feinheit des Sprays zunimmt. Aus den Messungen konnte der Exponent in Gl. 7-5 zu $n = 1,55$ bestimmt werden.

Bild 7.5 Verhältnis von c_{opt} zur Gasbeladung über dem Sauterdurchmesser

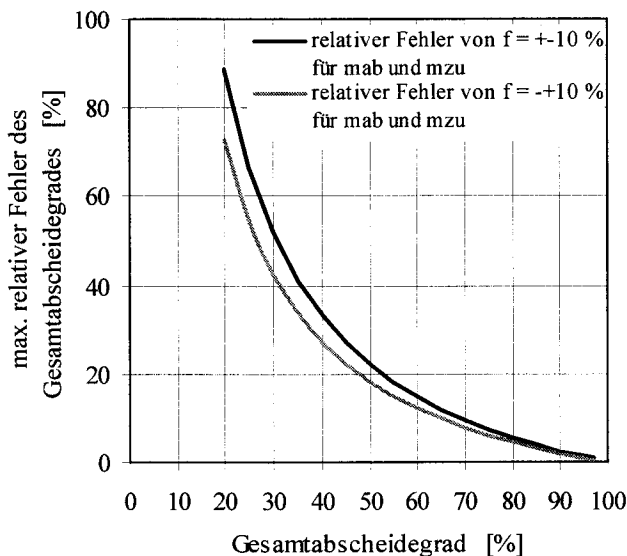
Die mit Gl. 7-5 angegebene Näherungsgleichung sollte nicht über den gemessenen Tropfengrößenbereich hinaus benutzt werden. Der Einfluß der Tropfenverteilung hat sicherlich auch dann einen gewissen Einfluß, wenn die spezifische Oberfläche in etwa konstant bleibt. Der Einfluß war in den Meßreihen aber nicht signifikant zu erkennen. Der Grund dafür könnte sein, daß die verwendeten Düsen in erster Näherung monomodale Tropfenverteilungen erzeugen, die mit zwei-parametrischen Verteilungsfunktionen, wie z.B. die RR-Verteilung, gut zu beschreiben sind. Die Vernachlässigung dieser Einflußgröße scheint im Verhältnis zu den vereinfachten Annahmen bezüglich der örtlichen Tropfenzkonzentration und -geschwindigkeit im Meßkanal von untergeordneter Bedeutung zu sein.

$$\frac{\dot{m}_w}{[l/h]} = \frac{1}{41,9} \cdot Q \cdot c_{opt} \cdot d_s^{1,55} \quad \text{mit } Q \text{ in } [m^3/s] \text{ und } d_s \text{ in } [\mu m] \quad \text{Gl. 7-5}$$

Bei der Massenstrombestimmung sind relative Fehler von 2 .. 20 % möglich. Dies hat zur Folge, daß der berechnete Gesamtabscheidegrad und damit auch die Fraktionsabscheidegrade mit Fehlern behaftet sind. Mit einer pessimistischen Abschätzung soll der Einfluß des Fehlers bei der Massenstrombestimmung auf den Fraktionsabscheidegrad bestimmt werden. Dazu wird ein Tropfenabscheider betrachtet, in den der Massenstrom m_E eintritt und der Massenstrom m_A den Abscheider verläßt. Der Gesamtabscheidegrad beträgt dann $\eta_{ges} = 1 - m_A / m_E$. Nimmt man an, daß der relative Fehler f bei der Massenstrombestimmung 10 % beträgt, so sind unterschiedliche Fälle denkbar. Werden beide Massenströme mit einer Abweichung von $\pm 10 \%$ bestimmt, so verschwindet der Fehler ΔR bei der Berechnung des Gesamtabscheide-

grades. Bild 7.6 zeigt, wie sich die relativen Fehler bei der Massenstrombestimmung bei umgekehrten Vorzeichen auf den Gesamtabscheidegrad auswirken. Die daraus resultierenden relativen Fehler im Gesamtabscheidegrad berechnen sich zu:

$$\Delta R(\eta_{ges}) = \left| 1 - \frac{1 - \frac{m_A}{m_E} \cdot \left(\frac{1 \pm f}{1 \mp f} \right)}{1 - \frac{m_A}{m_E}} \right| \quad \text{Gl. 7-6}$$



Man erkennt, daß der entstandene relative Fehler im Gesamtabscheidegrad vom Niveau des Gesamtabscheidegrades selbst abhängt. Damit die Fehler erträglich bleiben, sollte der Gesamtabscheidegrad mindestens 70 % betragen. Der Fehler kann also durch ein geeignetes Tropfenspektrum am Eintritt des Abscheiders verringert werden. Das Tropfenspektrum ist auf den jeweiligen Abscheidertyp bzw. auf die Anströmenergie abzustimmen. Je mehr Tropfen am Abscheidvorgang teilnehmen, desto größer ist die statistische Sicherheit der Meßergebnisse.

Bild 7.6 Einfl   des Gesamtabscheidegrades auf die Meßgenauigkeit

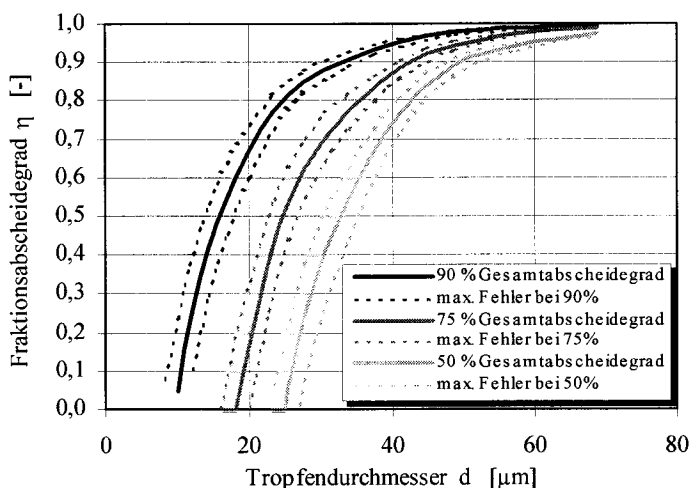


Bild 7.7 Einfl   fehlerhaft bestimmter Gesamtabscheidegrade

Ausgehend von typischen Tropfenverteilungen vor und hinter einem Demister kann der Einfl   des Fehlers bei der Bestimmung des Gesamtabscheidegrades auf die berechneten Fraktionsabscheidegrade unter Verwendung von Gl. 7-3 abgeschätzt werden. Betrachtet werden Gesamtabscheidegrade von 50, 75 und 90 %. Die dicken Linien in Bild 7.7 zeigen die dazugehörigen Fraktionsabscheidegrade. Die gestrichelten Linien wurden mit den fehlerhaften Gesamtabscheidegraden nach Gl. 7-6 berechnet.

Hierzu sind für die Bestimmung der Massenströme an Eintritt bzw. Austritt des Demisters wiederum relative Fehler von +10 % bzw. -10 % unterstellt worden. Es zeigt sich hierbei, daß die Abweichungen für größere Fraktionsabscheidegrade immer kleiner werden. Berücksichtigt man die sehr pessimistischen Annahmen, so sind die zu erwartenden Fehler bei der Bestimmung der Fraktionsabscheidegrade erträglich.

7.2.3 Bestimmung von Gesamtabseidegraden mittels Laserstreulichttomographie

Die Laserstreulichttomographie basiert auf den in Kap. 7.1.1 dargestellten Theorien zur Berechnung der radialen Intensitätsverteilung bei der Streuung von Laserlicht an Partikeln. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie sich Tropfenmassenströme und damit auch der Gesamtabseidegrad mit den Gesetzen der Dekonvolution bestimmen lassen. Die Tropfendichte kann bei bekannter Tropfenverteilung und einer Extinktionsmessung des Lichtes entlang der optischen Achse berechnet werden. Die Extinktion wird im Zentralelement des Detektors einmal mit und einmal ohne Partikel bzw. Tropfen gemessen. Es wird vereinfachend angenommen, daß sich alle Tropfen mit einer konstanten Geschwindigkeit durch das Meßvolumen bewegen. Dies wird im Experiment dadurch erreicht, daß der Einspritzort weit vor die Meßzone gelegt wird.

Um eine Verwechslung mit dem Differentialoperator d zu vermeiden wird der Tropfendurchmesser im folgenden mit x bezeichnet. Der vorgestellte Algorithmus wird mit einer RR-Anzahldichteverteilung $q_0(x) = dn/dx$ mit der Verteilungsbreite q und dem Verteilungsmittelparameter x' hergeleitet. Durch die Verwendung parametrisierter Verteilungen ist der mathematische Aufwand geringer als bei diskreten Verteilungen. Ausgangspunkt zur Bestimmung der Anzahldichteverteilung ist eine gemessene Volumensummenverteilung $Q_3(x)$, die durch numerisches Differenzieren in eine Volumendichteverteilung $q_3(x)$ umgerechnet wird.

$$q_{3i}(\bar{x}) = \frac{\Delta Q_{3i}(\bar{x})}{\Delta x_i} \quad \text{mit} \quad \bar{x} = \frac{x_{i+1} - x_i}{2} \quad \text{Gl. 7-7}$$

Die Volumendichteverteilung kann nach /Haes88/ in eine Anzahldichteverteilung umgerechnet werden.

$$q_r(x) = \frac{x^{r-e} \cdot q_e(x)}{M_{r-e,e}} \quad \text{mit} \quad r, e = 0, 1, 2, 3 \quad \text{und} \quad M_{r-e,e} = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} x_{r-e} \cdot q_e(x) \cdot dx \quad \text{Gl. 7-8}$$

Mit den Indizes $r = 0$ und $e = 3$ für die Anzahl- bzw. Volumenverteilung ergibt sich:

$$q_r(x) = \frac{1}{x^3} \cdot q_3(x) \quad \text{und} \quad M_{-3,3} = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \frac{1}{x^3} \cdot q_3(x) \cdot dx \quad \text{Gl. 7-9}$$

Liegt die Volumenverteilung diskret vor, kann Gl. 7-9 durch folgende Gleichung approximiert werden und man erhält die diskrete Anzahldichteverteilung:

$$q_{0i}(\bar{x}) = \frac{\frac{1}{\bar{x}_i^3} \cdot q_{3i}(\bar{x})}{\sum_i \frac{1}{\bar{x}_i^3} \cdot \Delta Q_{3i}(\bar{x})} \quad \text{Gl. 7-10}$$

Nimmt man an, daß die Anzahlsummenverteilung $Q_0(x)$ in etwa einer RR-Verteilung folgt, so sind nun die Verteilungsbreite q und der Verteilungsmittelparameter x' zu bestimmen.

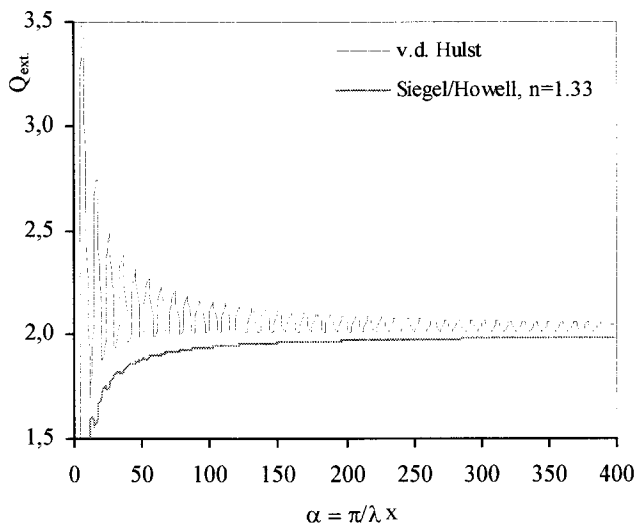
$$Q_0(x) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{x}{x'}\right)^q\right] \quad \text{und} \quad q_0(x) = \frac{dQ_0(x)}{dx} = \frac{dn}{dx} = \frac{\left(\frac{x}{x'}\right)^q \cdot q \cdot \exp\left[-\left(\frac{x}{x'}\right)^q\right]}{x} \quad \text{Gl. 7-11}$$

Hierzu werden x' , q iterativ so bestimmt, daß die Summe R der Fehlerquadrate minimal wird.

$$R(x', q) = \sum_i [q_{0i}(\bar{x}) - q_0(x)]^2 = R_{\min} \quad \text{Gl. 7-12}$$

Die Extinktion wird bei der Tropfengrößenbestimmung, wie bereits erwähnt, ebenfalls ausgegeben. Die Verknüpfung von Extinktion und den beiden Verteilungsparametern bei der Lichtschwächung durch ein Partikelkollektiv entlang der optischen Achse wird durch das Bouguer'sche Gesetz in /Sieg72/ beschrieben.

$$\bar{E} = 1 - \exp \left[- \int_l \bar{c} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \frac{\pi \cdot x^2}{4} \cdot Q_{\text{ext.}}(x) \cdot \frac{dn}{dx} \cdot dx \cdot dl \right] \quad \text{Gl. 7-13}$$



In diesem Zusammenhang bedeuten L' die Länge des Meßvolumens, $Q_{\text{ext.}}$ die Effizienz der Extinktion, c die Tropfendichte und dn/dx die Anzahldichteverteilung einer RR-Verteilung. $Q_{\text{ext.}}$ ist eine Funktion des Mie-Parameters α und ist definiert als das Verhältnis des wirkamen Streuquerschnitts zum geometrischen Querschnitt. In /Sieg72/ und /Huls57/ sind zwei Näherungsfunktionen für nicht absorbierende Kugeln angegeben, die sich gegenüber dem mathematisch aufwendigeren Verfahren von Wiscombe /Wisc80/ als sehr vorteilhaft erwiesen haben (s. Bild 7.8).

Bild 7.8 Effizienz der Mie'schen Extinktion über Mie-Parameter

$$Q_{\text{ext.}} = 2 - \frac{4}{2 \cdot \alpha \cdot (n-1)} + \frac{4 \cdot \sin[2 \cdot \alpha \cdot (n-1)] \cdot \{1 - \cos[2 \cdot \alpha \cdot (n-1)]\}}{[2 \cdot \alpha \cdot (n-1)]^2} \quad \text{Gl. 7-14}$$

$$Q_{\text{ext.}} = 2 - \frac{7,9}{\alpha} \cdot \sin(0,66 \cdot \alpha) + \frac{1,84}{\alpha^{0,66}} \quad \text{Gl. 7-15}$$

Die Gleichungen Gl. 7-14 und Gl. 7-15 folgen der Mie'schen Theorie und müssen für den Fall, daß die Vorwärtsstreuung nach Fraunhofer von Bedeutung ist, durch eine zusätzliche Funktion korrigiert werden. Ein Teil des in Vorwärtsrichtung gestreuten Lichts trifft dann auf die Photodiode, so daß in der Messung die Extinktion unterschätzt wird. Die Korrekturfunktion $L(X)$ nach Fraunhofer, welche den Anteil des Lichtes beschreibt, der auf die Photodiode fällt, ist in Gl. 7-16 angegeben. Die Ausdrücke $J_0(X)$ und $J_1(X)$ sind die Besselfunktionen 0-ter und 1-ter Ordnung. Der Parameter X ist hierbei das Produkt aus Mie'schen Parameter und dem Verhältnis von Photodiodenradius s zur Brennweite f der Linse.

$$L(X) = 1 - J_0^2(X) - J_1^2(X) \quad \text{mit} \quad X = \frac{\pi \cdot x \cdot s}{\lambda \cdot f} \quad \text{Gl. 7-16}$$

Die Effizienz der Extinktion kann durch die Korrekturfunktion $L(X)$ erweitert werden, so daß $Q_{ext}(X)$ in Gl. 7-13 durch $Q_k(X)$ ersetzt wird.

$$Q_k(X) = Q_{ext}(X) \cdot [1 - L(X)] \quad \text{Gl. 7-17}$$

Die Verläufe von $L(X)$ und $Q_k(X)$ sind in Bild 7.9 dargestellt. Man erkennt, daß für $X > 1$ der Korrekturterm verwendet werden sollte. Berücksichtigt man die Wellenlänge des eingesetzten Lasers, den Radius des Zentralelementes (Photodiode), sowie die Brennweiten der eingesetzten Linsen, so liegen für typische Tropfenverteilungen die X -Werte im Bereich von 0.1...10. Daher wird vorgeschlagen, den Korrekturterm in jedem Falle zu berücksichtigen.

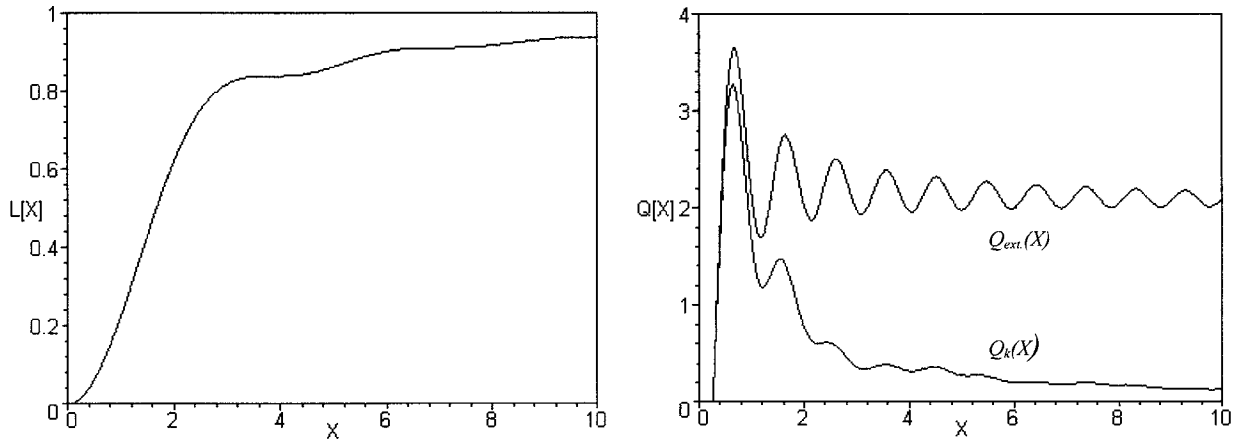


Bild 7.9 Korrekturfunktion $L(X)$ und Vergleich von $Q_{ext}(X)$ und $Q_k(X)$

Die Extinktion durch das Spray berechnet sich unter Berücksichtigung der Korrekturfunktion $L(X)$ zu:

$$\bar{E} = 1 - \exp \left[- \int_L \bar{c} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \frac{\pi \cdot x^2}{4} \cdot Q_k(x) \cdot \frac{dn}{dx} \cdot dx \cdot dl \right] \quad \text{Gl. 7-18}$$

Nach numerischer Integration von Gl. 7-18 erhält man die Tropfenkonzentration c in $[1/m^3]$, so daß durch Multiplikation mit dem Gasvolumenstrom Q der Tropfenstrom und damit der Tropfenmassenstrom berechnet werden kann.

$$\dot{m}_w = \sum_i \rho \cdot Q \cdot \bar{c} \cdot \Delta Q_{0i}(\bar{x}) \cdot \frac{\pi}{6} \cdot \bar{x}_i^3 = \frac{\pi}{6} \cdot \dot{n} \cdot \rho \cdot \sum_i \Delta Q_{0i}(\bar{x}) \cdot \bar{x}_i^3 \quad \text{Gl. 7-19}$$

Für den Gesamtabseidegrad gilt mit den Indizes E bzw. A für den Abscheiderein- bzw. den Abscheiderausstritt:

$$\eta = \frac{\dot{m}_{wE} - \dot{m}_{wA}}{\dot{m}_{wE}} = \frac{\dot{n}_E \cdot \sum_i \Delta Q_{0iE}(\bar{x}) \cdot \bar{x}_{iE}^3 - \dot{n}_A \cdot \sum_i \Delta Q_{0iA}(\bar{x}) \cdot \bar{x}_{iA}^3}{\dot{n}_E \cdot \sum_i \Delta Q_{0iE}(\bar{x}) \cdot \bar{x}_{iE}^3} \quad \text{Gl. 7-20}$$

7.2.4 Vermeidung systematischer Fehler bei der Bestimmung von Abscheidegraden

Damit ausgehend von den gemessenen Tropfenverteilungen am Abscheider eine realistische Abschätzung der Fraktionsabscheidegrade möglich ist, sind systematische Fehler während der Messung zu vermeiden. Die Qualität der Meßergebnisse hängt sowohl von der Versuchsanordnung als auch von dem physikalischen Verständnis des Benutzers ab. Da bei dieser Meßmethode die Tropfen erfaßt werden, die sich innerhalb einer bestimmten Zeit im Meßvolumen aufhalten, ist darauf zu achten, daß alle Partikel annähernd die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Besonders große Fehler sind dann möglich, wenn die Meßzone im Bereich von Verwirbelungen liegt. In den Wirbeln zirkulieren meist nur sehr kleine Tropfen, so daß der Feinanteil bei der Messung stark überschätzt wird. Wirbelbildung tritt zum Beispiel hinter einem Lamellenabscheider auf, so daß der Meßort hier weit hinter den Abscheider gelegt wurde. Die leichte Verfälschung des Meßergebnisses durch das Kanalstück zwischen Abscheider und Meßgerät muß dabei in Kauf genommen werden. Bei Demistern, in denen die Strömung eher gleichgerichtet wird, ist dies nicht erforderlich. Die Konzentration der Tropfen direkt am Rand des Kanals wurde wegen des Geschwindigkeitsprofils des Gases nicht gemessen, da die Bedingung einer gleichmäßigen Tropfengeschwindigkeit dort nicht erfüllt ist. Um den Einfluß der Gasgrenzschicht auf die gemessene Tropfenverteilung klein zu halten, wurde darauf geachtet, daß die Dicke der Gasgrenzschicht klein gegenüber der Kanalhöhe ist.

Bei der Messung eines groben Tropfenspektrums in einem langsam durchströmten Sedimentationsabscheider ist zu bedenken, daß die Tropfen über der Kanalhöhe der Größe nach geschichtet vorliegen. Um ein annähernd repräsentatives Meßergebnis zu bekommen sind hier mehrere Messungen über der Kanalhöhe notwendig. Konzentrationsunterschiede wurden besonders bei relativ groben Tropfenspektren festgestellt, während sich ein feines Spektrum annähernd gleichmäßig über die Kanalhöhe verteilt.

Eine weitere Fehlerquelle liegt in dem Einfluß der Tropfenverdampfung auf die gemessenen Tropfenverteilungen. Nimmt man an, daß sämtliche Tropfen, die am Abscheidereintritt vorhanden sind, im Abscheider vollständig verdampfen, so würde der Abscheidegrad für alle Tropfengrößen 100 % betragen. Eine Aussage über die Qualität des Abscheiders wäre nicht möglich. Um Tropfenverdampfung im Abscheider zu verhindern, ist dafür zu sorgen, daß eine nahezu mit Wasserdampf gesättigte Gasatmosphäre im Kanal vorliegt. Eine vollständige Sättigung der Luft ist aber zu vermeiden, da es je nach Umgebungsbedingungen zur Nebelbildung an den kalten, mit Wasser benetzten Oberflächen des Kanals kommt. Die Durchmesser der entstandenen Nebeltropfen liegen im Bereich von $2\text{ }\mu\text{m} < d < 25\text{ }\mu\text{m}$. Dieser erhöhte Feinanteil hat einen großen Einfluß auf die ermittelten Fraktionsabscheidegrade.

Um eine Nebelbildung zu vermeiden, besitzt der Meßkanal am Austritt eine ca. 10 cm^2 große Öffnung. Dadurch wird ein kleiner Luftmassenstrom aus der Umgebung angesaugt, so daß im stationären Betrieb eine relative Luftfeuchtigkeit von maximal 95 - 97 % im Zuströmrrohr erzielt wird. Damit während der Messungen stationäre Bedingungen herrschen, muß eine gewisse Anfahrzeit eingehalten werden, in der sich das im Kreislauf befindliche Gas mit Wasserdampf anreichert.

Die Dauer der Anfahrphase hängt von dem eingespritzten Tropfenmassenstrom sowie deren Größenverteilung und dem eingestellten Luftmengenstrom ab. Ebenso spielen die Umgebungsbedingungen wie Luftfeuchtigkeit und Temperatur eine Rolle. Der in Bild 7.10 dargestellte Anfahrvorgang zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperatur und der relativen Luftfeuchtigkeit an verschiedenen Positionen der Versuchsanlage. Die bleibende Differenz der relativen Feuchte und der Temperatur gemessen am Eintritt des Dampferzeugermodells und

am Austritt der Meßstrecke liegt einerseits an der Aufheizung des Luftstromes im Gebläse. Andererseits wird dem Luftstrom unmittelbar hinter der Meßstrecke ein Luftmassenstrom aus der Umgebung zugeführt. Dadurch steigt bei der Mischung die Gastemperatur leicht an, während die relative Feuchte abnimmt. Die absolute Feuchte ändert sich durch die zugeführte Sekundärluft aus der Umgebung aber nur unwesentlich.

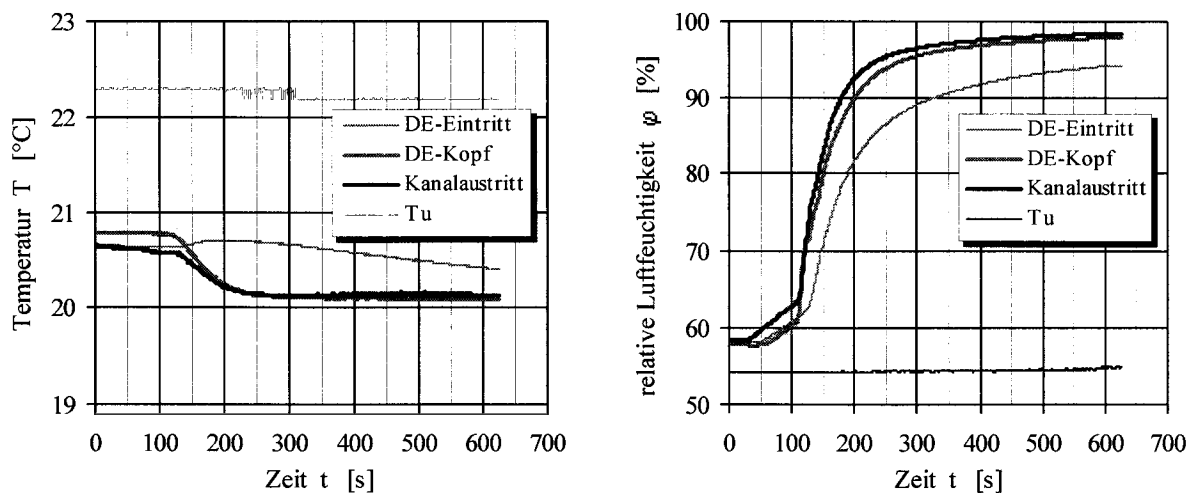


Bild 7.10 Temperatur und relative Luftfeuchtigkeit beim Anfahren der SEAT- Versuchsanlage

Luftmengenstrom	[m³/s]	0,10	Meßposition 1	Eintritt des DE-Modell
Wassermassenstrom	[kg/s]	4,00	Meßposition 2	Kopf des DE-Modell
Wassertemperatur	[°C]	12,1	Meßposition 3	Austritt des Meßkanals
Umgebungsdruck	[bar]	1,01	Meßposition 4	Umgebung
Umgebungstemperatur	[°C]	22,2		
rel. Feuchte der Umgebung	[%]	54,2	Einspritzort	Boden des DE-Modell

Tab. 7.3 Randbedingungen und Meßpositionen beim Anfahren der SEAT-Versuchsanlage

Anhand von Bild 7.10 erkennt man, daß nach etwa 10 min stationäre Verhältnisse in der Meßstrecke vorliegen. Da in den Meßreihen häufig deutlich höhere Wassermassenströme und Luftmengenströme erforderlich sind, ist eine Anfahrtdauer von ca. 10 – 15 min in den meisten Fällen ausreichend.

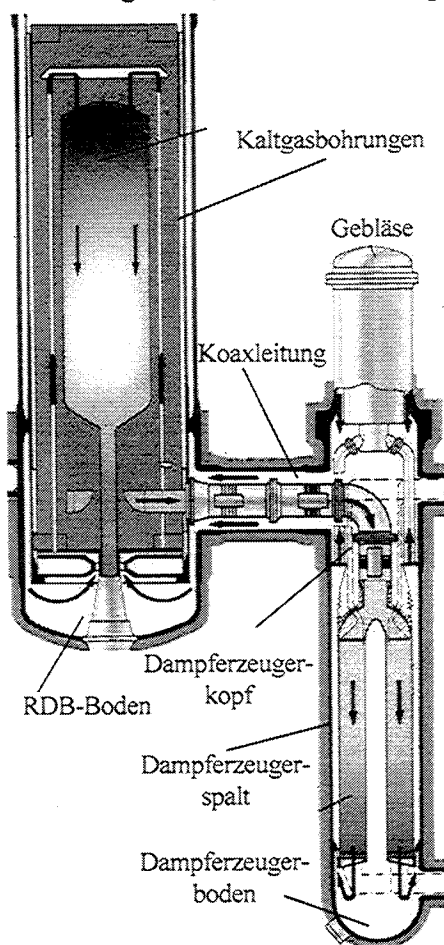
Eine weitere Fehlerquelle liegt in der Mehrfachbeugung des Laserlichtes. Mehrfachbeugungen treten dann auf, wenn die Konzentration an Tropfen in der Meßzone sehr hoch ist. Ist die Intensitätsschwächung des einfallenden Laserlichtes kleiner 50 %, so hat die Mehrfachbeugung fast keinen Einfluß auf das Meßergebnis /Symp95/, /Nahs88/. Die Intensitätsschwächung c_{opt} durch Extinktion wird nach jeder Messung von der HELOS- Auswertesoftware angegeben.

8 Experimentelle Untersuchungen zur Tropfenabscheidung im Primärkreis des HTR-Modul

In diesem Abschnitt wird die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung in einzelnen Strukturen des Primärkreises des HTR-Modul abgeschätzt. Dazu wurde ein Strömungsmodell angefertigt und in die SEAT-Versuchsanlage integriert, welches sich bezüglich der Abscheidewirksamkeit ähnlich verhält wie der Primärkreis. Da sich durch den zunehmenden Dampfanteil die Bedingungen während des Störfalls ständig ändern, wurde der höhere Dampfanteil durch Variation des Luftvolumenstroms simuliert. Daß dies für die parallel ablaufenden Abscheidemechanismen in den einzelnen Teilbereichen des Primärkreises nicht vollständig gelingen kann, muß dabei in Kauf genommen werden. In konservativer Betrachtungsweise wurde darauf geachtet, daß die Abscheidewirksamkeit im Modell für die jeweiligen Randbedingungen immer unterhalb der im Primärkreis liegt und damit unterschätzt wird.

8.1 Einteilung des Primärkreises in einzelne Abscheidezonen

Wassertropfen, die sich bei einem Leck der Speisewasserleitung im Bodenbereich des Dampferzeugers bilden, können an verschiedenen Orten im Primärkreis (s. Bild 8.1) abgeschieden werden. Die wichtigsten Abscheidemechanismen sind die Trägheitsabscheidung in Umlenkungen, die Abscheidung durch Turbulenz und die Sedimentation. Im Dampferzeugerboden wird das Gas um 180° umgelenkt, so daß der Hauptabscheidemechanismus hier die Trägheitsabscheidung ist. Im



Spalt zwischen der Außenwand des Helixbündels und der Innenwand des Dampferzeugerbehälters werden die Tropfen vorwiegend durch die Turbulenz im Gasstrom abgelenkt. Die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung zwischen parallelen Platten ist in /Bürk89/ detailliert untersucht worden. Anschließend gelangen die im Gas dispergierten Tropfen in das Gebläse, wo die Auftreffwahrscheinlichkeit für Tropfen hoch ist aber keine Tropfen abgeschieden werden können. Dennoch ist eine hohe Agglomerationswirkung im Gebläse zu erwarten, da die Tropfen im Zentrifugalfeld an feste Wände geschleudert werden. Dort laufen die agglomerierten Tropfen zu Rinnsalen zusammen und werden mit dem Gasstrom in den Dampferzeugerkopf transportiert. Von dort strömt das Gas über eine 90°-Umlenkung in den Ringspalt der Koaxialleitung, wo größere Tropfen anschließend durch Sedimentation abgeschieden werden können. Bei Eintritt in den RDB-Boden erfährt das Gas abermals eine 90°-Umlenkung, so daß auch hier die Trägheitsabscheidung wirkt. Im großen Volumen des RDB-Bodens herrscht eine geringe Gasgeschwindigkeit, so daß für große Tropfen Sedimentationseffekte zu erwarten sind. In den Kaltgasbohrungen wird das Gas mit hoher Geschwindigkeit in den Sammelraum oberhalb des Reaktorkerns transportiert. In den Kaltgasbohrungen ist keine Abscheidung von Tropfen zu erwarten.

Bild 8.1 Abscheidezonen im Primärkreis

Agglomerationseffekte sind dort zwar möglich, die Strömungskräfte in den Bohrungen sind aber so groß, daß auch große Sekundärtropfen ($d > 1 \text{ mm}$) oder Rinnsale mitgerissen und in den Kern transportiert werden. Der Primärkreis ist in Tab. 8-1 in sechs Zonen unterteilt, die maßgeblich zur Tropfenabscheidung beitragen könnten. Dort werden die Hauptabscheidemechanismen qualitativ bewertet, wobei die Abscheidung infolge der Turbulenz in der Trägheitsabscheidung enthalten ist.

Abscheidezone	Trägheitsabscheidung	Sedimentation	Agglomeration
1. Dampferzeugerboden	++	+	+++
2. Ringspalt im Dampferzeuger	+	-	++
3. Gebläse	++	-	+
4. Dampferzeugerkopf	+	-	-
5. Koaxialleitung	-	+	-
6. RDB-Boden	+	+	-

Tab. 8-1 Bewertung der Hauptabscheidemechanismen in den Abscheidezonen des Primärkreises

++ von großer Bedeutung + von Bedeutung - ohne Bedeutung

Die Tropfenabscheidung im Gebläse wird in konservativer Weise nicht betrachtet, da eine realistische Voraussage im Modellversuch kaum möglich wäre. Ebenso wurde der Reaktordruckbehälter nicht nachgebildet. Es ist davon auszugehen, daß nur sehr kleine Tropfen den Reaktor-druckbehälter erreichen, und somit die Abscheideleistung dort zu vernachlässigen ist. Daß diese Vereinfachung gerechtfertigt ist, bestätigen die später folgenden Versuchsergebnisse. Mit den getroffenen Vereinfachungen wird die Abscheideleistung im Primärkreis unterschätzt, d.h. die Annahmen sind konservativ bezüglich des Wassereinbruchstörfalls.

8.2 Grundlegende Ähnlichkeitsüberlegungen

Auf Übertragbarkeitsmodelle für die Trägheitsabscheidung und die Sedimentation wurde in Kapitel 6 und 7 bereits detailliert eingegangen. Die dort angestellten Betrachtungen bezogen sich ausschließlich auf die Abscheidung von Einzeltropfen. Die Übertragbarkeit für die Trägheitsabscheidung basiert auf dem von Bürkholz eingeführten Trägheitsparameter, mit dem sich die Fraktionsabscheidegrade in einer festgelegten Geometrie, unabhängig von dessen Skalierung oder den Stoffwerten von Gas und Flüssigkeit, berechnen lassen. Die Übertragbarkeit für die Tropfensedimentation basiert auf dem in Kapitel 7 eingeführten Berechnungsverfahren, mit dem die Fraktionsabscheidegrade ausgehend von der Differentialgleichung der Tropfenbewegung als Streckenverhältnis berechnet werden.

Zur Beurteilung der Abscheideleistung im Primärkreis ist, abhängig von der Leckgröße und dem zu erwartenden Tropfenspektrum, die gegenseitige Beeinflussung der Tropfen von Bedeutung. Mit zunehmendem Tropfenmassenstrom und feinerem Spektrum nimmt der mittlere Tropfenabstand ab, und die Wahrscheinlichkeit für einen Zusammenstoß zweier Tropfen wächst. Dafür ist nicht nur der verringerte Tropfenabstand verantwortlich, sondern auch die Tatsache, daß kleine Tropfen den turbulenten Querbewegungen des Gases besser folgen können. Liegt das Tropfenspektrum fest, ist der mittlere Tropfenabstand nur eine Funktion des Tropfenvolumenstroms. Um bei der Übertragung der Meßergebnisse die Agglomerationseffekte zu berücksichtigen, soll das Verhältnis von Tropfenvolumenstrom Q_L zum Gasvolumenstrom Q annähernd konstant bleiben.

$$K_a = \frac{Q_L}{Q} = \text{konst.}$$

Gl. 8-1

Auch die Größe der benetzbaren Oberfläche in den einzelnen Zonen, auf der sich die Tropfen niederschlagen können, ist für die Abscheidewahrscheinlichkeit von Bedeutung. Dies gilt vor

allem für die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung auf den großen Flächen im Dampferzeugerspalt. Deshalb soll das Verhältnis von Tropfenvolumenstrom und benetzter Oberfläche annähernd konstant bleiben. Da die Gasbeladung mit der Kennzahl K_a konstant bleiben soll, muß das Verhältnis K_{F*} von Gasvolumenstrom und benetzbarer Fläche A ebenfalls konstant bleiben:

$$K_F = \frac{Q_L}{Q} \cdot \frac{Q}{A} = K_a \cdot K_{F*} \Rightarrow K_{F*} = \frac{Q}{A} = \text{konst.} \quad \text{Gl. 8-2}$$

8.3 Randbedingungen für die Geometrie des Strömungsmodells

Die Untersuchungen können aus Kostengründen nicht unter gleichen Bedingungen, wie sie im HTR-Modul vorliegen, durchgeführt werden. Die experimentellen Untersuchungen mit der SE-AT-Versuchsanlage beschränken sich ausschließlich auf die Abscheidung von Wassertropfen aus Umgebungsluft. Durch die in Kapitel 6 und 7 vorgestellten Übertragbarkeitsansätze ist es dennoch möglich, Fraktionsabscheidegrade auf andere Randbedingungen zu übertragen. Der Genauigkeitsanspruch ist durch die Vereinfachungen im Modell, mögliche Meßfehler und Fehler bei der Übertragbarkeit eher gering. Selbst bei der Übertragbarkeit von Fraktionsabscheidegraden in gut bekannten Abscheidergeometrien sind Abweichungen für die Größe des Grenztropfens von 10 - 20 % durchaus realistisch. Wird in einem Lamellenabscheider ein Grenztropfen von $d_{95} = 20 \mu\text{m}$ erzielt, liegt dieser im realen Anwendungsfall im Bereich zwischen 16 - 24 μm . Daß jedoch größere Mengen an Tropfen mit $d > 30 \mu\text{m}$ den Lamellenabscheider passieren, ist aber auszuschließen. Ähnliche Aussagen sollen auch bezüglich der Tropfenabscheidung im Primärkreis getroffen werden können. Die Untersuchungen zur Tropfenabscheidung im Primärkreis haben nicht das Ziel, den Durchmesser des Grenztropfens auf wenige μm genau vorherzusagen. Vielmehr soll die Größenordnung, in der dieser Grenztropfen liegt, konservativ abgeschätzt werden.

Die Abmessungen des Strömungsmodells werden maßgeblich durch die Leistung des verwendeten Gebläses bestimmt. Unter Berücksichtigung des zu erwartenden Druckverlustes durch das Strömungsmodell können im Experiment Volumenströme bis maximal $0,6 \text{ m}^3/\text{s}$ eingestellt werden. Tab. 8-2 enthält die Randbedingungen für die Geometrie des Strömungsmodells. Das Strömungsmodell muß so gestaltet sein, daß die Ähnlichkeitsbedingungen für die Gasatmosphären und Volumenströme, die im Primärkreis des HTR-Modul auftreten können, zu erfüllen sind. Ziel ist es, durch Variation des Volumenstromes im Experiment die Tropfenabscheidung in reiner Heliumatmosphäre (100 %-Helium) und in reiner Wasserdampf Atmosphäre (100 %-Dampf) simulieren zu können.

Die Wirksamkeit der Trägheitsabscheidung ist bei reduziertem Volumenstrom (s. Kap. 5) in reiner Wasserdampf Atmosphäre geringer als unter Nennbedingungen in reinem Helium. Der im Experiment einzustellende Volumenstrom zur Simulation der Tropfenabscheidung unter Nennbedingungen wird deshalb mit $0,5 \text{ m}^3/\text{s}$ in der Nähe des maximalen Förderstroms gewählt. Der Volumenstrom zur Simulation der Tropfenabscheidung in reiner Dampf Atmosphäre wird deutlich darunter liegen.

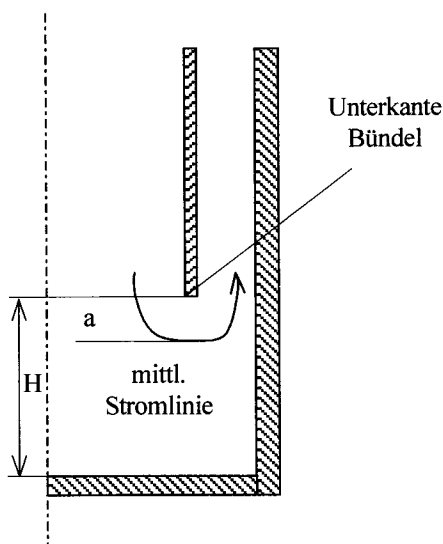
	Störfallbeginn (100 %-Helium)	Störfallende (100 %-Dampf)	Experiment (100 %-Helium)	Experiment (100 %-Dampf)
Gas	Helium [250 °C, 61,5 bar]	Wasserdampf [280 °C, 70 bar]	Luft [20 °C, 1 bar]	Luft [20 °C, 1 bar]
Volumenstrom [m^3/s]	15,7	3,3	0,5	< 0,5
Abzuscheidende Flüssigkeit	Wasser [250 °C, 61,5 bar]	Wasser [250 °C, 70 bar]	Wasser [15 °C, 1 bar]	Wasser [15 °C, 1 bar]

Tab. 8-2 Randbedingungen für die Geometrie des Strömungsmodells

8.4 180°-Umlenkung im Dampferzeugerboden

Im Boden des Dampferzeugers wird die Strömung um 180° umgelenkt, bevor das Gas in den Ringspalt zwischen Dampferzeugerbündel und innerer Druckbehälterwand gelangt. Während der Umlenkung werden im Gas befindliche Tropfen - ähnlich wie in einem Krümmer - radial nach außen geschleudert, so daß in diesem Bereich eine gewisse Abscheidewirksamkeit zu erwarten ist. Um die in der 180°-Umlenkung erzielten Fraktionsabscheidegrade mit der Seat-Versuchsanlage bestimmen zu können, ist eine geeignete Geometrie zu finden, in der annähernd gleiche Abscheidegrade erreicht werden.

Experimentelle Untersuchungen zur Tropfenabscheidung in Krümmern und Lamellenabscheidern /Bürk89/ weisen darauf hin, daß die Fraktionsabscheidegrade im Krümmer mit dem Abscheideparameter auf andere Randbedingungen übertragen werden können. Die Geometrie-verhältnisse im Boden des Strömungsmodells müssen derart gestaltet sein, daß die in Kap. 5 ermittelten Volumenströme einen bestimmten Druckverlust im Bodenbereich verursachen. Dieser Druckverlust muß nach Gl. 8-4 in Verbindung mit den Stoffwerten von Gas und Flüssigkeit und einer charakteristischen Länge zu gleichen Abscheideparametern ψ_A führen. Nun stellt sich die Frage, welche Länge in die Gleichung für den Abscheideparameter einzusetzen ist. Beim Rohrkrümmer hat der Krümmungsradius nur geringen Einfluß auf den Fraktionsabscheidegrad (s. Kap. 6.5), hier wird der Radius oder der Durchmesser des Rohres als charakteristische Länge verwendet. In der hier vorliegenden 180°-Umlenkung gelangt das Gas aber zunächst in das gro-



ße Bodenvolumen, in dem es umgelenkt und in den Ringspalt transportiert wird. Im Bodenvolumen formt sich die Strömung die Krümmerkontur praktisch selbst. Es wird analog zum Radius beim Rohrkrümmer der Abstand a der mittleren Stromlinie von der Unterkante des Bündels (s. Bild 8.2) als charakteristische Länge eingesetzt. Die mittlere Stromlinie wird hier definiert als die Stromlinie, die den Massenstrom am Austritt des Bündels in zwei Hälften teilt. Zur Berechnung des Druckabfalls und des Abstandes a der mittleren Stromlinie von der Bündelunterkante wurde die Strömungsverteilung im Dampferzeugerboden des HTR-Modul und im Boden des Strömungsmodells mit dem Finite-Elemente-Programm *ANSYS-FLOTRAN* /Ansy94/ berechnet.

Bild 8.2 Definition der mittleren Stromlinie

Zur Vereinfachung wurde eine rotationssymmetrische 2D-Geometrie (s. Bild 8.3) verwendet, weshalb die asymmetrisch angeordneten Speisewasserleitungen im Boden des Dampferzeugers in der Modellierung nicht berücksichtigt wurden. Das Gitternetz besteht ausschließlich aus viereckigen Elementen, da hiermit eine stabilere Lösung zu erwarten ist.

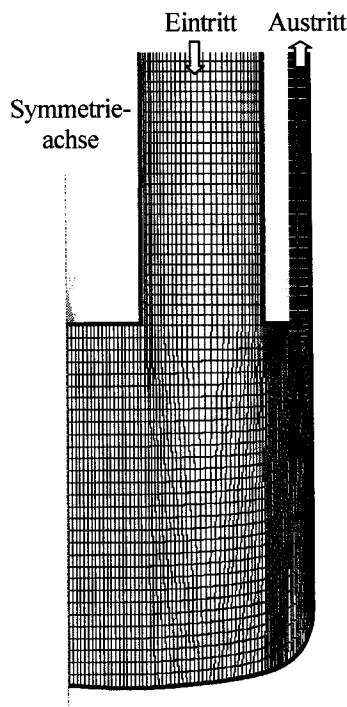
Zur Lösung der turbulenten Strömung wird das k - ε -Modell verwendet. Dieses Turbulenzmodell ist dann sinnvoll, wenn die turbulente Strömung im Inneren nicht wesentlich durch die wandnahe Schicht beeinflusst wird. Die wandnahe Schicht wird mit dem k - ε -Modell durch ein logarithmisches Wandgesetz quasi überbrückt, wodurch das Gitternetz in diesem Bereich nicht so fein aufgelöst werden braucht. Das wandnächste Element muß im voll turbulenten Bereich liegen. Damit das logarithmische Wandgesetz $U^+ = 1/x \ln(Ey^+)$ gilt, muß der dimensionslose Wandabstand y^+ der wandnächsten Elemente nach Launder und Spalding zwischen 11 und 1000 /Suri95/ liegen. Ist dies nicht der Fall, muß die Feinheit des Netzes geändert werden. Ist der Wandabstand größer als

$y^+ = 1000$, ist das Netz in Wandnähe zu verfeinern. Bei Wandabständen kleiner $y^+ = 10$ kann zur Verringerung der Rechenzeit ein gröberes Netz verwendet werden, die Lösung ändert sich durch eine weitere Netzverfeinerung nicht mehr.

Es ist zu beachten, daß das k - ε -Modell nicht für Strömungen mit starkem Drall oder in Gebieten mit Rezirkulationszonen anwendbar ist, da hier mit einem merklichen Wandeinfluß auf die turbulente Strömung im Inneren zu rechnen ist, da die turbulente Zähigkeit leicht überschätzt wird. Das k - ε -Modell wird in diesen Zonen nur aus Mangel an Alternativen verwendet. Die Beurteilung der Netzfeinheit mit dem dimensionslosen Wandabstand y^+ ist dort nicht möglich.

Um die Strömung im Boden des Dampferzeugers zu erfassen, wird der Bereich der Zu- und Abströmung weit über den interessierenden Bereich hinaus vernetzt, womit der Einfluß der vereinfachten Randbedingungen an Ein- und Austritt die Lösung in diesem Bereich nicht beeinflusst.

Es gilt für die Ränder der rotationssymmetrischen Geometrie:



- Symmetrieachse: $v_r = 0$
- feste Wand: $v_r, v_z = 0$
- Eintritt: $v_r = 0, v_z = \text{const.}$
- Austritt: $p_{\text{stat.}} = \text{const.}$

In das Programmpaket wurden für das Helium und den Wasserdampf temperatur- und druckabhängige Stoffwertgesetze nach /Kugl89/ und /VDI84/ implementiert. Die Stoffwerte der Luft werden mit dem idealen Gasgesetz bestimmt. Zur Berechnung des Strömungsfeldes wurde ein iteratives Lösungsverfahren für stationäre, kompressible Strömungen mit variablen Stoffwerten verwendet. Die Änderung der berechneten Größen muß mit zunehmender Anzahl an Iterationen asymptotisch abnehmen. Es werden nur Lösungen verwendet, bei denen die prozentuale Änderung aufeinanderfolgender Iterationsschritte kleiner 0,01 % beträgt. Die prozentuale Abweichung zwischen ein- und austretendem Massenstrom soll weniger als 0,1 % betragen.

Bild 8.3 FEM-Netz

Zunächst wurde der Druckabfall im Dampferzeugerboden des HTR-Modul und der Abstand der mittleren Stromlinie von der Unterkante des Bündels für die Fälle 100%-Helium und 100%-Dampf bestimmt. Der Verlauf ausgewählter Stromlinien, sowie der mittlere Abstand a sind in Bild 8.4 dargestellt. In Bild 8.4 ist zu erkennen, daß im Boden des Dampferzeugers torusförmige Wirbel auftreten. Es wird angenommen, daß Tropfen, die in das Wirbelgebiet gelangen auch abgeschieden werden.

Der Totaldruckverlust wurde zwischen Austritt aus dem Bündel und Eintritt in den Ringspalt nach Gl. 8-3 berechnet. Als Integrationsgrenzen werden die in Bild 8.4 eingezeichneten Radien (1,2,i, a) eingesetzt.

$$\Delta p_t = \frac{2 \cdot \pi}{A_{\text{Ein}}} \cdot \int_1^2 \left(p(r) + \frac{\rho(r)}{2} \cdot v(r)^2 \right) r \cdot dr - \frac{2 \cdot \pi}{A_{\text{Aus}}} \cdot \int_i^a \left(p(r) + \frac{\rho(r)}{2} \cdot v(r)^2 \right) r \cdot dr \quad \text{Gl. 8-3}$$

Ausgehend von einem Luftvolumenstrom von $0,5 \text{ m}^3/\text{s}$ wurde die Breite des Ringspalt und die Höhe des Bodenvolumens solange variiert, bis der Druckverlust Δp_t und der Abstand a der mittleren Stromlinie in einem bestimmten Verhältnis stehen. Der Innendurchmesser des Dampferzeugermodells (s. Tab. 8-3) wurde zu $D_2 = 530 \text{ mm}$ gewählt. Setzt man die errechneten Werte für Δp und a in die Gleichung für den Abscheideparameter ψ_A ein, müssen sich im Modellversuch annähernd gleiche Werte ergeben wie im Fall 100%-Helium.

$$\sqrt{\Psi_A} = \left(\sqrt[3]{\Delta p} \cdot d \cdot \frac{\sqrt{\rho_L}}{\sqrt[3]{a \cdot \mu^2 \cdot \sqrt[6]{\rho}}} \right) \quad \text{Gl. 8-4}$$

Da sich die Stoffwerte im Experiment nicht ändern, muß über den Luftvolumenstrom sowohl der Stoffwerteinfluß als auch der Einfluß des geänderten Volumenstroms für den Fall 100%-Dampf eingestellt werden. Durch den geringeren Förderstrom nimmt die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung stark ab, während die hohe Dichte und die niedrigere Viskosität des Dampfes die Tropfenabscheidung begünstigen. Das Verhältnis Q_{HE}/Q_D der Volumenströme im HTR-Modul für die Fälle 100%-Helium und 100%-Dampf ändert sich folglich im Modellversuch. Für die Simulation der Tropfenabscheidung in reiner Dampfatmosfera ist ein Luftvolumenstrom von ca. $0,26 \text{ m}^3/\text{s}$ einzustellen.

Die Geometriedaten im Boden des Dampferzeugers und im Strömungsmodell sind in Tab. 8-3 angegeben. Dort sind ebenfalls die berechneten Druckverluste Δp_t und mittleren Abstände a , sowie die resultierenden Abscheideparameter ψ_A aufgeführt.

		HTR-Modul 100%-Helium	HTR-Modul 100%-Dampf	Modell 100%-Helium	Modell 100%-Dampf
Innendurchmesser Bündel	$D_1 [m]$	1,5	1,5	0	0
Außendurchmesser Bündel	$D_2 [m]$	2,8	2,8	0,53	0,53
Innendurchmesser Ringspalt	$D_i [m]$	2,86	2,86	0,55	0,55
Außendurchmesser Ringspalt	$D_a [m]$	3,1	3,1	0,65	0,65
Höhe des Bodenvolumens	$H [m]$	2	2	0,4	0,4
Charakteristische Länge	$a [m]$	0,22	0,22	0,045	0,045
Volumenstrom	$Q [m^3/s]$	15,7	3,3	0,5	0,26
Totaldruckverlust	$\Delta p_t [Pa]$	247	65	22,4	6,3
Zuströmgeschwindigkeit	$v_{12} [m/s]$	3,5	0,75	2,26	1,2
Druckverlustbeiwert	$\zeta = \Delta p_t / E_{12}$	7,5	7	7,3	7,28
Abscheideparameter	$\Psi_A^{0,5}$	11	7,1	10	6,3

Tab. 8-3 Ähnlichkeitsbedingungen und Geometriedaten der 180°-Umlenkung

Bezieht man die berechneten Totaldruckverluste im Bodenbereich auf die kinetische Energie E_{12} am Bündelaustritt (Zuströmgeschwindigkeit), erhält man die Druckverlustbeiwerte. Sowohl im Boden des Dampferzeugers als auch im Bodenbereich des Strömungsmodells geht etwa das Siebenfache der in das Bodenvolumen einströmenden kinetischen Energie verloren.

Die Abscheideparameter liegen im Modellversuch ca. 10 % niedriger als im HTR-Modul, womit die Tropfenabscheidung leicht unterschätzt wird. Da der Abscheideparameter für den Fall 100%-Dampf im Vergleich zum Fall 100%-Helium etwa 30 % niedriger ist, wird deutlich, daß die Tropfenabscheidung in reiner Dampfatmosfera am schlechtesten funktioniert.

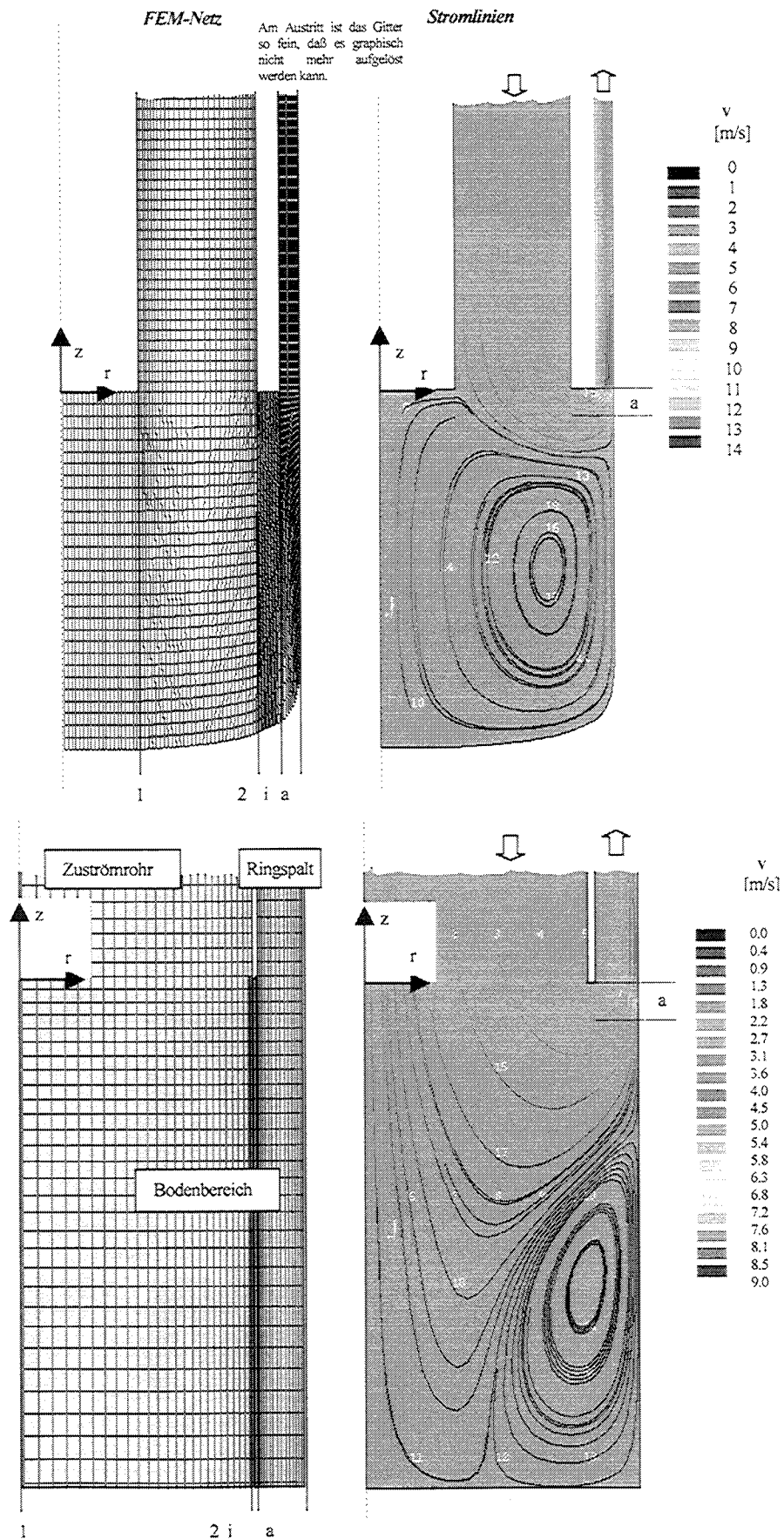


Bild 8.4 FEM-Netz und Stromlinien im Dampferzeuger des HTR-Modul (oben) und im Boden des Strömungsmodells (unten)

8.5 Ringspalt im Dampferzeuger

Die vertikale Aufwärtsströmung im Ringspalt zwischen Helixbündel und Dampferzeugerbehälter kann in erster Näherung als Strömung zwischen zwei parallelen Platten betrachtet werden, da die Spaltbreite viel kleiner ist als der mittlere Ringspaltdurchmesser. Die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung zwischen parallelen Platten ist in /Bürk89/ experimentell untersucht worden, wobei Fraktionsabscheidegrade in Abhängigkeit von der Spaltbreite, der Plattenlänge und der Anströmgeschwindigkeit gemessen worden sind. Das Ergebnis ist, daß die Fraktionsabscheidegrade, aufgetragen über dem Abscheideparameter ψ_A , wie bei Lamellenabscheidern oder Demistern, nahezu auf einer Kurve liegen. Deshalb ist zu vermuten, daß auch für den Ringspalt die gleichen Übertragbarkeitsansätze zutreffen. Im Experiment werden dann in etwa gleiche Fraktionsabscheidegrade erzielt, wenn der Abscheideparameter ψ_A konstant gehalten wird. Voraussetzung ist natürlich, daß keine anderen Abscheidemechanismen parallel ablaufen.

$$\sqrt{\Psi_A} = \left(\sqrt[3]{\Delta p} \cdot d \cdot \frac{\sqrt{\rho_L}}{\sqrt[3]{s \cdot \mu^2 \cdot \sqrt{\rho}}} \right) \quad \text{mit der Spaltbreite} \quad s = \frac{D_a - D_i}{2} \quad \text{Gl. 8-5}$$

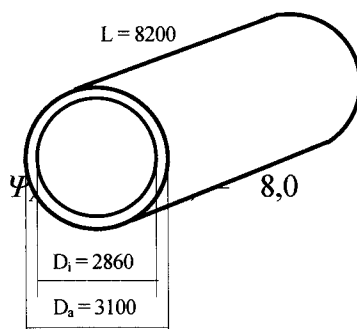
Für den Druckverlust im Ringspalt gilt:

$$\Delta p = \lambda \cdot \frac{L}{D_h} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2, \quad D_h = \frac{4 \cdot A}{U} = 2 \cdot s \quad \text{Gl. 8-6}$$

Der Reibungsbeiwert λ wird iterativ nach /Phys92/ für ein glattes Rohr berechnet:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \cdot \log \left[\frac{\text{Re} \cdot \sqrt{\lambda}}{2,31} \right] \quad \text{mit} \quad \text{Re} = \frac{v \cdot D_h \cdot \rho}{\mu} \quad \text{Gl. 8-7}$$

Damit lassen sich die Werte des Abscheideparameters im Ringspalt des Dampferzeugers für die Fälle 100%-Helium und 100%-Dampf berechnen. Der Tropfendurchmesser in Gl. 8-5 wurde zu $d = 50 \mu\text{m}$ gewählt. Dieser Wert ist ohne Bedeutung, da diesem Tropfendurchmesser noch kein Abscheidegrad zuzuordnen ist. Die Geometriedaten des Ringspalts gehen aus Bild 8.5 hervor.



$$\Psi_A^{0,5} (100\% \text{ Helium}) = 12,9$$

Bild 8.5 Ringspalt im Dampferzeuger des HTR-Modul

Die Werte für den Abscheideparameter zeigen, daß die Tropfenabscheidung zu Beginn des Störfalls in der Heliumatmosphäre besser funktioniert als in der Wasserdampf-atmosphäre. Die geringere Viskosität des Wasserdampfes kann den Einfluß des stark reduzierten Volumenstromes nicht kompensieren. Dies bestätigt nochmals die Annahme, daß zur Simulation der Tropfenabscheidung in reiner Dampf-atmosphäre im Experiment kleinere Volumenströme einzustellen sind.

Eine Aussage über die zu erwartenden Fraktionsabscheidegrade liefert der Abscheideparameter nicht. Er sagt lediglich aus, daß für konstante Werte des Abscheideparameters gleiche Tropfen-
größen zu gleichen Anteilen abgeschieden werden. Wie gut die Topfenabscheidung letztendlich
funktioniert, müssen die Experimente mit dem Strömungsmodell zeigen.

Neben dem Abscheideparameter ist noch die Kennzahl K_a konstant zu halten, die das Verhältnis
von Gasvolumenstrom Q und benetzbarer Fläche $A = \pi \cdot (D_i + D_a) \cdot L$ bildet. Die Werte für K_a zu
Beginn und gegen Ende des Störfalls betragen:

$$K_{a(100\% \text{ Helium})} = 0,10$$

$$K_{a(100\% \text{ Dampf})} = 0,022$$

In Kap. 8.4 wurde gezeigt, daß das Verhältnis der Volumenströme Q_{HE}/Q_D für die Fälle 100%-
Helium und 100%-Dampf im Modellversuch nicht erhalten bleibt. Folglich können ebenfalls die
Kennzahlen Ψ_A und K_a nicht konstant gehalten werden. Da der Abscheideparameter von größerer
Bedeutung ist, wurde die Geometrie des Ringspaltes im Modell so gewählt, daß die Ab-
scheideparameter in etwa übereinstimmen. Die Spaltbreite liegt mit $s = 50$ mm durch die
Ähnlichkeitsbedingungen in der 180°-Umlenkung (s. Kap.8.4) fest, so daß die Ähnlichkeit über
die Länge L des Ringspaltes erreicht wird. Bezüglich der Kennzahl K_a wurde so verfahren, daß
die Werte in beiden Fällen zumindest von gleicher Größenordnung sind (s. Tab. 8-4). Die Geo-
metriedaten des Ringspalts im Strömungsmodell gehen ebenfalls aus Tab. 8-4 hervor.

	HTR-Modul 100% Helium	HTR-Modul 100% Dampf	Modell 100% Helium	Modell 100% Dampf
$D_i [m]$	2,86	2,86	0,55	0,55
$D_a [m]$	3,1	3,1	0,65	0,65
$L [m]$	8,2	8,2	2	2
L/D_a	2,7	2,7	3	3
$Q [m^3/s]$	15,7	3,3	0,5	0,27
$v_{sp} [m/s]$	13,9	2,9	5,3	2,8
$\Psi_A^{0,5}$	12,9	8,0	12,7	8,1
K_a	0,1	0,022	0,07	0,035

Tab. 8-4 Ähnlichkeitsbedingungen und Geometriedaten des Ringspalts

Auffallend ist, daß die Gasgeschwindigkeit im Ringspalt des HTR-Modul für den Fall 100%
Dampf annähernd die gleiche ist, wie im Ringspalt des Strömungsmodells. Hier kompensieren
sich die Einflüsse von Gasdichte, Flüssigkeitsdichte und Geometrie. Die Viskosität des Dampfes
ist annähernd so groß, wie die von Luft unter Umgebungsbedingungen.

Im Gegensatz dazu ist die Gasgeschwindigkeit im Ringspalt des HTR-Modul für den Fall 100%
Helium fast dreimal so hoch wie im Modellversuch. Die Gasgeschwindigkeit muß im Modellver-
such deutlich reduziert werden, um den negativen Einfluß der hohen Viskosität des Heliums auf
die Tropfenabscheidung zu kompensieren.

8.6 Dampferzeugerkopf

Im Primärkreis des HTR-Modul strömt das Gas aus dem Ringspalt des Dampferzeugers in die Saugleitung und wird anschließend im Gebläse verdichtet. Das aus der Druckleitung strömende Gas gelangt in das große Volumen des Dampferzeugerkopfes, wo es um 90° umgelenkt wird und in die Koaxialleitung transportiert wird. Tropfen können sich dabei an mehreren Orten niederschlagen. Tropfen können z.B. an die festen Wände der Saugleitung oder der Druckleitung gelangen. Die größte Wahrscheinlichkeit, daß ein Tropfen eine feste Wand berührt, ergibt sich im Lauf- und der 180° -Umlenkung im Gebläse. Ebenfalls können sich Tropfen an den Einbauten (Saug- und Druckleitung, Dampfleitung, ...) im Dampferzeugerkopf niederschlagen, an denen das Gas mehrfach umgelenkt wird. Die Auftreffwahrscheinlichkeit wird zusätzlich durch die 90° -Umlenkung auf dem Weg des Gases in die Koaxialleitung verstärkt. Es ist aber nicht davon auszugehen, daß im Dampferzeugerkopf größere Wassermengen abgeschieden werden können, da einerseits die Strömungsgeschwindigkeiten in diesem Bereich so groß sind, daß die Tropfen von den Wänden wieder mitgerissen werden. Andererseits kann flüssiges Wasser im Dampferzeugerkopf nicht gespeichert werden, so daß größere Wassermengen dort auszuschließen sind. Dennoch hat die Strömungsführung im Dampferzeugerkopf einen positiven Einfluß auf die Tropfenabscheidung, da dort eine gewisse Agglomerationswirkung zu erwarten ist. Größere Sekundärtropfen entstehen durch Agglomeration kleiner Tropfen im Gasstrom oder durch von den Wänden mitgerissene Flüssigkeitsanteile. Die Abscheidbarkeit der Sekundärtropfen ist deutlich höher, so daß diese Tropfen teilweise in der Koaxialleitung sedimentieren und im Boden des Reaktordruckbehälters abgeschieden werden. Durch das große Speichervolumen im Boden des RDB können zum einen größere Mengen Flüssigkeit aufgenommen werden. Zum anderen ist die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Bereich sehr niedrig, daß ein erneutes Mitreißen der im Boden des RDB abgeschieden Flüssigkeit nicht zu erwarten ist. Eine realistische Abschätzung der Wirksamkeit der Tropfenabscheidung ist im Bereich des Dampferzeugerkopfes kaum möglich. Gründe dafür sind zum einen die verwickelten Strömungsverhältnisse, zum anderen bereitet die Vorhersage des Auftreffgrades für Tropfen im Gebläse größere Schwierigkeiten. Eine detaillierte Modellierung wäre zwar auch hierfür möglich, die Glaubwürdigkeit der Ergebnisse aber mit Sicherheit zweifelhaft. Deshalb wird die Tropfenabscheidung für den Bereich des Dampferzeugerkopfes konservativ abgeschätzt. Er wird im Strömungsmodell der Seat-Versuchsanlage durch eine einfache 90° -Umlenkung ersetzt. Die Luft strömt durch den Ringspalt über die 90° -Umlenkung direkt in die Koaxialleitung. Lediglich das Zuströmrohr im Kopfbereich des Strömungsmodells stellt ein zusätzliches Hindernis für die Tropfen dar. Bild 8.6 zeigt die Gasführung im Dampferzeugerkopf des HTR-Modul im Vergleich mit dem Strömungsmodell.

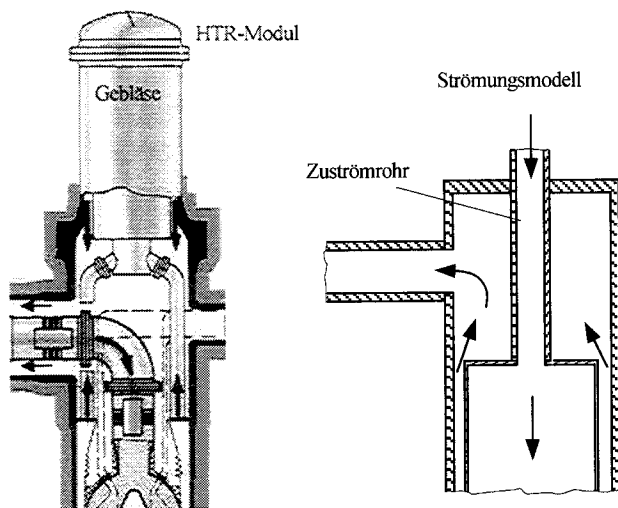


Bild 8.6 Gasführung im Dampferzeugerkopf

Die mittlere Gasgeschwindigkeit im Kopf des Strömungsmodells für die Fälle 100%-Dampf bzw. 100%-Helium liegt bei ca. 2 m/s bzw. 4 m/s. Im freien Volumen des Dampferzeugerkopfes ist die mittlere Gasgeschwindigkeit im Nennbetrieb kleiner als 1 m/s. Die Tropfenagglomeration findet hauptsächlich in der Saugleitung, die zwei 45° -Umlenkungen enthält, und im Gebläse statt. Dort

liegen deutlich höhere Gasgeschwindigkeiten vor, so daß der Auftreffgrad - und damit die Wahrscheinlichkeit für eine Tropfenagglomeration - dort höher zu bewerten ist als im Kopfbereich des Strömungsmodells.

8.7 Koaxialleitung

Im Ringspalt der waagrecht verlaufenden Koaxialleitung besteht die Möglichkeit, daß Tropfen sedimentieren. Die Tropfen können auf der Oberfläche zu Rinnsalen agglomerieren. Die abgeschiedene Flüssigkeit wird anschließend vom Gasstrom in den Boden des RDB transportiert. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Tropfen an eine feste Wand des Ringspaltes gelangt, hängt von der Tropfengröße, den Stoffwerten von Gas und Flüssigkeit, der Verweilzeit und der mittleren Fallhöhe ab. Unter Vernachlässigung der Gasgeschwindigkeit quer zur Hauptströmungsrichtung und der Annahme konstanter Stoffwerte ergibt sich folgende Differentialgleichung, aufgestellt in Schwerkrafrichtung, mit der die Fraktionsabscheidegrade berechnet werden können.

$$\frac{\pi}{6} \cdot d_T^3 \cdot \rho_L \cdot \frac{dv_T}{dt} = -c_w \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_T^2 \cdot |v_T|^2 + X \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d_T^3 \cdot \rho \cdot \left(\frac{dv_T}{dt} \right) + (\rho_L - \rho) \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d_T^3 \cdot g \quad \text{Gl. 8-8}$$

Die Lösung von Gl. 8-8 wird mit einem Zeitschrittverfahren für die Fälle 100%-Helium und 100%-Dampf numerisch durchgeführt. Es wird unterstellt, daß die Geschwindigkeit der Tropfen in Schwerkrafrichtung am Eintritt in die Koaxialleitung vernachlässigbar ist. Die Tropfengeschwindigkeit in Strömungsrichtung sei gleich der mittleren Gasgeschwindigkeit im Rohr.

Die mittlere Fallhöhe der Tropfen im Ringspalt berechnet sich mit $R = 1,5$ m und $r = 1,044$ m zu:

$$H_{Koax} = 2 \cdot \bar{y}_{Koax} = 2 \cdot \int_0^r \frac{[\sqrt{R^2 - x^2} - \sqrt{r^2 - x^2}]^2 \cdot dx}{\pi \cdot (R^2 - r^2)} + 4 \cdot \int_r^R \frac{(R^2 - x^2) \cdot dx}{\pi \cdot (R^2 - r^2)} = 0,51 \text{ m} \quad \text{Gl. 8-9}$$

Die Fraktionsabscheidegrade berechnen sich für die $L = 5,5$ m lange Koaxialleitung als Längenverhältnis zu:

$$\eta(d_T) = \frac{\int_0^{tv} v_T(t) \cdot dt}{H_{Koax}} \approx \frac{\sum_{t=0}^{t=tv} v_T(t) \cdot \Delta t}{H_{Koax}} \quad \text{mit} \quad tv = \frac{L}{v} \quad \text{Gl. 8-10}$$

und $v = 17,2$ bzw. $3,6$ m/s für 100% – Helium bzw. 100% – Dampf

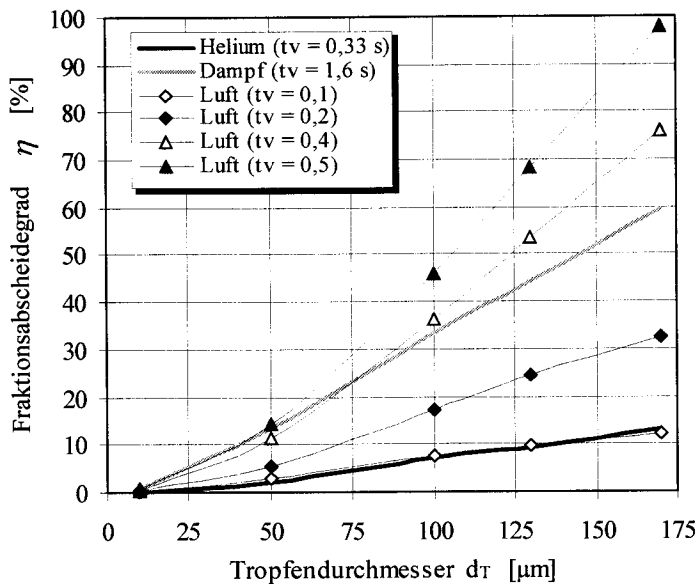
Die Koaxialleitung wird im Strömungsmodell durch eine einfache Rohrleitung mit einem Innendurchmesser von $D_i = 0,3$ m ersetzt, die eine ähnliche Abscheidecharakteristik aufweisen soll. Die dafür notwendige Rohrlänge wird nach dem oben dargestellten Berechnungsverfahren so bestimmt, daß sich in etwa gleiche Fraktionsabscheidegradkurven ergeben. Die mittlere Fallhöhe der Tropfen im Rohr berechnet sich hierbei zu:

$$H_{Rohr} = \frac{16}{3 \cdot \pi} \cdot R \approx 0,845 \cdot D_i = 0,25 \text{ m} \quad \text{Gl. 8-11}$$

Die Fraktionsabscheidegrade wurden für verschiedene Verweilzeiten der Tropfen im Rohr berechnet. Ausgehend von den im Versuch einzustellenden Volumenströmen für die Fälle 100%-

Helium und 100%-Dampf kann anschließend die Rohrlänge berechnet werden. Da nicht zu erwarten ist, daß Tropfen größer 200 μm den Dampferzeuger passieren und die Koaxialleitung erreichen, wird das Hauptaugenmerk auf kleinere Tropfendurchmesser gelegt.

Bild 8.7 zeigt die berechneten Fraktionsabscheidegrade in der Koaxialleitung im Vergleich zu denen, die in der einfachen Rohrleitung für verschiedene Verweilzeiten erzielt werden.

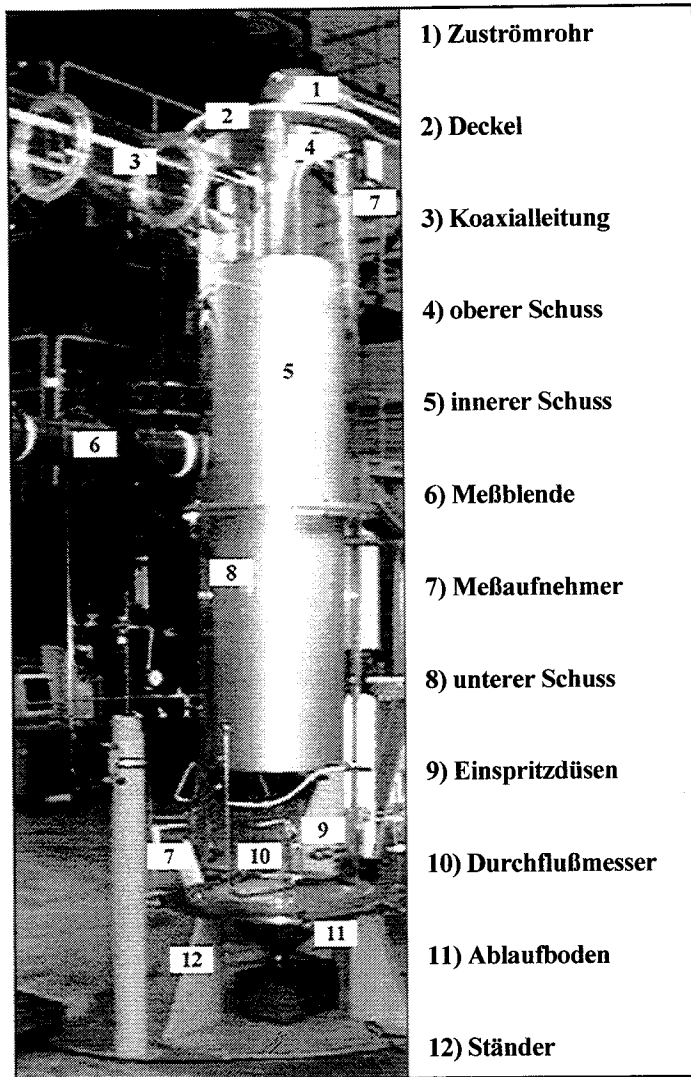


Die Fraktionsabscheidegrade für die Verweilzeit $t_v = 0,1$ s entsprechen nahezu den Werten, die für den Fall 100%-Helium berechnet wurden. Für einen Volumenstrom von $0,5 \text{ m}^3/\text{s}$ - entsprechend dem Fall 100%-Helium - ergibt sich eine erforderliche Rohrlänge von ca. 0,75 m. Für diese Rohrlänge beträgt die Verweilzeit bei einem reduzierten Volumenstrom von $0,26 \text{ m}^3/\text{s}$ - entsprechend dem Fall 100%-Dampf - etwa 0,2 s. Die hierbei erzielten Abscheidegrade liegen deutlich unterhalb denen, die in der Koaxialleitung für den Fall 100%-Dampf erzielt werden. Um annähernd gleiche Abscheidegrade zu erreichen, müßte die Rohrlänge etwa 1,5 m betragen ($t_v = 0,4$ s).

Bild 8.7 Abscheidegrade in der Koaxialleitung des HTR-Modul

Die Tropfenabscheidung durch die Sedimentation in der Koaxialleitung wird mit einer Rohrlänge von 0,75 m - entsprechend einer mittleren Verweilzeit von $t_v = 0,2$ s - konservativ abgeschätzt.

8.8 Konstruktion des Strömungsmodells



Das in Bild 8.8 dargestellte Strömungsmodell zur Simulation der Tropfenabscheidung im Primärkreis des HTR-Modul besteht hauptsächlich aus Plexiglas, damit die Abscheideprozesse auch optisch wahrgenommen werden können. Das Modell besteht aus zwei äußeren Schüssen, die, über Flansche miteinander verschraubt, den Mantel des Dampferzeugers bilden. Am oberen Ende des Mantels zweigt ein Rohr [3] ab, welches die Koaxialleitung darstellt. Das Zuströmröhr [1] wird in den Deckel des oberen Schusses [4] geleitet und mündet in den inneren Schuß, der aus Edelstahl gefertigt wurde. Der untere Schuss [8] ist mit dem Ablaufboden [11] zur Abführung des abgeschiedenen Wassers verschraubt, der mit einem Ständer [12] fest verschweißt ist. Etwa 30 cm über dem Ablaufboden befinden sich im unteren Schuss 4 konische, gleichmäßig über den Umfang verteilte Bohrungen, in denen die Einspritzdüsen [9] sitzen. Im Boden und Kopf des Strömungsmodells befinden sich jeweils zwei Meßstellen [7] zur Überwachung der Temperatur und der relativen Feuchte.

Bild 8.8 Konstruktion des Strömungsmodells

An das Strömungsmodell ist die in Kap. 7 beschriebene Meßstrecke angeschlossen, in der die Tropfenverteilungen gemessen werden.

8.9 Versuchsaufbau und -durchführung

Um die Abscheidecharakteristik des Strömungsmodells zu analysieren, wurden folgende Versuche zur Wirksamkeit der Tropfenabscheidung durchgeführt:

- Eindüsen eines sehr kleinen Tropfenmassenstromes, um die Fraktionsabscheidegrade für Einzeltröpfchen bei variablem Luftvolumenstrom zu messen.
- Eindüsen verschiedener Tropfenmassenströme, wobei das Tropfenspektrum über den Luftvordruck in etwa konstant gehalten wird. Bei konstantem Luftvolumenstrom soll der Einfluß der Tropfenagglomeration auf die Abscheideleistung bestimmt werden.

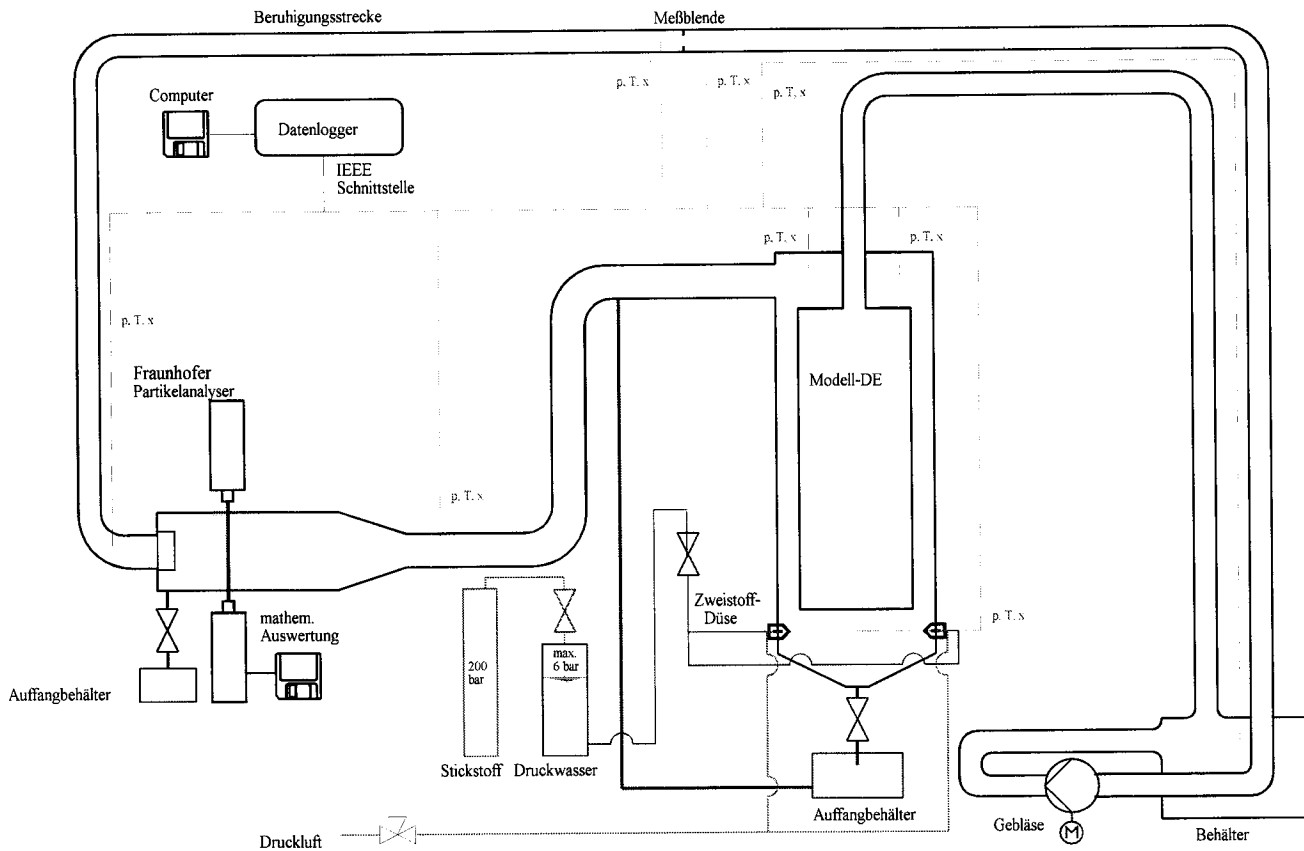


Bild 8.9 Versuchsaufbau zur Bestimmung der Abscheideleistung im Strömungsmodell

Der Versuchsaufbau ist in Bild 8.9 schematisch dargestellt. Die Versuchsdurchführung beginnt damit, daß über die Gebläsedrehzahl ein gewünschter Luftvolumenstrom eingestellt wird. Anschließend wird mit dem Lasermessgerät eine Referenzmessung ohne Partikel im Gasstrom durchgeführt. Über den Wasservordruck und den Luftvordruck werden der in den Bodenbereich des Dampferzeugermodells eingespritzte Wassermassenstrom und das gewünschte Tropfenspektrum eingestellt.

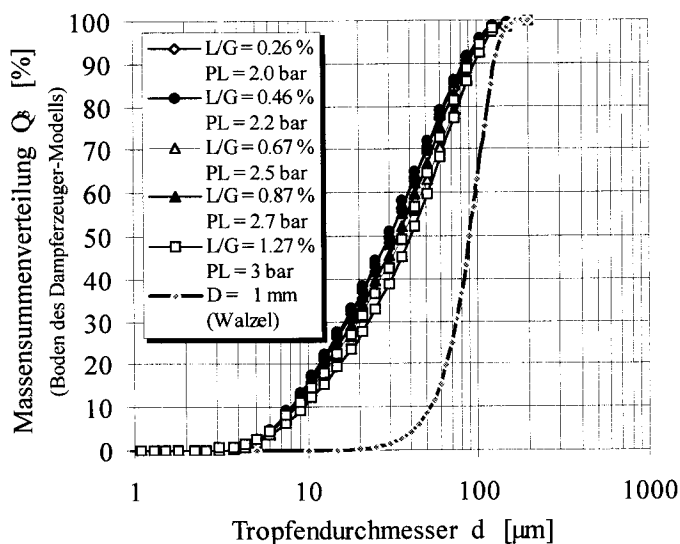


Bild 8.10 Eingedüstetes Tropfenspektrum

Bild 8.10 zeigt das eingedüstete Tropfenspektrum in Abhängigkeit vom Luftvordruck und der Gasbeladung L/G. Der Luftvordruck wurde so eingestellt, daß unabhängig von der Gasbeladung ein nahezu konstantes Tropfenspektrum eingespritzt wird. In Bild 8.10 ist zu erkennen, daß das eingespritzte Spektrum wesentlich feiner ist, als das in Kap. 4 postulierte Tropfenspektrum für eine kleine Leckage im Dampferzeuger des HTR-Modul. Die in den Experimenten erzielten Gesamtabscheidegrade werden folglich konservativ abgeschätzt.

Auf die gemessenen Fraktionsabscheidegrade hat das eingedüstete Tropfenspektrum wenig Einfluß, sofern das Tropfenspektrum den Auflösungsbereich der Fraktionsabscheidegrade beinhaltet. Zu Beginn der Tropfeneinspeisung reichert sich die im Kreislauf befindliche Luft solange mit Wasser-

dampf an, bis sie nahezu gesättigt vorliegt. Es dauert je nach Tropfenspektrum und -massenstrom zwischen 5 und 15 min, bis sich die Zustandsgrößen, wie die Temperatur und die relative Feuchte nicht mehr ändern und stationäre Verhältnisse vorliegen. Da während dieser Zeit bereits Wasser abgeschieden wird, muß dieses Wasser über Entnahmeschläuche in gesonderten Auffangbehältern gesammelt werden. Anschließend werden die Entnahmeschläuche in die dafür vorgesehenen Meßbehälter geführt und die Messung beginnt. Während einer Meßzeit von 20 min werden die Zustandsgrößen sekundlich gespeichert und das Tropfenspektrum am Austritt des Meßkanals ca. 20 s lang aufgezeichnet. Nach der Messung werden die Entnahmeschläuche wieder in Auffangbehälter geführt und die abgeschiedenen Flüssigkeitsmengen gewogen. Der Gesamtabseidegrad ergibt sich als Verhältnis der im Strömungsmodell abgeschiedenen Wassermasse zur eingespritzten Wassermasse. Die Fraktionsabscheidegrade können anschließend mit Hilfe des Gesamtabseidegrades und den gemessenen Tropfenspektren berechnet werden.

8.10 Abscheideleistungen im Strömungsmodell

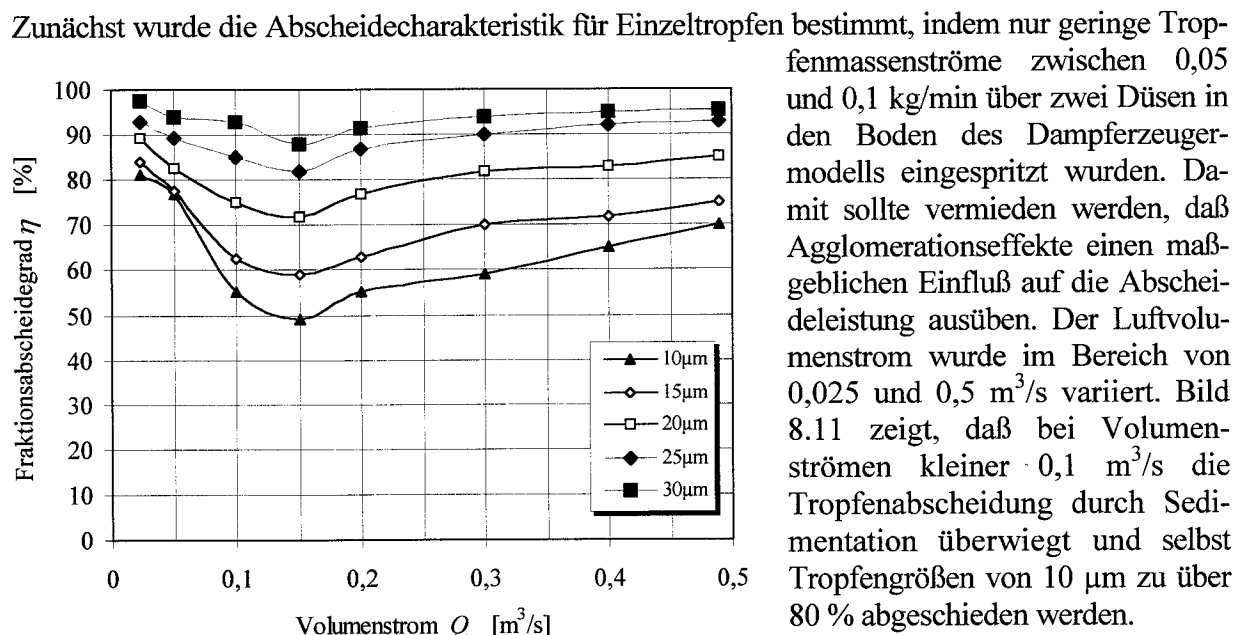


Bild 8.11 Fraktionsabscheidegrade in Abhängigkeit vom Volumenstrom

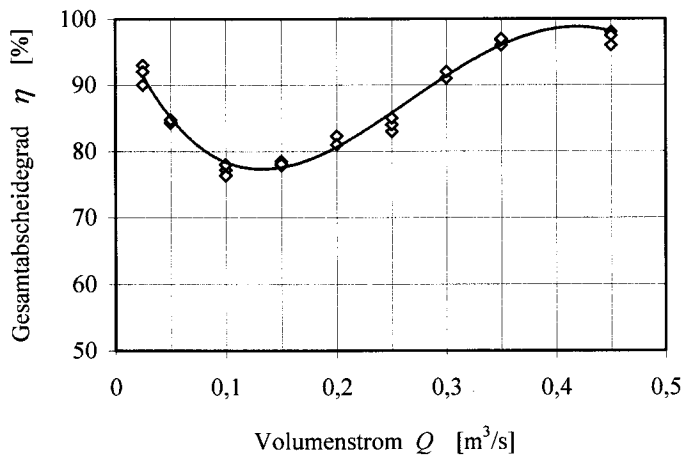


Bild 8.12 Abscheidung in der 180°-Umlenkung

Mit wachsender Gasgeschwindigkeit werden auch größere Tropfen aus dem Boden des Dampferzeugers mitgerissen und die Abscheideleistung nimmt bis zu einem Volumenstrom von ca. 0,15 m³/s ab. Ab hier nimmt die Abscheideleistung wieder zu, da die Trägheitskräfte in den Umlenkungen wirksam werden. Insbesondere die 180°-Umlenkung im Boden des Dampferzeugermodells (s. Bild 8.12) trägt maßgeblich zur Wirksamkeit der Tropfenabscheidung bei. Bei einem Luftvolumenstrom von 0,26 m³/s, entsprechend dem Fall 100%-Dampf, werden Tropfen mit $d = 25 \mu\text{m}$ zu ca. 90 % abgeschieden.

Tropfendurchmesser von $10\text{ }\mu\text{m}$ werden zu etwa 60 % abgeschieden. Zur Simulation des Falles 100%-Helium wird ein Luftvolumenstrom von $0,5\text{ m}^3/\text{s}$ eingestellt. Tropfen größer $25\text{ }\mu\text{m}$ werden fast vollständig abgeschieden, für Tropfendurchmesser von $d = 10\text{ }\mu\text{m}$ liegt der Abscheidegrad bei 70 %.

Bild 8.13 zeigt die im Strömungsmodell erzielten Gesamtabscheidegrade in Abhängigkeit vom Volumenstrom. Der Gesamtabscheidegrad ist stark abhängig vom Tropfenspektrum. Das in den Boden des Dampferzeugermodells eingespritzte Tropfenspektrum ist in Bild 8.10 dargestellt. Der Verlauf der Gesamtabscheidegrade besitzt eine ähnliche Charakteristik auf, wie die Kurven der

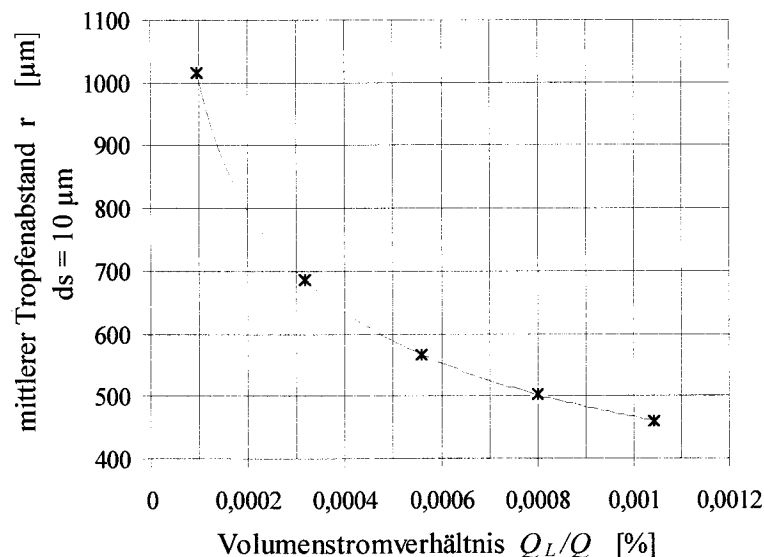


Fraktionsabscheidegrade. Bei kleinen Volumenströmen überwiegt die Tropfensedimentation, bei hohen Volumenströmen die Trägheitsabscheidung. Das Abscheideminimum von 75 % liegt bei ca. $0,15\text{ m}^3/\text{s}$. Für die Fälle 100%-Dampf und 100%-Helium werden Gesamtabscheidegrade von 90 bzw. 98 % erzielt. Da im Störfall ein deutlich größeres Tropfenspektrum zu erwarten ist, liegen die Gesamtabscheidegrade dann über den hier angegebenen Werten.

Bild 8.13 Gesamtabscheidegrade im Strömungsmodell

8.10.1 Einfluß der Gasbeladung auf die Tropfenabscheidung

Die Ergebnisse in Kap. 8.10 beziehen sich auf sehr kleine Tropfenmassenströme, bei denen der mittlere Tropfenabstand im Millimeterbereich liegt und damit viel größer ist als die Durchmesser



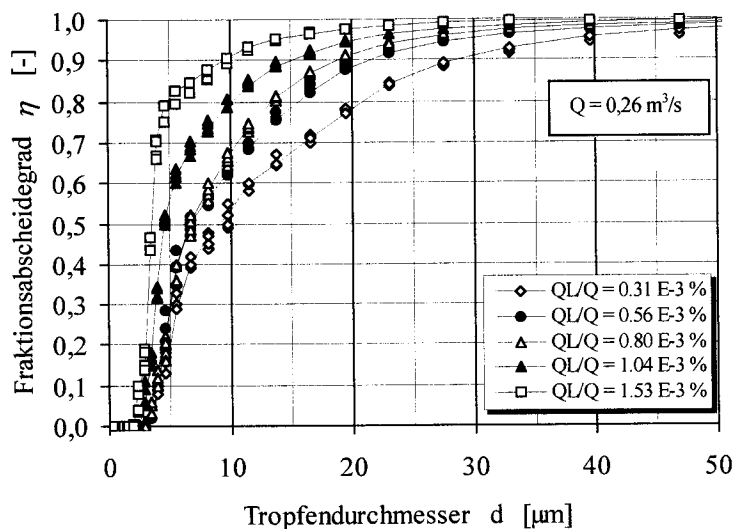
der eingespritzten Tropfen. Zu Vergleichszwecken kann z.B. der Sauterdurchmesser als mittlerer Tropfendurchmesser verwendet werden. Bild 8.14 zeigt den mittleren Tropfenabstand in Abhängigkeit von der Gasbeladung Q_L/Q unter der Annahme eines mittleren Sauterdurchmessers von $10\text{ }\mu\text{m}$. Der mittlere Tropfenabstand nimmt in etwa mit der Kubikwurzel des Flüssigkeitsvolumenstromes ab. Mit abnehmendem Tropfenabstand steigt die Wahrscheinlichkeit, daß die Tropfen zusammenstoßen und agglomerieren.

Bild 8.14 Mittlerer Tropfenabstand als Funktion der Gasbeladung

Die Tropfenagglomeration führt also zu größeren Tropfenspektren, wodurch die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung erheblich zunehmen kann. Um den Einfluß der Tropfenagglomeration auf

die Abscheideleistung im Strömungsmodell zu analysieren wurden die Fraktionsabscheidegrade bei einem konstanten Luftvolumenstrom, aber unterschiedlichen Tropfenvolumenströmen, gemessen. Der Luftvolumenstrom wurde zu $0,26 \text{ m}^3/\text{s}$ gewählt, damit gleichzeitig Schlußfolgerungen für den Störfall 100%-Dampf gezogen werden können. Das Tropfenspektrum wurde über den getesteten Volumenstrombereich in etwa konstant gehalten (s. Bild 8.10).

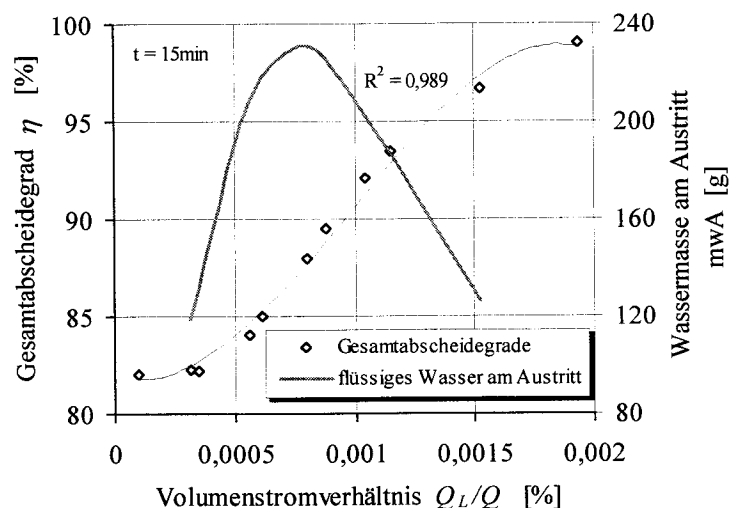
Die erzielten Fraktionsabscheidegrade sind in Bild 8.15 bei variablem Tropfenvolumenstrom über dem Tropfendurchmesser aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß eine hohe Beladung die



Tropfenabscheidung verbessert. Für ein Volumenstromverhältnis von $Q_L/Q = 0,31 \cdot 10^{-3} \%$ werden Tropfen von $10 \mu\text{m}$ zu etwa 50 % abgeschieden, für $Q_L/Q = 1,53 \cdot 10^{-3} \%$ ergibt sich ein Abscheidegrad von ca. 90 %. Besonders für kleine Tropfen nimmt die Abscheidewirksamkeit durch Agglomerations-effekte stark zu. Deshalb werden sehr kleine Tropfen industriell häufig in sogenannten Wäschern entfernt, in denen über zusätzliche Düsen Wasser eingespritzt wird.

Bild 8.15 Einfluß der Agglomeration auf den Fraktionsabscheidegrad

Dies führt dazu, daß ein nachgeschalteter Tropfenabscheider mit einem größeren Tropfenspektrum beaufschlagt wird. Die Tatsache, daß der Druckverlust bei gleicher Abscheideleistung



in Trägheitsabscheidern in etwa mit der 3. Potenz des Tropfendurchmessers abnimmt, verdeutlicht die gute Wirtschaftlichkeit der Abscheidung von Feinsttropfen in Venturi-Wäschern. Auffallend ist der in Bild 8.16 dargestellte Verlauf des Gesamtabseidegrades in Abhängigkeit von der Gasbeladung. Für eine geringe Gasbeladung wird ein Gesamtabseidegrad von gut 80 % erzielt, während mit zunehmender Gasbeladung, aber konstantem Eintrittsspektrum, bis zu 98 % der eingespritzten Tropfenmasse abgeschieden werden.

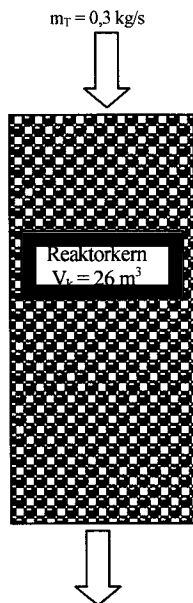
Bild 8.16 Einfluß der Agglomeration auf den Gesamtabseidegrad

Zusätzlich ist in Bild 8.16 die Wassermasse am Austritt des Strömungsmodells über der Gasbeladung Q_L/Q (eingespritzter Wasservolumenstrom zum Luftvolumenstrom) dargestellt. Die Meßwerte beziehen sich auf eine Versuchsdauer von 15 Minuten. Bei einem Volumenstromverhältnis von $Q_L/Q = 0,8 \cdot 10^{-3} \%$ tritt innerhalb der Meßzeit eine maximale Wassermasse von ca. 230 g aus dem Strömungsmodell. Eine Verdopplung des eingespritzten Wasserstroms bzw. Volumenver-

hältnisses führt dazu, daß durch den höheren Gesamtabscheidegrad nur noch 120 g Wasser aus dem Strömungsmodell austreten. Der maximale Wassermassenstrom, der aus dem Strömungsmodell austreten kann, wird also inhärent durch die Tropfenagglomeration begrenzt.

8.11 Maximale Wassermengen im Kern des HTR-Modul

Nun stellt sich die Frage, welche zusätzliche Wassermasse - neben dem Wasserdampf - durch flüssiges Wassertropfen im Kern vorliegen kann. Hierzu wird wieder der Störfall 100%-Dampf betrachtet, bei dem sich bereits 400 – 500 kg Wasserdampf in der Kernzone befinden. Der maximale Tropfenmassenstrom, der den Kern erreichen kann, liegt nach Kap. 8.10.1 bei einer Gasbeladung von $Q_L/Q = 0,8 \cdot 10^{-3} \%$ vor. Bei einem Dampfstrom von $3,3 \text{ m}^3/\text{s}$ entspricht dies einem Leckstrom aus einem Dampferzeugerrohr von ca. 0,027 l/s oder 0,02 kg/s. Mit dem postulierten Tropfenspektrum nach Bild 8.10 ergibt sich ein Gesamtabscheidegrad im Primärkreis von ca. 87 %, so daß ein Tropfenstrom von weniger als 12 l/h bzw. 10 kg/h in den Kern eintritt. Bezogen auf einen Sauterdurchmesser des Sprays von $25 \text{ }\mu\text{m}$ beträgt der mittlere Tropfenabstand dann



etwa $250 \text{ }\mu\text{m}$. Es wird unterstellt, daß die Tropfen im Kern wegen des Leidenfrostphänomens nicht verdampfen. Für Tropfen größer 1 mm Durchmesser wurde dies bereits gezeigt. Für die hier betrachteten kleinen Tropfen ist dies zwar nicht wahrscheinlich, aber nicht auszuschließen. Wegen der Abwärtsströmung im Kern können die Tropfen im Kern auch nicht abgeschieden oder gespeichert werden, sondern werden vielmehr mit dem Gasstrom über das Innenrohr der Koaxialleitung zurück in den Dampferzeuger transportiert. Unter der Annahme, daß die kleinen Tropfen dem Dampfstrom folgen ergibt sich für die Tropfen im Kern eine mittlere Verweilzeit von $V_K/Q = 8 \text{ s}$. Demzufolge befindet sich im Kern ca. 0,024 kg flüssiges Wasser in Form von Tropfen. Diese Wassermenge beträgt nur ca. 0,005 % der im Kern befindlichen Dampfmasse und ist somit zu vernachlässigen. Diese Wassermasse entspricht in etwa der Dampfmasse, die bei einer Druckerhöhung von wenigen mbar im Primärkreis zusätzlich im Kern vorhanden wäre.

Bild 8.17 Tropfenstrom in den Kern

Damit sich im Kern eine Wassermasse von insgesamt 1000 kg (Reaktivitätsmaximum) befindet, müßte der Tropfenmassenstrom in den Kern etwa 70 kg/s betragen, was in etwa der Förderleistung der Speisewasserpumpen entspricht. Dies ist völlig unrealistisch, da solche Mengenströme nur kurzfristig bei sehr großen Leckagen möglich sind. Das Wasser wird sich dann größtenteils im Boden des Dampferzeugers sammeln, bis der Füllstand die Unterkante des Helixbündels erreicht hat und der Primärkreis unterbrochen ist. Ab diesem Zeitpunkt ist kein weiterer Transport von Flüssigkeit in den Kern mehr möglich.

Bezüglich des Reaktivitätseffektes ist der Anteil flüssigen Wassers im Kern folglich unbedeutend. Wassermengen im Kern, die zum Überschreiten des Reaktivitätsmaximums führen, sind deshalb auszuschließen.

Bezüglich der Begrenzung der Brennelementkorrosion bzw. Wassergasreaktion und der Dauer des Wassereinbruchstörfalls ist eine gute Abscheideleistung im Primärkreis von größerer Bedeutung. Durch eine hohe Abscheideleistung im Bodenbereich des Dampferzeugers, können die

Tropfen unmittelbar nach ihrer Entstehung abgeschieden werden. Dadurch wird die Tropfenverdampfung behindert, so daß die Wasserdampfkonzentration im Primärkreis nur langsam zunimmt. Gleichzeitig reduziert sich die Störfalldauer, indem das im Dampferzeugerboden gesammelte Wasser den Primärkreis früher unterbricht. Dieser Zeitpunkt ist bei entsprechend guter Abscheideleistung im Boden schon erreicht, bevor größere Wassermengen verdampft sind. Eine gesättigte Dampfatosphäre ist dann nur über die Verdampfung von Wasser auf der Oberfläche des Ringspaltes möglich. Durch den schlechten Wärmeübergang und die kleine Ringspaltfläche beträgt die Verdampfungsrate nur wenige Gramm pro Sekunde. Damit im Primärkreis eine gesättigte Dampfatosphäre vorliegt, ist in diesem Fall eine Verdampfungszeit in der Größenordnung von mehreren Monaten erforderlich.

Trotz der relativ hohen Abscheideleistung im Primärkreis selbst ist es zweckmäßig, spezielle Tropfenabscheider mit noch höherer Abscheideleistung in den Primärkreis zu integrieren. Tropfenabscheider arbeiten zuverlässig und die erzielten Abscheideleistungen besitzen eine hohe Glaubwürdigkeit, da Tropfenabscheider in der Industrie seit Jahrzehnten zur Reinigung von Gasen eingesetzt werden. Insbesondere bei Nachweisführung, daß ein massiver Wassereinbruch in den Primärkreis keine weitreichenden Konsequenzen zur Folge hat, ist die Glaubwürdigkeit der Störfallanalyse von Bedeutung. Weiterhin wird mit dem Einsatz von Tropfenabscheidern erreicht, daß sich das abgeschiedene Wasser nur an wenigen Stellen im Primärkreis sammeln kann. Die Entwässerung und Trocknung des Primärkreises nach dem Störfall wird dadurch einfacher. Durch die inhärente Wirkungsweise des Tropfenabscheiders ist dieser als passives Sicherheitselement für den HTR-Modul geeignet. Im Verhältnis zu den Kosten der Reaktoranlage ist der zusätzliche Aufwand für den Tropfenabscheider verschwindend gering. Gleiches gilt für die Betriebskosten, sofern der Tropfenabscheider vernünftig ausgelegt wird.

9 Untersuchungen zur Wirksamkeit von Tropfenabscheidern

Eine Möglichkeit die Abscheidewirksamkeit im Primärkreis des HTR-Modul selbsttätig zu verbessern, ergibt sich durch die Verwendung von Tropfenabscheidern. In diesem Abschnitt wird auf verschiedene Abscheidertypen detailliert eingegangen, indem die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung sowie die Betriebsgrenzen meßtechnisch bestimmt werden. An dieser Stelle seien einige generelle Anforderungen an den Tropfenabscheider für den Einsatz als passives Sicherheitselement für den HTR-Modul genannt:

- hohe Abscheideleistung,
- sicherer Abtransport des abgeschiedenen Wassers aus dem Abscheider,
- großer Betriebsbereich, da je nach Störfallablauf verschiedene Bedingungen denkbar sind,
- geringe Verschmutzungsneigung (z.B. durch Graphitstaub),
- die Lebensdauer muß höher sein als die der Reaktoranlage,
- geringe Betriebskosten (Druckverlust) und Wartungsfreiheit unter Nennbedingungen,
- geringe Baugröße, da der Abscheider nachträglich in den HTR-Modul zu integrieren ist.

Getestet wurden verschiedene Lamellenabscheider, wobei die Geometrie der Profile hinsichtlich der oben genannten Punkte optimiert werden konnte. Ebenso werden handelsübliche Demister sowie zwei Wellbandabscheider als Voragglomeratoren betrachtet. Auf die Kombination eines Agglomerators mit nachgeschaltetem Lamellenabscheider als Tropfenfänger wird ebenfalls eingegangen. Weiterhin wird in Hinblick auf die Abscheidung im Helixdampferzeugerbündel gezeigt, inwieweit sich Wärmeübertragerbündel zur Abscheidung kleiner Tropfen eignen.

9.1 Experimentelle Untersuchungen zur Wirksamkeit von Lamellenabscheidern

Im Folgenden werden die in Bild 9.2 dargestellten Lamellenprofile betrachtet, wobei der Typ Lam01 mit zwei unterschiedlichen Lamellenabständen untersucht wurde. Die parallel angeordneten Lamellenprofile befinden sich in einem Edelstahlgehäuse, das an der Unterseite Bohrungen für den Flüssigkeitsablauf besitzt. Die Lamellenabscheider werden vertikal in den Meßkanal eingebaut, so daß sie, wie in Bild 9.1 dargestellt, horizontal durchströmt werden.

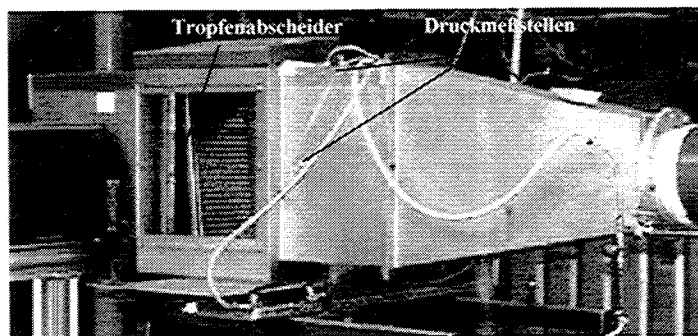
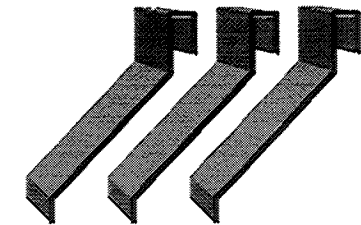


Bild 9.1 Meßstrecke mit eingebautem Tropfenabscheider

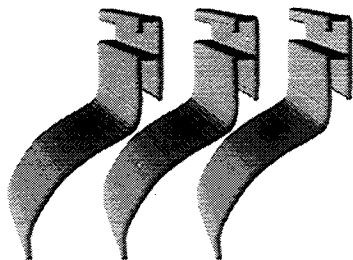
spezielle Gummidichtungen ist die Abdichtung des Abscheider zu den Gehäusewänden des Meßkanals hin gewährleistet. Der Gesamtabscheidegrad wird mit der Näherungsfunktion, basierend auf der Extinktionsmessung (s. Kap. 9.2) bestimmt. Die Tropfenspektren werden in drei Positionen über der Kanalhöhe aufgenommen und arithmetisch gemittelt.

Zur Bestimmung des Druckverlustes im Abscheider wird der statische Druck ca. 30 - 50 cm vor dem Einbauort des Tropfenabscheiders aufgenommen. Der Druckverlust ergibt sich aus der Differenz der gemessenen statischen Drücke mit und ohne den Tropfenabscheider. Damit hat der in der Meßstrecke produzierte Druckverlust ohne Abscheider, im Vergleich zu einer Differenzdruckmessung vor und hinter dem Abscheider, kaum Einfluß auf das Meßergebnis bzw. die

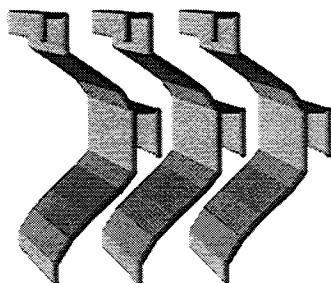
daraus abgeleiteten Druckverlustbeiwerte der einzelnen Tropfenabscheider. Außerdem ist die Strömung hinter dem Lamellenabscheider stark verwirbelt, so daß direkt hinter dem Abscheider keine fehlerfreie Messung zu erwarten wäre. Bild 9.2 zeigt eine Übersicht der getesteten Lamellenprofile mit den wichtigsten technischen Daten.



Typ:	Lam01
nutzbare Umlenkungen	1 (45°)
Maße BxHxT [mm]	219 x 495 x 55
Lamellenabstand s [mm] Fangrinnenbreite b [mm]	14 bzw. 21 7
Material:	VA-Stahl



Typ:	Le02
nutzbare Umlenkungen	2 (45°)
Maße BxHxT [mm]	219 x 495 x 70
Lamellenabstand s [mm] Fangrinnenbreite b [mm]	15 7
Material:	VA-Stahl



Typ:	KL01
nutzbare Umlenkungen	2 (45° + 90°)
Maße BxHxT [mm]	219 x 495 x 65
Lamellenabstand s [mm] Fangrinnenbreite b [mm]	15 7
Material:	VA-Stahl

Bild 9.2 Übersicht und technische Daten der getesteten Lamellenabscheider

9.1.1 Druckverluste der Lamellenabscheider

Die Druckverluste der getesteten Lamellenabscheider werden in Abhängigkeit von der mittleren Anströmgeschwindigkeit gemessen. Die mittlere Anströmfläche A ist hierbei die Differenz aus freiem Querschnitt A_F im Meßkanal und der Verlustfläche A_V durch das rechte Lamellenprofil (s. Bild 9.3). Die mittlere Anströmgeschwindigkeit wurde im Bereich von $v = 0,5 - 6$ m/s variiert. Für die Berechnung der Reynoldszahlen wird der Lamellenabstand s als charakteristische Länge verwendet. Die Messungen beziehen sich auf Umgebungsbedingungen bei ca. 20 °C und 1 bar.

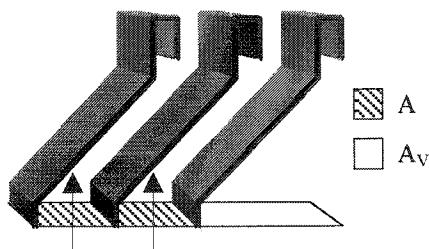


Bild 9.3 Mittlere Anströmfläche A des Lamellenabscheiders

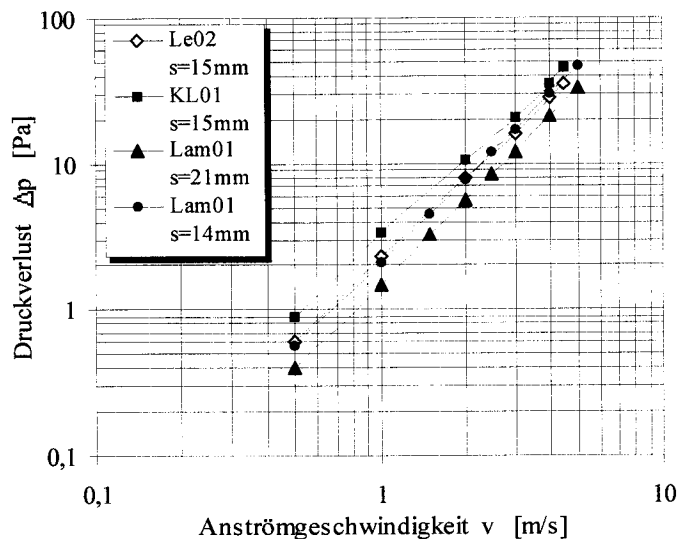


Bild 9.4 Druckverluste der eingesetzten Lamellenabscheider

Für Anströmgeschwindigkeiten größer $v = 2 \text{ m/s}$ folgen alle Abscheidertypen nahezu einem quadratischen Druckverlustgesetz, d.h. die Druckverlustkurven in Bild 9.4 sind annähernd Geraden mit der Steigung 2. Unterhalb dieser Geschwindigkeit ergeben sich im Verhältnis etwas höhere Druckverluste, da die Reibung auf den Profiloberflächen im Vergleich zum Strömungsverlust infolge der Umlenkung und Wirbelbildung an den Fangrinnen mehr an Bedeutung gewinnt. Es wurden keine signifikanten Unterschiede im Druckverlust zwischen angefeuchteter und nasser Profiloberfläche festgestellt.

In Bild 9.5 sind die Druckverlustbeiwerte bezogen auf die Anströmgeschwindigkeit über der Reynoldszahl aufgetragen, wobei der Druckverlustbeiwert das Verhältnis von Druckverlust und Staudruck bildet. Dort erkennt man den Einfluß der Reibung bei kleinen Reynoldszahlen. In Bild 9.5 sind zusätzlich Näherungsgleichungen für den Druckverlustbeiwert der einzelnen Abscheidertypen angegeben. Das einwellige Abscheiderprofil Lam01 besitzt die kleinsten Druckverlustbeiwerte. Der Druckverlustbeiwert steigt mit sinkendem Lamellenabstand s in etwa linear an. Das strömungsgünstigere Profil Le02 besitzt zwei Umlenkungen, produziert bei annähernd gleichem Lamellenabstand aber keinen nennenswert höheren Druckverlust. Das Profil KL01 besitzt den gleichen Lamellenabstand s wie das Profil Le02, die Strömung wird aber schärfer umgelenkt. Dadurch ergeben sich etwa 30 % höhere Druckverlustbeiwerte.

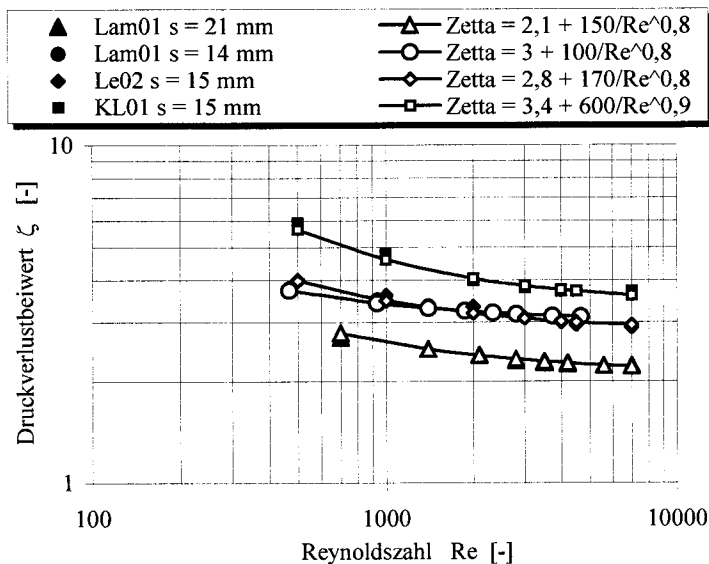


Bild 9.5 Druckverlustbeiwerte der Lamellenabscheider

9.1.2 Flutpunkte der Lamellenabscheider

Der Flutpunkt gibt an, unter welchen Bedingungen erste Flüssigkeitsanteile, die bereits an die Profiloberfläche gelangt sind, wieder zurück in den Gasstrom gelangen. Die Flutgrenze des Lamellenabscheiders wird durch Strömungsablösung oder Wirbelbildung im Bereich der Fangrinnen herabgesetzt. Günstig wirkt sich eine hohe Zahl an Umlenkungen aus, wobei durch die Konstruktion zu vermeiden ist, daß die Gasströmung direkt in die Fangrinnen bläst. Letzteres wurde in allen getesteten Profilen berücksichtigt. Wird der Abscheider vertikal durchströmt, wirkt sich dies durch den Schwerkrafteinfluß im Vergleich zur horizontalen Durchströmung ebenfalls positiv auf das Flutverhalten aus. Der maximale Tropfendurchmesser, der den Abscheider verläßt, liegt dann durch die Strömungsgeschwindigkeit am Abscheideraustritt, bei der dieser Tropfendurchmesser in Schwebe gehalten werden kann, fest. Für Lamellenabscheider wird der Flutpunkt häufig durch folgende Gleichung angegeben, welche die wesentlichen Größen wie Anströmenergie, die Dichte der Flüssigkeit und deren Oberflächenspannung enthält.

$$K_{FL} = \frac{\rho}{\rho_L \cdot \sigma_L} \cdot v^2 \approx 0,25 \dots 1 \quad \text{Gl. 9-1}$$

Der Zahlenwert der Konstanten K_{FL} enthält den Einfluß der speziellen Abscheidergeometrie. Die Konstanten K_{FL} wurden für die getesteten Abscheidertypen meßtechnisch bestimmt, indem die Anströmgeschwindigkeit soweit gesteigert wurde, bis einzelne größere Flüssigkeitstropfen am Austritt des Abscheiders zu beobachten waren. Die beim Fluten der Lamellenabscheider herausgeschleuderten Tropfen (z.B. aus den Fangrinnen) sind häufig um mehrere Zehnerpotenzen größer, als der mittlere Tropfendurchmesser am Eintritt. Die Reichweite dieser Sekundär-tropfen beträgt deshalb nur einige Zentimeter. Sofern die Tropfen nicht kurz hinter dem Abscheider in einen Bereich hoher Strömungsenergie gelangen, ist ein Betreiben des Lamellenabscheiders in der Nähe des Flutpunktes unproblematisch.

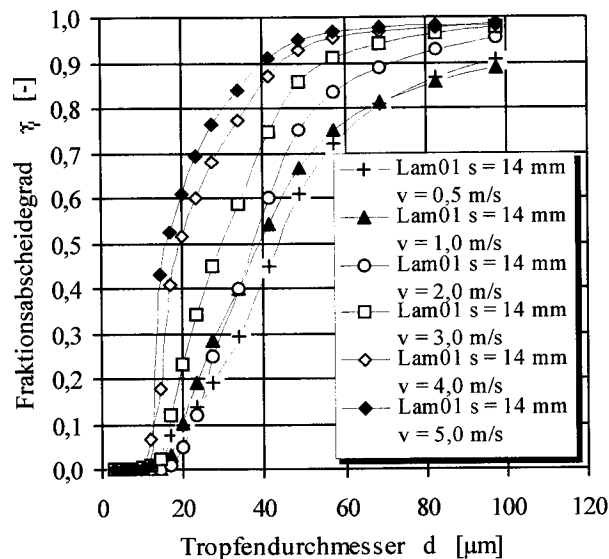
Abscheidertyp:	K_{FL}	Anströmgeschwindigkeit unter Umgebungsbedingungen v [m/s]
Lam01 $s = 14$ mm	0,40	5,0
Lam01 $s = 21$ mm	0,35	4,5
Le02 $s = 15$ mm	0,80	7,0
KL01 $s = 15$ mm	0,60	6,0

Tab. 9.1 Flutpunkte der getesteten Lamellenabscheider

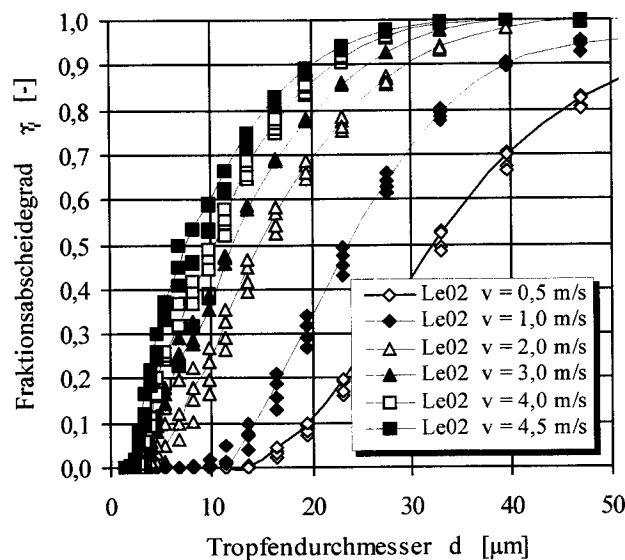
Wie aus Tab. 9.1 hervorgeht, erlaubt das strömungsgünstige Profil Le02 die höchsten Anströmenergien. Das einwellige Profil Lam01 beginnt unter Umgebungsbedingungen schon bei Anströmgeschwindigkeiten von ca. 5 m/s zu fluten. Eine Abhängigkeit des Flutpunktes von der Flüssigkeitsbeladung konnte nicht festgestellt werden. Die Flüssigkeitsbeladung wurde im Bereich von Q_W/Q [$\text{m}^3_{\text{Wasser}}/\text{m}^3_{\text{Luft}}$] = $2 \cdot 10^{-6}$ - $2 \cdot 10^{-5}$ variiert, wobei Q den Volumenstrom bezeichnet. Experimente mit vorgeschalteten Agglomeratoren haben ergeben, daß die starke Wirbelbildung hinter einem Voragglomerator die Flutgrenze des nachgeschalteten Lamellenabscheiders deutlich herabsetzen kann. Wie im Kapitel über Kombiabscheider noch ausführlich beschrieben wird, ist deshalb ein Mindestabstand zwischen Agglomerator und Lamellenabscheider vorzusehen.

9.1.3 Abscheidegrade der Lamellenabscheider

Da die Abscheideleistungen des Typs Lam01 $s = 21$ mm unzureichend sind, beziehen sich die angegebenen Abscheidegrade nur auf die übrigen drei Profile. Die Fraktionsabscheidegrade für das einwellige Profil Lam01 ($s = 14$ mm) sind in Bild 9.6 dargestellt. Bei Anströmgeschwindigkeiten größer $v = 3$ m/s lassen sich mit diesem Profil unter Umgebungsbedingungen Tropfen größer $50 \mu\text{m}$ zu über 90 % abscheiden, während kleine Tropfen ($d < 20 \mu\text{m}$) nur unzureichend abgeschieden werden. Bedenkt man, daß dieses Profil schon bei ca. 4,5 m/s zu Fluten beginnt, ergibt sich ein relativ schmaler Betriebsbereich für diesen Abscheidertyp. Weiterhin war zu beobachten, daß sich auf der Negativseite einige kleine Tropfen sammeln, die sich dort zu Rinnsalen vereinigen und von der Strömung an den Austritt des Abscheiders transportiert werden.

Bild 9.6 Fraktionsabscheidegrade des Typs Lam01 $s = 14$ mm

Da sich am Ende der Negativseite keine Fangrinne befindet, gelangt die Flüssigkeit von dort zurück in den Gasstrom. Der Vorteil des Profils Lam01 liegt in der einfachen und damit kostengünstig zu fertigenden Geometrie sowie dem relativ niedrigen Druckverlust. Mit dem Profil

Bild 9.7 Fraktionsabscheidegrade des Typs Le02 $s = 15$ mm

Le02 können Tropfen mit $d = 30 \mu\text{m}$ nahezu vollständig abgeschieden werden, während die Abscheideleistung bei niedriger Anströmgeschwindigkeit deutlich zurückgeht. Dies liegt an der runderen Form des Profils, das bei kleinen Geschwindigkeiten sehr turbulenzarm durchströmt wird. Auf die Verbesserung der Abscheideleistung durch die turbulente Rückvermischung hat Bürkholz in /Bürk89/ hingewiesen. Der Vorteil des Typs Le02 liegt in der geringen Flutneigung, wodurch das Profil in einem breiteren Geschwindigkeitsbereich verwendet werden kann. In Verbindung mit den zwei Umlenkungen wird auch die Flüssigkeit, die auf die Negativseite des Profils gelangt, zuverlässig abgeführt.

Durch die Unempfindlichkeit gegen das Fluten und die geringe Bautiefe kann der Typ Le02 auch als Tropfenfänger hinter einem Voragglomerator eingesetzt werden.

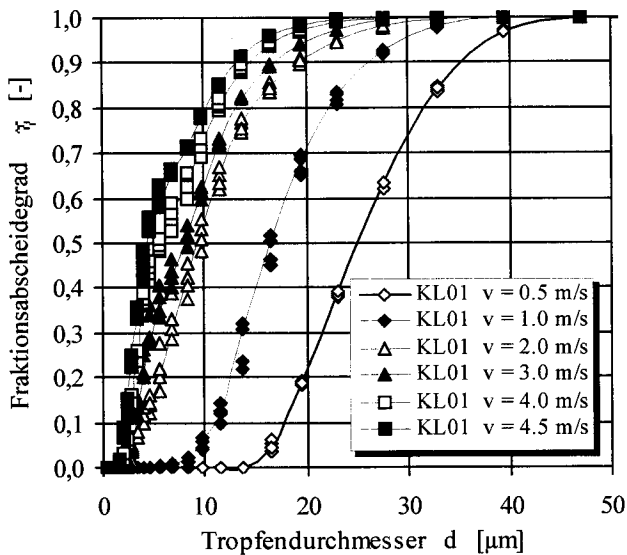
Bild 9.8 Fraktionsabscheidegrade des Typs KL01 $s = 15 \text{ mm}$

Bild 9.9 zeigt die maximalen Tropfendurchmesser, die am Austritt der einzelnen Lamellenabscheider gemessen wurden, in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit. Der maximale

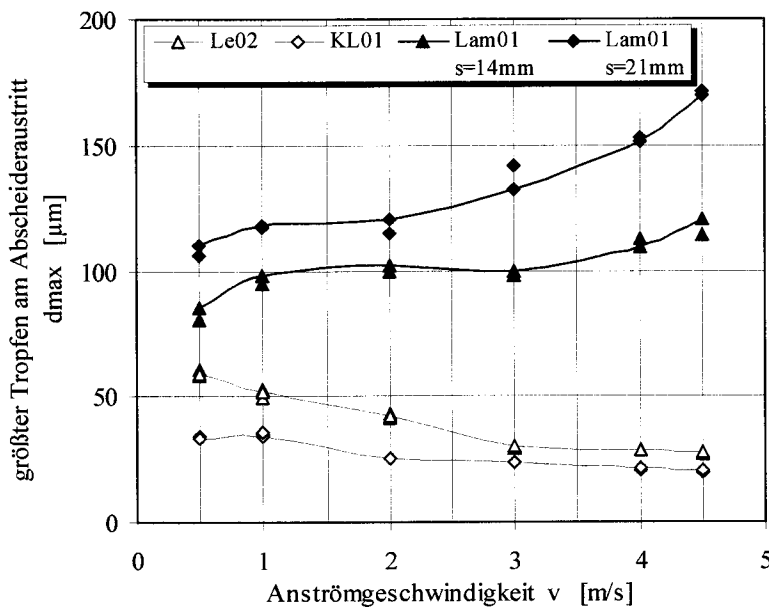


Bild 9.9 Grenztropfen über Anströmgeschwindigkeit

Das Lamellenprofil KL01 bietet bei gleicher Anströmgeschwindigkeit und Lamellenabstand noch bessere Abscheideleistungen als das Profil Le02. Dies ist damit zu begründen, daß die Gasströmung zwischen den Profilen stärker umgelenkt wird. Damit lassen sich unter Umgebungsbedingungen Tropfendurchmesser von $d = 20 \text{ μm}$ fast vollständig abscheiden. Durch die stärkere Umlenkung und die etwas kantigere Profilform liegt die Flutgrenze des Typs KL01 zu etwas kleineren Anströmgeschwindigkeiten bzw. -energien hin verschoben (s. Tab. 9.1).

Tropfendurchmesser wird häufig als Grenztropfen bezeichnet. Man erkennt für den Typ Lam01, daß der Durchmesser des Grenztropfens mit zunehmender Gasgeschwindigkeit wächst. Dies spiegelt nochmals die Beobachtung wider, daß sich im Abscheider Sekundärtropfen bilden, die von der Negativseite zurück in den Gasstrom transportiert werden. Bei Anströmgeschwindigkeiten oberhalb von $v = 4 \text{ m/s}$ steigt die Größe des Grenztropfens drastisch an, was bedeutet, daß der Flutpunkt ab hier überschritten wird.

Bei den zweiwelligen Profilen Le02 und KL01 nimmt der Grenztropfen mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit kontinuierlich ab. Ab einer Geschwindigkeit von ca. 4 m/s befinden sich hinter den Abscheidern keine Tropfen mehr, die größer sind als 20 μm . Der Bereich in dem diese Abscheider zu fluten beginnen ist in Bild 9.9 nicht enthalten, da die produzierten Sekundärtropfen so groß waren ($d > 1 \text{ mm}$), daß sie mit der eingesetzten Linse nicht gemessen werden konnten. Trägt man die Fraktionsabscheidegrade über der Wurzel des in Kap. 7 eingeführten Abscheideparameter ψ_A auf, so liegen die von der Anströmgeschwindigkeit abhängigen Abscheidegrade (s. Bild 9.6 - Bild 9.8) nahezu auf einer Kurve (s. Bild 9.10 - Bild 9.11). Für den Trägheitsparameter ist die Definition nach GL.7-52c verwendet worden.

Dies bestätigt nochmals, daß die Übertragbarkeit von Fraktionsabscheidegraden bei der Trägheitsabscheidung mit dem Abscheideparameter gelingt. Eine sehr gute Übereinstimmung ergibt sich für die Abscheider Le02 und KL01, während die Werte für den Typ Lam01 besonders bei geringer Anströmgeschwindigkeit ($v = 1 - 2 \text{ m/s}$) streuen. Mit sinkender Anströmgeschwindigkeit und größerem Tropfendurchmesser nimmt die Bedeutung der Tropfensedimentation zu. Der Einfluß ist beim Typ Lam01 wegen der im Vergleich zu den anderen Abscheidertypen schlechteren Abscheideleistung besonders groß. Hierbei liegt der Auflösungsbereich des Fraktionsabscheidegrades ($0 < \eta < 1$) hin zu größeren Tropfendurchmessern verschoben.

Bild 9.10 Abscheidegrade des Lam01 über Abscheideparameter

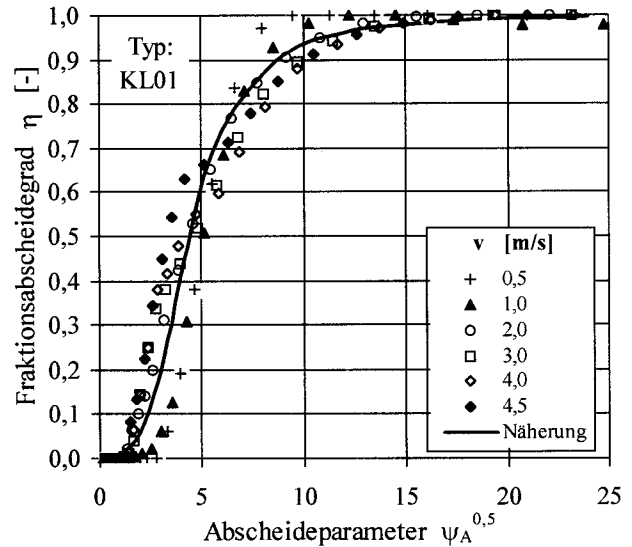
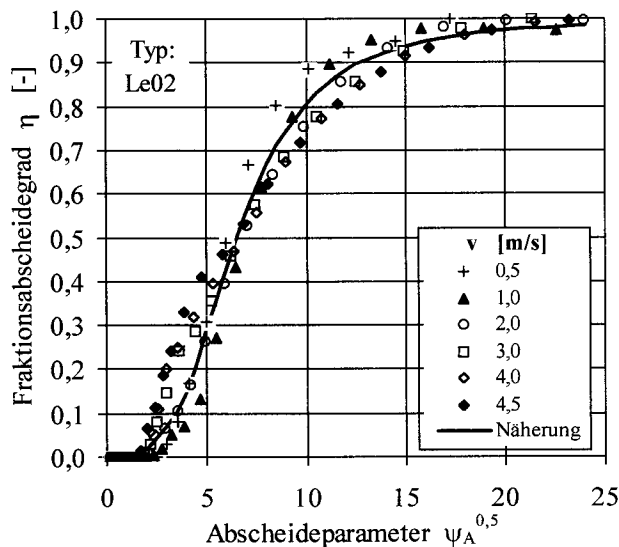


Bild 9.11 Abscheidegrad des Le02 und KL01 über Abscheideparameter

Die Näherungsfunktion (Gl. 9-2) für den Fraktionsabscheidegrad $\eta = f(\Psi_A)$ erhält man in Abhängigkeit vom Abscheideparameter unter Verwendung der Gleichungen 7-52c und 7-53. Der Index "u" bezeichnet den Umgebungszustand, für den die Abscheidegrade gemessen wurden. Mit dem Exponenten n liegt die Verteilungsbreite der Fraktionsabscheidegrade über dem Abscheideparameter fest. Der Exponent n hat für die getesteten Lamellenabscheider den Wert 4.

$$\eta(\sqrt{\Psi_A}) = x \cdot [1 - \exp(-1/x)] \quad \text{mit} \quad x = A_u \cdot \left(\sqrt{\Psi_A} \cdot \left(\frac{\sqrt[3]{s \cdot \mu^2 \cdot \sqrt[6]{\rho}}}{\sqrt{\rho_L}} \right)_u \right)^n \quad \text{Gl. 9-2}$$

Der Abscheideparameter bezieht den Fraktionsabscheidegrad auf den dafür notwendigen Druckverlust. Eine Verschiebung der Abscheidegradkurve zu größeren Ψ_A -Werten bedeutet einen höheren Energieverbrauch bei konstanter Abscheideleistung. Ein Vergleich der Abscheidegradkurven der getesteten Lamellenabscheider zeigt, daß der Typ Lam01 im Vergleich zu

den Typen Le02 und KL01 energetisch am schlechtesten abscheidet. Dies geht auch aus dem Vergleich der Bürkholzkonstanten bzw. der Druckverluste bei konstantem Fraktionsabscheidegrad für Tropfen mit $d = 20 \mu\text{m}$ in Tab. 9.2 hervor.

Abscheidertyp	Konstante A [Pa ⁻¹ ·m ⁻³]	Bürkholzkonstante K ₅₀ bzw. K ₉₅ [mbar ^{1/3} · μm]	Druckverlust um Tropfen mit 20 μm zu 50 % bzw. 95 % abzuscheiden [mbar]
Lam01 s = 14 mm	$1,9 \cdot 10^{12}$	14 bzw. 35	0,35 bzw. 5,3
Le02 s = 15 mm	$1,3 \cdot 10^{13}$	7,2 bzw. 18	0,045 bzw. 0,73
KL01 s = 15 mm	$4,2 \cdot 10^{13}$	5,2 bzw. 13	0,017 bzw. 0,28

Tab. 9.2 Kennwerte der getesteten Lamellenabscheider unter Umgebungsbedingungen

Die in Tab. 9.2 angegebenen Kennwerte beziehen sich auf die im Meßkanal vorliegenden Bedingungen. Die auf den Energieverbrauch bezogenen Abscheideleistungen ändern sich natürlich für andere Randbedingungen. Sollen z.B. Flüssigkeitstropfen einer geringeren Dichte abgeschieden werden, ändert sich der Druckverlust im Abscheider und damit auch der Energieverbrauch nicht, die Abscheideleistung wird aber deutlich schlechter. Der Einfluß der Stoffwerte auf den Abscheidegrad steckt im Abscheideparameter und ist damit auch in Gl. 9-2 enthalten.

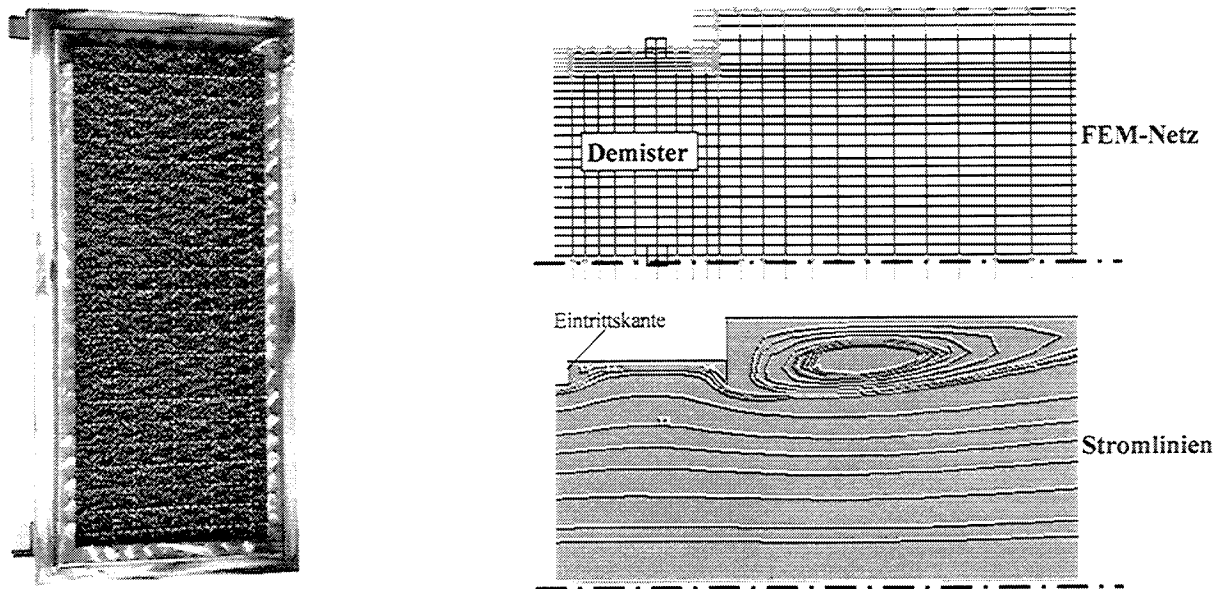
9.2 Experimentelle Untersuchungen zur Wirksamkeit von Drahtgestricken (Demister)

Möchte man sehr kleine Tropfen ($d < 10 \mu\text{m}$) aus einem Gasstrom entfernen, so reicht die grobe Struktur eines Lamellenabscheiders dazu im allgemeinen nicht mehr aus. In der Praxis werden für diese Anwendungen häufig Drahtgestricke (s. Bild 9.12) verwendet. Zu Testzwecken standen sechs unterschiedliche Demister der Firma Rhodius /RHOD/ zur Verfügung, deren technische Daten in Tab. 9.3 zusammengefaßt sind. Die Demister unterscheiden sich in der Porosität und in der Bautiefe.

Demistertyp	Drahtdurchmesser D [mm]	Demistertiefe T [mm]	Anströmfläche $B \cdot H$ [mm · mm]	Porosität ε [-]	spezifische Oberfläche a [m ² /m ³]	Material
RHO- 80-150	0,28	150	210·495	0,990	145	Edelstahl
RHO-110-150	0,28	150	210·495	0,986	200	Edelstahl
RHO-145-150	0,28	150	210·495	0,981	265	Edelstahl
RHO- 80-100	0,28	100	210·495	0,990	145	Edelstahl
RHO-110-100	0,28	100	210·495	0,986	200	Edelstahl
RHO-145-100	0,28	100	210·495	0,981	265	Edelstahl

Tab. 9.3 Technische Daten der Demister

Die Drahtgestrickmatten liegen in einem Edelstahlgehäuse, an deren Ein- und Austrittsquerschnitt ein grobmaschiges Drahtgitter befestigt ist. Damit die im Gestrick abgeschiedene Flüssigkeit sicher abgeführt werden kann, befinden sich an der Unterseite des Gehäuses drei Ablaufbohrungen. Die Bestimmung der Druckverluste wird analog zu der in Kap.9.1 beschriebenen Vorgehensweise durchgeführt. Die Meßwerte beziehen sich auf die mittlere Gasgeschwindigkeit im Gestrick.

Bild 9.12 Vorderansicht und berechnete Stromlinien im Demister RHO-80-150 bei $v = 1 \text{ m/s}$

Dies ist deshalb sinnvoll, weil sich die Strömung wegen des hohen Strömungswiderstands schon ca. 3 cm hinter der Eintrittskante (s. Bild 9.12) auf die gesamte Fläche verteilt. Der Demister hat neben seiner Funktion als Abscheider auch eine gleichrichtende Wirkung. Die freie Fläche im Demister ist ca. 1,3 mal so groß wie die Fläche am Eintritt. Der Einfluß des Gestrickvolumens auf die mittlerer Strömungsgeschwindigkeit ist wegen der hohen Porosität zu vernachlässigen. Dies ändert sich aber im Betriebsfall, da die Porosität durch im Gestrick festgehaltene Flüssigkeit deutlich abnimmt. Die Porosität ist bei stationärem Betrieb, d.h. die Flüssigkeitsmenge im Demister ändert sich zeitlich nicht mehr, vom Ort abhängig. Beim vertikal nach oben angeströmten Demister nimmt die Porosität infolge der höheren Gasgeschwindigkeit von der Mitte zu den Rändern hin ab. Beim horizontal durchströmten Demister nimmt die Porosität aufgrund der Schwerkraft nach unten hin ab.

9.2.1 Druckverluste der Demister

Der Druckverlust im Demister setzt sich analog zur Durchströmung poröser Medien wie z.B. Schüttungen aus zwei Strömungswiderständen zusammen. Zum einen besitzen Demister sehr große spezifische Oberflächen ($a > 150 \text{ m}^2/\text{m}^3$), so daß der Druckverlust infolge der Reibung von Bedeutung ist. Zum anderen kann man sich das Drahtgestrick auch als System vieler hintereinander liegender Einzeldrähte vorstellen, an denen die Strömung umgelenkt wird. Durch die Umlenkung und die Strömungsablösung bei der Zylinderumströmung spielen bei hohen Reynoldszahlen die Trägheitskräfte eine Rolle. Nach /Swan88/ und /Bürk89/ kann der Druckverlust in Drahtgestriken wie bei Schüttungen durch ein Widerstandsgesetz folgender Form beschrieben werden:

$$\zeta = \frac{f}{\text{Re}} + \frac{g}{\text{Re}^{0,2}} \quad \text{mit} \quad \text{Re} = \frac{v \cdot d_h \cdot \rho}{\mu} \quad \text{Gl. 9-3}$$

Die Definition der Reynoldszahl bezieht sich hier nicht auf den Durchmesser des quer angeströmten Drahtes, sondern auf den hydraulischen Durchmesser des porösen Drahtgestricks. Der

hydraulische Durchmesser berechnet sich nach Gl. 9-4, wobei V hier das Volumen des Demisters und A die benetzte Drahtoberfläche bedeuten.

$$d_h = \frac{4 \cdot V}{A} = \frac{4}{a} = \frac{D}{(1-\varepsilon)} \quad \text{Gl. 9-4}$$

Im Gegensatz zum Lamellenabscheider kann der Demister in seinem Maschengeflecht gewisse Mengen an flüssigem Wasser speichern. Dadurch nimmt die Porosität deutlich ab, während der Druckabfall und damit auch die Abscheideleistung zunehmen. In den Versuchsreihen war zu

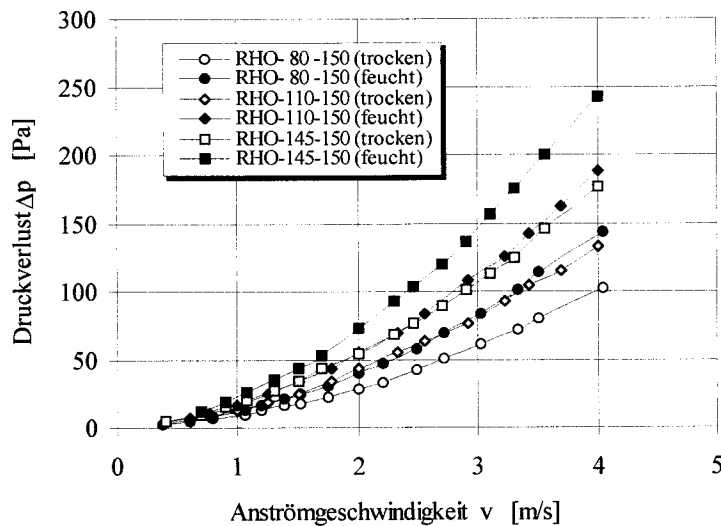


Bild 9.13 Druckverluste der Demister

In Bild 9.14 ist das Verhältnis der gemessenen Druckverluste $\Delta p_{\text{feucht}} / \Delta p_{\text{trocken}}$ in Abhängigkeit von der Reynoldszahl dargestellt. Die Versuche wurden bei konstantem Tropfenmassenstrom durchgeführt. Das Verhältnis der Druckverluste nimmt mit zunehmender Gasgeschwindigkeit

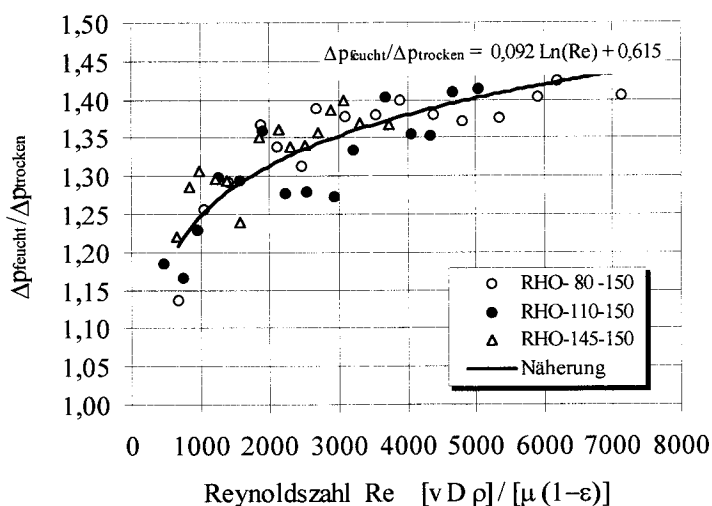


Bild 9.14 Verhältnis der Druckverluste bei trockenem und feuchtem Betrieb

Aus zahlreichen Versuchsreihen konnten praktische Näherungsgleichungen für die Druckverlustbeiwerte ζ der feuchten Demister gewonnen werden. Es hat sich gezeigt, daß der Druck-

beobachten, daß zu Beginn nur geringe Wassermengen aus dem Flüssigkeitsablauf des Demisters strömen. Ein stationärer Zustand, bei dem ein nahezu gleichbleibender Massenstrom aus dem Abscheider fließt, stellt sich erst nach einigen Minuten ein. Der Druckabfall im feuchten Demister liegt im Vergleich zum trockenen durchströmten Demister ca. 30 – 40 % höher. Die Druckverluste im Demister bei trockenem und im feuchtem Betrieb sind in Bild 9.13 dargestellt.

bzw. Reynoldszahl leicht zu. Es konnte beobachtet werden, daß bei höherer Gasgeschwindigkeit die Flüssigkeit zunehmend auch in den hinteren Teil des Demisters gelangt. Bei Reynoldszahlen von etwa 7000 beginnen die Demister zu fluten. Die Vermutung, daß das Verhältnis der Druckverluste beim Überschreiten der Flutgrenze abnimmt, konnte nicht bestätigt werden. Dieser Sachverhalt ist damit zu begründen, daß die mitgerissene Flüssigkeitsmenge im Vergleich zur im Demister gespeicherten Flüssigkeit gering ist.

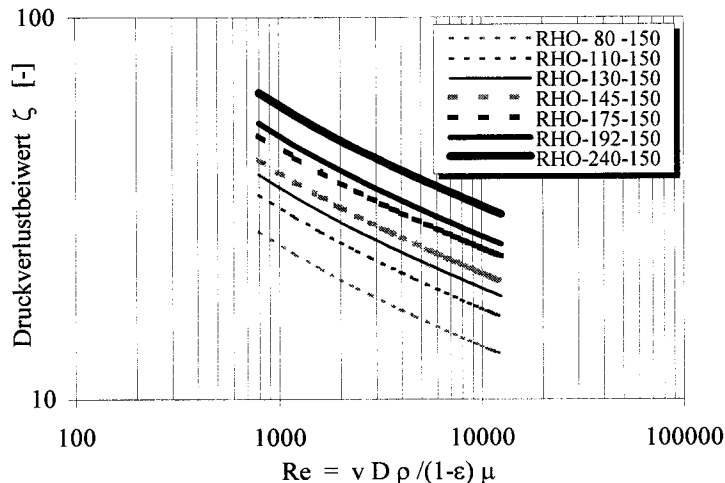
abfall in etwa proportional mit der Tiefe des Demisters wächst. Dies ist zumindest dann richtig, wenn der Druckabfall im Demister selbst viel größer ist als der Druckabfall beim Ein- und Ausströmen in bzw. aus dem Demister.

$$\zeta = \frac{f}{\text{Re}} + \frac{g}{\text{Re}^{0,2}} \quad \text{mit} \quad f = [10130 + 125 \cdot a] \cdot T \quad \text{und} \quad g = [190 + 2,56 \cdot a] \cdot T \quad \text{Gl. 9-5}$$

$a := \text{spez. Oberfläche } [m^2 / m^3]$

$T := \text{Demistertiefe } [m]$

Bild 9.15 zeigt die Näherungsfunktionen für den Druckverlustbeiwert, aufgetragen über der Reynoldszahl. Die Druckverlustbeiwerte für die Demister RHO-130-150, RHO-175-150, RHO-192-150 und RHO-240-150 sind neben den



experimentell untersuchten Demistern ebenfalls angegeben. Die Werte nehmen bei kleinen Reynoldszahlen etwa linear ab, während sich der Druckverlustbeiwert bei Reynoldszahlen größer 10000 kaum noch ändert. Der Betriebspunkt liegt wegen der Flutgrenze im Bereich von $\text{Re} > 8000$ im Übergangsgebiet zwischen laminarem und quadratischem Widerstandsgesetz.

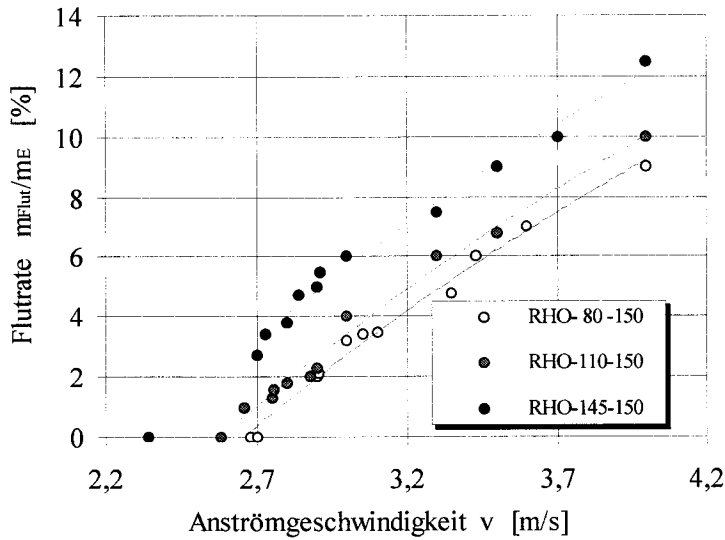
Bild 9.15 Druckverlustbeiwerte feuchter Demister über der Reynoldszahl

9.2.2 Gemessene Flutpunkte der Demister

Die Flutpunkte wurden für die horizontal durchströmten Demister derart bestimmt, daß die Anströmgeschwindigkeit kontinuierlich gesteigert wurde, bis erste Flüssigkeitstropfen am Abscheideraustritt beobachtet werden konnten. Die Durchmesser dieser Sekundärtropfen sind um Größenordnungen größer als der maximale Tropfendurchmesser am Eintritt. Die Tropfen wurden ca. 5 – 10 cm hinter dem Austritt des Demisters auf einer Glasplatte aufgefangen und das Tropfenvolumen mit einer kleinen Pipette bestimmt. Die Durchmesser der aufgefangenen Tropfen lagen zwischen 1 – 3 mm. Die Flutpunkte der Demister können analog zu den horizontal angeströmten Lamellenabscheidern durch eine Konstante K_{FL} angegeben werden. Die gemessenen Flutpunkte für die Demister sind in Tab. 9.4 enthalten. In den Experimenten konnte beobachtet werden, daß die Flutpunkte, je nach Demistertyp, bei Anströmgeschwindigkeiten im Bereich von $v = 1,8 - 2,7 \text{ m/s}$ liegen. Ist der Flutpunkt einmal überschritten worden, so muß die Anströmgeschwindigkeit auf ca. 80 - 90 % der Geschwindigkeit an der Flutgrenze gesenkt werden, um den Flutpunkt wieder zu verlassen.

Bild 9.16 zeigt die gemessenen Flutraten beim Überschreiten der Flutgrenze für die 150 mm tiefen Demister. Die Flutrate ist hier definiert als das Verhältnis von mitgerissenem Tropfenmassenstrom am Demisteraustritt zum eingespritzten Wassermassenstrom. Das Tropfenspektrum am Eintritt des Demisters wurde so eingestellt, daß der Primärabscheidegrad fast 100 % beträgt und der Feinanteil am Demisteraustritt somit keinen Einfluß auf das Meßergebnis besitzt. Aus Bild 9.16 geht hervor, daß die Flutrate zu Beginn annähernd linear mit der An-

strömgeschwindigkeit ansteigt. Liegt die Anströmgeschwindigkeit ca. 1 m/s oberhalb der Flutgrenze, werden ca. 8 % der zudosierten Tropfenmasse wieder aus dem Demister herausgerissen. Die Flutneigung der getesteten Demister steigt mit abnehmender Porosität und Demistertiefe.



Die Flutpunktkonstanten für die 100 mm tiefen Demister liegen im Vergleich zu den 150 mm tiefen Demistern ca. 30 % niedriger. Die Reichweite der großen Sekundärtropfen beträgt ungefähr 5 – 30 cm, so daß dieser Anteil praktisch als abgeschieden betrachtet werden kann. Dies kann sich natürlich dann ändern, wenn die mitgerissenen Tropfen in einen Bereich höherer Strömungsenergie gelangen können oder die Gasströmung kurz hinter den Abscheider vertikal nach unten geführt wird.

Bild 9.16 Gemessene Flutraten für die Demister RHO-(80-145)-150

Demistertyp	Anströmgeschwindigkeit am Flutpunkt v [m/s]	Flutpunktkonstante K_{FL} [kg/m ²]
RHO- 80-150	2,7	0,122
RHO-110-150	2,5	0,110
RHO-145-150	2,3	0,092
RHO- 80-100	2,1	0,074
RHO-110-100	2,0	0,067
RHO-145-100	1,8	0,056

Tab. 9.4 Gemessene Flutpunkte der Demister

Um die großen Flüssigkeitstropfen beim Fluten des Demisters aufzufangen, genügt ein einwelliger Tropfenfänger bzw. Lamellenabscheider.

9.2.3 Abscheidegrade der Demister

Mit den getesteten Demistern lassen sich Tropfen bei optimaler Auslegung, d.h. der Betriebspunkt liegt nahe an der Flutgrenze, Tropfen größer 10 µm fast vollständig abscheiden. Die Abscheideleistung verbessert sich mit wachsender Demistertiefe und abnehmender Porosität bzw. höherer Gestrickdichte. Der Einfluß der Porosität auf die Fraktionsabscheidegrade geht aus Bild 9.17 hervor. Dort sind die Fraktionsabscheidegrade für die 100 bzw. 150 mm tiefen Demister bei einer Anströmgeschwindigkeit von 0,8 m/s über dem Tropfendurchmesser dargestellt. Man erkennt deutlich, daß die Porosität für die 100 mm tiefen Demister einen größeren Einfluß auf die erzielten Fraktionsabscheidegrade besitzt als für die 150 mm tiefen Demister.

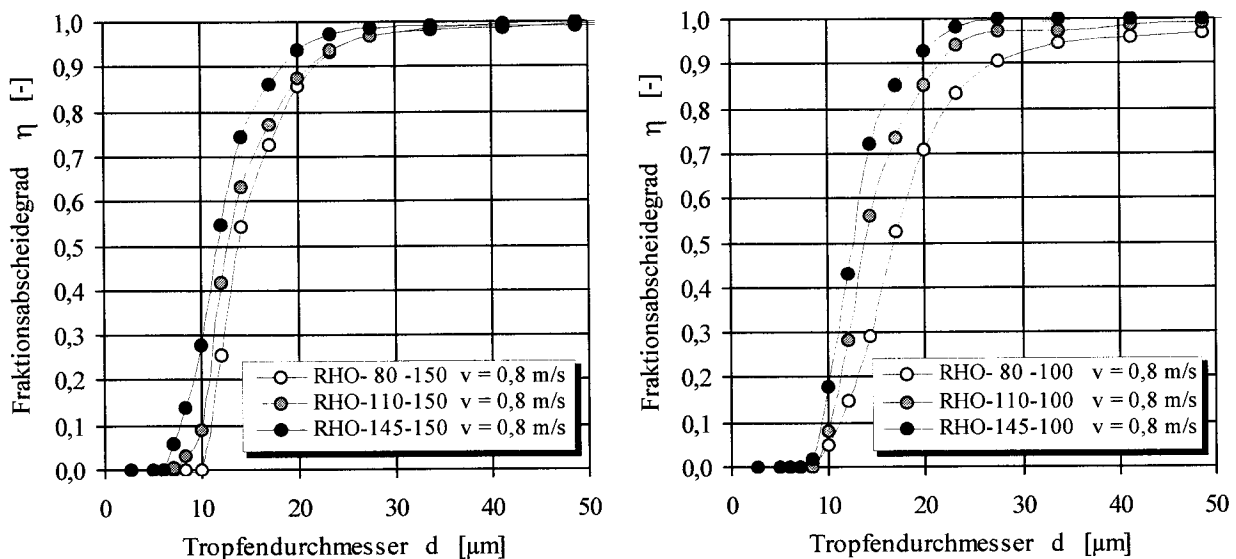
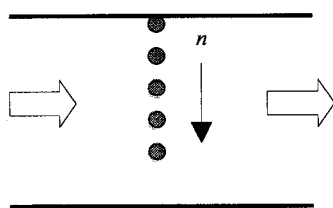
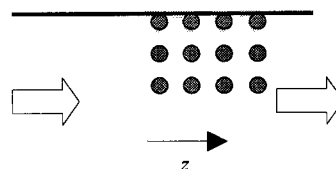


Bild 9.17 Einfluß der Porosität auf die Fraktionsabscheidegrade der Demister

Die Ursache dafür wird durch ein einfaches Gedankenmodell verständlich. Man stelle sich vor, daß ein Gasstrom - mit Tropfen von einheitlicher Größe beladen - durch eine einzige Lage quer gespannter Drähte (s. Bild 9.18) mit der Abscheidewahrscheinlichkeit des Einzeldrahtes η_i strömt. Der Abscheidegrad einer Lage $\eta_{(z=1, n)}$ ist dann direkt proportional zur Anzahl n der quer gespannten Drähte, bzw. umgekehrt proportional zur Porosität. Es wird weiter angenommen, daß die Tropfen hinter der 1. Lage im Gas homogen verteilt sind. Der Tropfenmassenstrom ist nun um den Faktor



$$\eta_{(z=1, n)} = n \cdot \eta_i$$



$$\eta_{(z, n)} = 1 - (1 - n \cdot \eta_i)^z$$

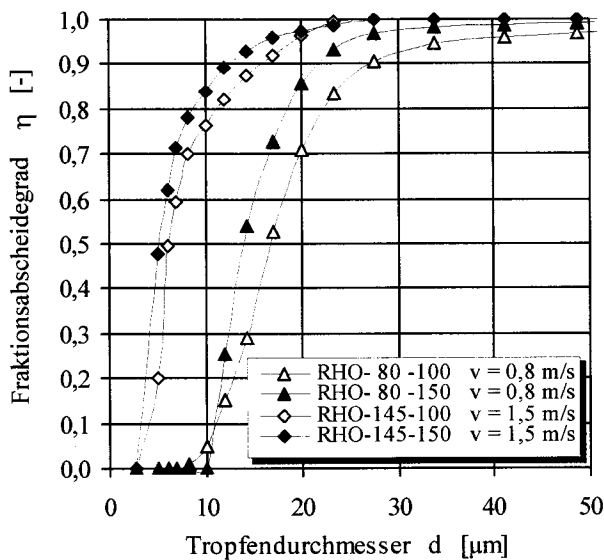
$m_T \eta_{(z=1, n)}$ geringer geworden. An den Drähten jeder weiteren Lage werden also immer weniger Tropfen abgeschieden. Bei unendlich vielen Lagen geht der Abscheidegrad gegen 1.

Bild 9.18 Tropfenabscheidung an quer gespannten Einzeldrähten

Übertragen auf den realen Demister folgt, daß bei einer hohen Gestrickdichte bzw. geringen Porosität die Tropfen vorwiegend im vorderen Teil des Demisters abgeschieden werden. Der hintere Teil wird mit nur wenigen Tropfen beaufschlagt, so daß dessen Wirksamkeit gering ist. Bei höherer Porosität nimmt die Abscheideleistung im vorderen Teil des Demisters ab, so daß

die Wirksamkeit im hinteren Teil zunimmt. Ist der Demister sehr flach, wird das gesamte Gestrickvolumen für die Tropfenabscheidung genutzt, und die Porosität hat einen nennenswerten Einfluß auf die Abscheideleistung. Ist der Demister sehr tief, hat dies bei hoher Gestrickdichte kaum Einfluß auf die Abscheideleistung. Beim Demistern mit geringer Gestrickdichte wird nun auch der hintere Teil des Gestricks mit Tropfen beaufschlagt. Die schlechtere Abscheideleistung im vorderen Teil wird mit der Nutzung des hinteren Gestrickvolumens teilweise kompensiert.

Diese Aussagen werden ebenfalls durch die Meßergebnisse, dargestellt in Bild 9.19, bestätigt. Dort sind die Fraktionsabscheidegrade für die Demistertypen RHO-80-100(-150) und RHO-145-100(-150) in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit dargestellt. Bei niedriger Anströmgeschwindigkeit und hoher Porosität dringen die Tropfen tiefer in den Demister ein und eine wachsende Demistertiefe verbessert die Abscheideleistung deutlich. Bei hoher Anströmgeschwindigkeit und geringerer Porosität werden die Tropfen vorwiegend im vorderen Teil des Gestricks abgeschieden, und die Demistertiefe hat kaum Einfluß auf die Wirksamkeit des Demisters. Bild 9.19 ist zu entnehmen, daß die Anströmgeschwindigkeit einen größeren Einfluß auf die Abscheideleistung hat als die Porosität oder die Demistertiefe. Durch die Gestrickdichte und die Demistertiefe erhöht sich die Anzahl der am Abscheidungsprozess beteiligten Drähte. Der Abscheidegrad wächst lediglich für die Tropfendurchmesser, die auch am Einzeldraht zu einem gewissen Anteil abgeschieden werden.



Um kleinere Tropfen abscheiden zu können muß die Abscheidewirksamkeit am Einzeldraht verbessert werden.

Bild 9.19 Einfluß der Gasgeschwindigkeit auf den Abscheidegrad

Diese resultiert aus der Massenträgheit des Tropfens bei der Umströmung des Drahtes. Eine Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit verbessert also die Abscheidewahrscheinlichkeit am Einzeldraht, so daß auch kleinere Tropfen abgeschieden werden (s. Bild 9.19). Erst bei sehr viel höherer Gestrickdichte ist durch den Sperreffekt und die höhere Geschwindigkeit im Gestrick ist ebenfalls mit einer deutlichen Verbesserung der Abscheidewirksamkeit zu rechnen.

Wie bei den Lamellenabscheidern können die Fraktionsabscheidegrade auch für die Demister über der Wurzel des Abscheideparameters Ψ_A aufgetragen werden. Als charakteristische Geometriegröße wird hier der Drahtdurchmesser im Abscheideparameter verwendet. In Bild 9.20 sind die gemessenen Fraktionsabscheidegrade bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten für alle Demister dargestellt. Zusätzlich ist eine Näherungsfunktion nach Gl. 9-6 enthalten, mit der die Fraktionsabscheidegrade unabhängig vom Demistertyp oder den Anströmbedingungen berechnet werden.

$$\eta(\sqrt{\Psi_A}) = x \cdot [1 - \exp(-1/x)] \quad \text{mit} \quad x = A_u \cdot \left(\sqrt{\Psi_A} \cdot \left(\frac{\sqrt[3]{d_{\text{Draht}} \cdot \mu^2 \cdot \sqrt{\rho}}}{\sqrt{\rho_L}} \right)_u \right)^n \quad \text{Gl. 9-6}$$

mit $A_u = 9 \cdot 10^{15}$ und $n = 4$

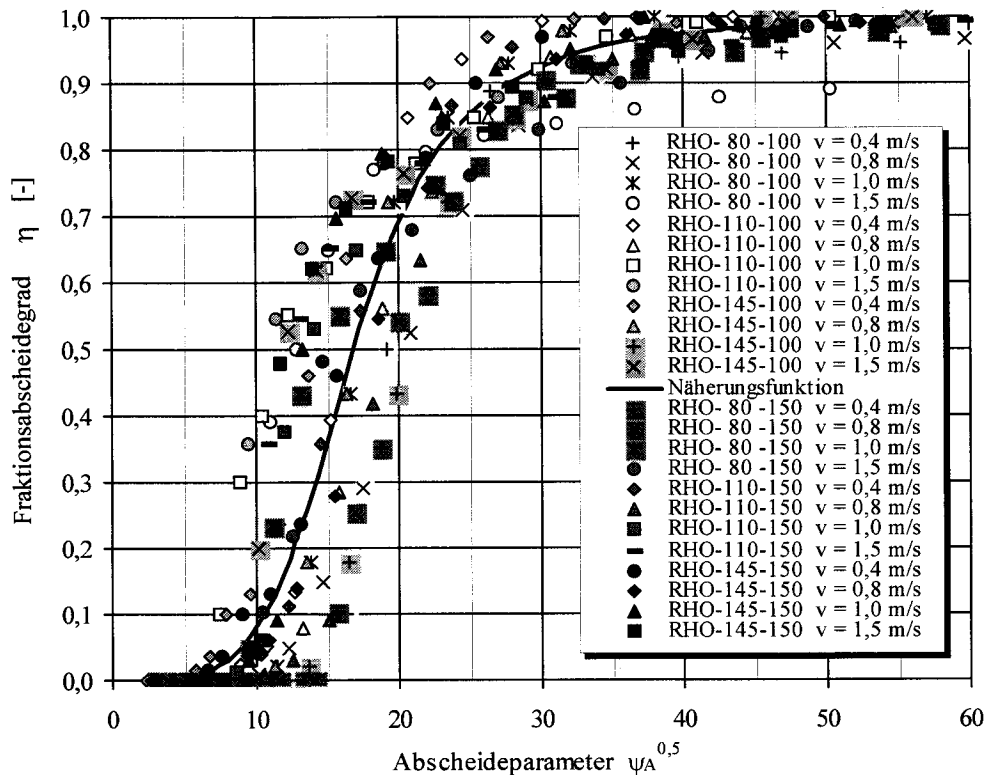


Bild 9.20 Gemessene Fraktionsabscheidegrade der Demister

Ähnlich wie die gemessenen Druckverluste streuen auch die Fraktionsabscheidegrade der Demister stärker als dies bei den Lamellenabscheidern der Fall ist. Besonders große Abweichungen treten im Bereich niedriger und mittlerer Abscheidegrade auf. Mit der Näherungsfunktion kann lediglich die Größenordnung der im Demister erzielten Fraktionsabscheidegrade bestimmt werden. Mögliche Gründe hierfür sind folgende:

- Fertigungstoleranzen bei der Gestrickherstellung: Die Gestrickmatten werden in die Demistergehäuse gepreßt, wobei mit bloßem Auge zu erkennen ist, daß gleiche Demistertypen örtlich eine unterschiedliche Porosität aufweisen. Die Abscheidergeometrie ist nicht so klar definiert und reproduzierbar, wie z.B. die eines Lamellenabscheiders.
- Unterschiedliche Wasserbeladung im feuchten Gestrick: Die Porosität ändert sich zeitlich infolge der Flüssigkeitsumlagerungen im Gestrick. Beim Lamellenabscheider hingegen hat das Abfließen der abgeschiedenen Flüssigkeit nur einen unwesentlichen Einfluß auf die Tropfenabscheidung.
- Das Übertragbarkeitsmodell in Gl. 9-6 ist nicht exakt gültig: Die Beziehung zwischen Druckverlust und abscheidbarem Tropfendurchmesser ($\Delta p^{1/3} \cdot d_x = \text{konstant}$) ist im Abscheideparameter enthalten, gilt aber nicht für alle Demistertypen. In Tab. 9.1 sind die aus den Messungen berechneten Bürkholzkonstanten K_{50} und K_{95} angegeben. Es ist zu erkennen, daß die Werte der Demister mit der höchsten Porosität (RHO-80-100 bzw. RHO-80-150) deutlich über denen der anderen Demister liegen. Das bedeutet, daß diese Typen bei gleichem Druckabfall schlechter abscheiden, bzw. bei gleicher Abscheideleistung einen höheren Druckabfall produzieren.

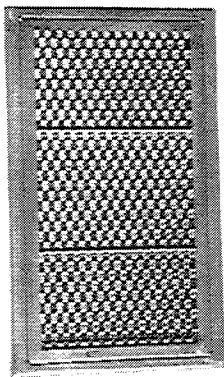
Abscheidertyp	Bürkholzkonstante K_{50} bzw. K_{95} [mbar ^{1/3} · μ m]	Druckverlust um Tropfen mit 20 μ m zu 50 % bzw. 95 % abzuscheiden [mbar]
RHO- 80-100	6,00 bzw. 11,8	0,027 bzw. 0,21
RHO-110-100	5,65 bzw. 10,3	0,022 bzw. 0,14
RHO-145-100	5,50 bzw. 10,0	0,020 bzw. 0,12
RHO- 80-150	4,65 bzw. 12,0	0,013 bzw. 0,22
RHO-110-150	4,10 bzw. 11,6	0,009 bzw. 0,19
RHO-145-150	3,95 bzw. 10,8	0,020 bzw. 0,16

Tab. 9.5 Kennwerte der getesteten Demister unter Umgebungsbedingungen

Aus Bild 9.20 geht ebenfalls hervor, daß die Meßwerte für die 150 mm tiefen Demister etwas weniger streuen als die der 100 mm tiefen Demister. Durch die höhere Anzahl an Gestrickmatten im 150 mm tiefen Demister heben sich mögliche Unregelmäßigkeiten innerhalb des Gestricks zum Teil wieder auf.

Um die Fraktionsabscheidegrade genauer zu bestimmen ist der Abscheideparameter mit den in Tab. 9.5 angegebenen Bürkholzkonstanten K_{50} für die verschiedenen Demistertypen zu berechnen. Anschließend wird die Konstante A_u mit Hilfe der Bürkholzkonstanten ermittelt, und die Fraktionsabscheidegradkurven können nach Gl. 9-6 für unterschiedliche Randbedingungen berechnet werden.

9.3 Experimentelle Untersuchungen zur Wirksamkeit von Wellblechabscheidern



Es wurden zwei Arten von Wellblechabscheidern getestet. Die einfachere Ausführung, nachfolgend Wellbandabscheider genannt, besteht lediglich aus einer Lage von ca. 0,8 cm breiten, im Abstand von 0,8 cm nebeneinander liegenden Wellblechen. Der Wellbandabscheider, dargestellt in Bild 9.21, wurde so eingebaut, daß die Wellen vertikal verlaufen, und die auf der Oberfläche agglomerierte Flüssigkeit ablaufen kann. Der zweite Wellblechabscheider, nachfolgend Schraubenwellbandabscheider genannt, besteht aus zwei parallel angeordneten Wellbandabscheidern, zwischen denen mehrere schraubenförmig gedrehte Wellblechstreifen eingebaut sind. Beide Abscheider wurden horizontal durchströmt getestet.

Bild 9.21 Wellbandabscheider

9.3.1 Druckverluste der Wellblechabscheider

Die Druckverlustgesetze können für beide Wellblechabscheider durch rein quadratische Widerstandsgesetze beschrieben werden. Der Druckverlustbeiwert ist fast unabhängig von der Reynoldszahl und der Tropfenbeladung am Abscheideeintritt. Aus den Messungen ergaben sich folgende Mittelwerte für den Druckverlustbeiwert:

	ζ
Wellbandabscheider:	16
Schraubenwellbandabscheider:	43

9.3.2 Flutpunkte der Wellblechabscheider

Der Wellbandabscheider flutet unter den gegebenen Randbedingungen (Luft, 1 bar, 20 °C) bei einer Anströmgeschwindigkeit von ca. 1,7 m/s. Der Verlauf der Flutrate in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit (s. Bild 9.22) ist sehr steil, so daß sich bei einer Steigerung der Anströmgeschwindigkeit um 0,25 m/s schon eine Flutrate R von 10 % ergibt. Diese steile Charakteristik liegt in der geringen Bautiefe begründet. Der Schraubenwellbandabscheider flutet schon bei einer deutlich geringeren Anströmgeschwindigkeit von ca. 1 m/s. Durch die größere Bautiefe ist der Verlauf der Flutrate über der Anströmgeschwindigkeit hier flacher als beim Wellbandabscheider. Bei einer Steigerung der Anströmgeschwindigkeit um 0,25 m/s ergibt sich eine Flutrate R von ca. 4 %. Daß der Schraubenwellbandabscheider schon bei kleineren Anströmgeschwindigkeiten flutet, ist darauf zurückzuführen, daß die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Abscheider selbst - durch die Einbauten zwischen den Wellblechen - höher ist als beim Wellbandabscheider. Erst bei Anströmgeschwindigkeiten oberhalb von 2 m/s liegt die Flutrate beim Schraubenwellbandabscheider unterhalb der des einfachen Wellbandabscheider. Die Tropfengrößen der Sekundärtropfen beim Überschreiten der Flutgrenze liegen für beide Abscheidertypen im Bereich von $0,5 \text{ mm} < d < 1 \text{ mm}$. Der Flutpunkt kann für die getesteten Wellblechabscheider bei horizontaler Anströmung durch eine Konstante K_{FL} angegeben werden:

$$K_{FL} = (\rho/\rho_L)/\sigma_L \cdot v^2$$

Wellbandabscheider 0,054

Schraubenwellbandabscheider 0,026

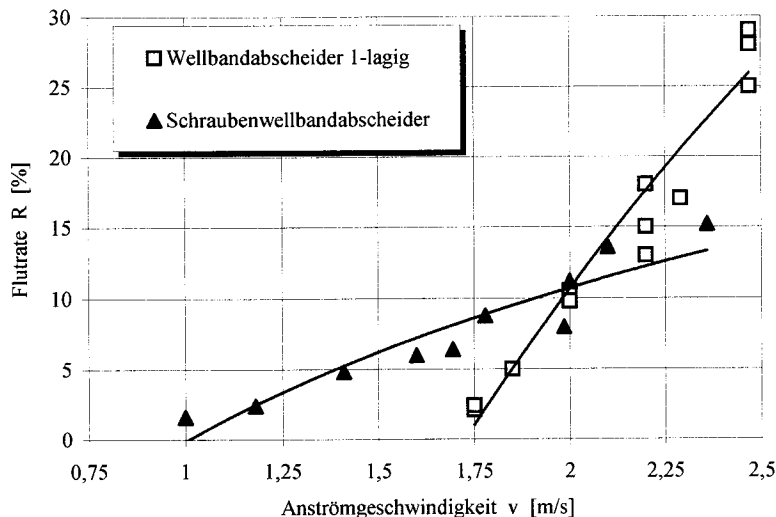


Bild 9.22 Flutraten über Anströmgeschwindigkeit

9.3.3 Gemessene Abscheidegrade der Wellblechabscheider

Die Fraktionsabscheidegradkurven des Wellbandabscheiders, dargestellt in Bild 9.23, verlaufen im Bereich großer Tropfen ($d > 40 \mu\text{m}$) sehr flach, bei Tropfengrößen von ca. $160 \mu\text{m}$ besitzen die Fraktionsabscheidegrade - unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit - schwache, relative Minima. Kleine Tropfen ($d < 20 \mu\text{m}$) werden im Verhältnis zum baulichen Aufwand des Abscheiders sehr gut abgeschieden. Die Ursache ist, daß der Wellbandabscheider kleine Trop-

fen zu größeren agglomeriert. Die Durchmesser der agglomerierten Tropfen liegen etwa eine Zehnerpotenz über denen am Abscheidereintritt, also im Bereich von $d = 100 \mu\text{m} - 200 \mu\text{m}$. Hierdurch werden relativ geringe Abscheidegrade im Bereich der oben genannten Tropfengrößen vorgetäuscht. Die Abscheideleistung des Wellbandabscheiders ist im Verhältnis zum Druckabfall eher gering.

Beim Schraubenwellbandabscheider werden die hinter dem 1. Wellblech agglomerierten Tropfen an den Schrauben zwischen den Blechen oder dem hinteren Wellblech fast vollständig abgeschieden. Die Fraktionsabscheidegrade sind in Bild 9.24 über dem Tropfendurchmesser dargestellt. Tropfen größer $50 \mu\text{m}$ wurden am Austritt dieses Abscheidertyps nicht gemessen. Bezogen auf den Druckabfall scheidet der Schraubenwellbandabscheider hervorragend ab, was die niedrigen Bürkholzkonstanten in Tab. 9.6 belegen. Nachteilig ist, daß die Flutgrenze keine hohen Anströmenenergien erlaubt. Ein sinnvoller Einsatz ist bei üblichen Anströmgeschwindigkeiten von 1 bis 3 m/s nur bei Nachschaltung eines Tropfenfängers gegeben.

Abscheidertyp	K_{50}	K_{95}
Wellbandabscheider	14 (bei $v = 0.5 \text{ m/s}$)	60 (bei $v = 0.5 \text{ m/s}$)
	7 (bei $v = 2 \text{ m/s}$)	130 (bei $v = 2 \text{ m/s}$)
Schraubenwellbandabscheider	7 (bei $v = 0.5 \text{ m/s}$)	13 (bei $v = 0.5 \text{ m/s}$)
	3 (bei $v = 1 \text{ m/s}$)	21 (bei $v = 1 \text{ m/s}$)

Tab. 9.6 Bürkholzkonstanten der Wellblechabscheider

Im Vergleich zu den Demistern sind die Bürkholzkonstanten stark abhängig von der Reynoldszahl. Die Konstante K_{50} sinkt mit zunehmender Anströmenenergie, während K_{95} stark ansteigt. Dies liegt an der Sekundärtropfenbildung bei der Tropfenagglomeration. Die hohen Bürkholzkonstanten K_{95} weisen bereits darauf hin, daß der Wellbandabscheider nur als Agglomerator sinnvoll einzusetzen ist.

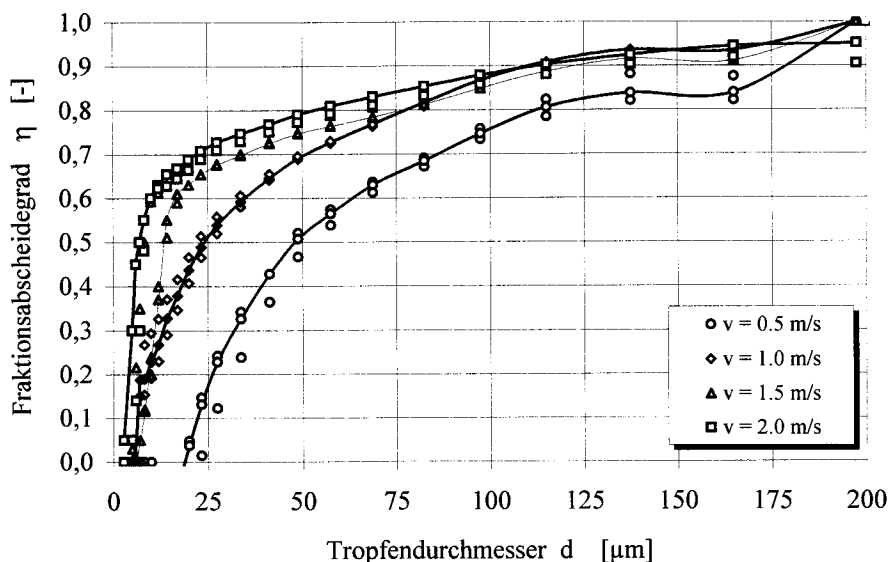


Bild 9.23 Fraktionsabscheidegrade des Wellbandabscheiders

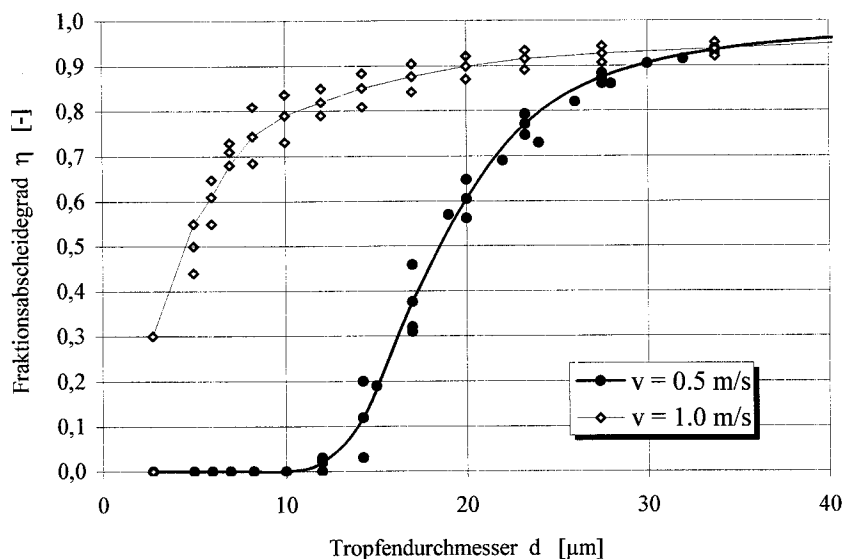
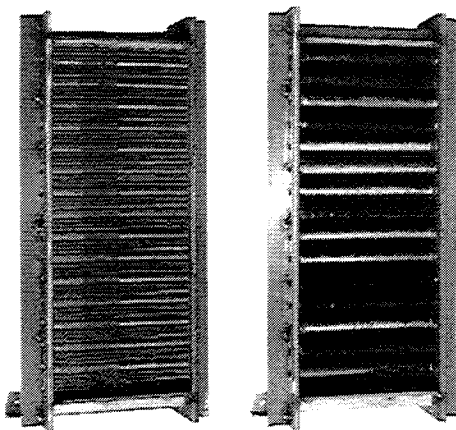


Bild 9.24 Fraktionsabscheidegrade des Schraubenwellbandabscheiders

9.4 Tropfenabscheidung in Wärmeübertrager-Bündeln

Zur Finanzierung unserer Forschungsvorhaben wurden umfangreiche Studien zur Tropfenabscheidung in Luftzerlegungsanlagen durchgeführt. Bei der mehrstufigen Luftzerlegung bilden sich in den Kühlern der ersten Stufen kleine Tropfen, die abgeschieden werden müssen, bevor



sie in den Verdichter gelangen. Die Tropfen entstehen in der Nähe der Kühloberfläche, und werden im Kühler selbst teilweise abgeschieden bzw. agglomeriert. Aufgrund der engen Geometrieverhältnisse und dem hohen Druckverlust im Kühler ist zu vermuten, daß ein Kühler gleichzeitig auch ein guter Abscheider sein wird. Ein ähnliches Verhalten ist auch für den Helixdampferzeuger zu erwarten. Es wurden zwei Wärmeübertragerbündel, dargestellt in Bild 9.25, mit 3 hintereinander liegenden Rohrreihen getestet. Beim Platefinbündel (links) sind die Rohre durch profilierte, parallele Platten gesteckt, beim Rippenrohrbündel sind kreisförmige Rippen auf die Rohroberfläche gepreßt.

Bild 9.25 Wärmeübertrager-Bündel

		Rippenrohr-Bündel	Platefin-Bündel
Anzahl an hintereinander liegenden Rohrreihen	n	3	3
Rohranordnung		60°, versetzt	60°, versetzt
Rohrdurchmesser	d_R [mm]	18	13
Rohrteilung	t_R [mm]	32,5	31,75
Höhe der Rippen bzw. Platefins	H [mm]	7	500
Dicke der Rippen bzw. Platefins	D [mm]	0,25	0,15
Teilung der Rippen bzw. Platefins	t [mm]	1,75	1,65
Anzahl der Rippen bzw. Platefins	Z [1/m]	500	550
Flächenverhältnis	A_{eng} / A_{An}	0,392	0,541

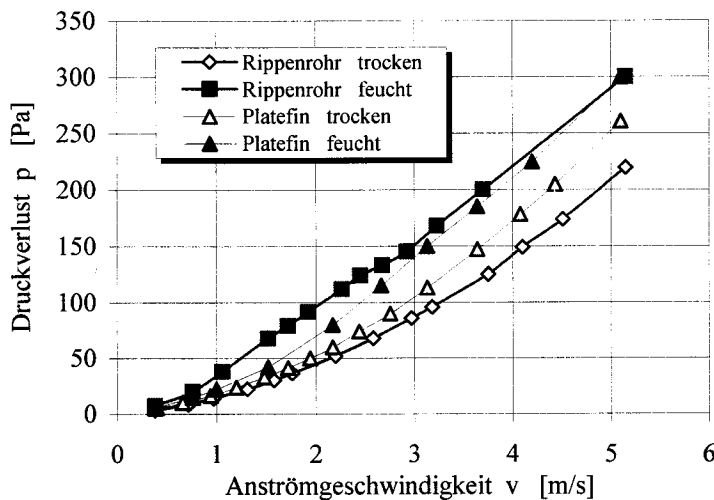
Tab. 9.7 Hauptdaten der getesteten Wärmeübertrager-Bündel

9.4.1 Druckverlust und Flutpunkt

Die gemessenen Druckverluste beziehen sich auf die Anströmbedingungen am Bündeleintritt, wobei die Druckabfälle der Zu- und Abströmung enthalten sind. Die getesteten Bündel bestehen aus nur drei hintereinander liegenden Rohrreihen, so daß der Anteil von Zu- und Abströmung am Gesamtdruckabfall relativ hoch ist. In den Meßreihen konnte in weiten Bereichen keine signifikante Abhängigkeit des Druckabfalls von der Flüssigkeitsbeladung festgestellt werden. Dabei wurden Beladungen von $0,5 \% < L/G < 5 \%$ eingestellt. Gleiches gilt auch für die gemessenen Flutpunkte. Entscheidend ist wohl, daß sich das Bündel auch bei geringer Beladung des Gases zunächst mit Flüssigkeit füllt, bis die dem Bündel zugeführte Flüssigkeitsmenge und die abgeführte Flüssigkeitsmenge etwa gleich groß sind. Eine zunehmende Speicherkapazität der Bündel bei hoher Gasbeladung konnte nicht festgestellt werden.

Es war zu beobachten, daß die Flüssigkeit im Rippenrohrbündel bei langsamer Anströmgeschwindigkeit in den Spalten zwischen den Rippen festgehalten wird, wodurch das feuchte Rippenrohrbündel einen etwa doppelt so hohen Druckabfall erzeugt wie das trockene Bündel. In Bild 9.27 ist das Verhältnis von Druckabfall bei feuchtem Bündel zum Druckabfall beim trockenen Bündel dargestellt. Steigert man die Anströmgeschwindigkeit auf Werte oberhalb von $v = 2 \text{ m/s}$, wird die Flüssigkeit aus den Spalten herausgerissen, und der Widerstandsbeiwert nimmt deutlich ab. Das Verhältnis der Druckverluste bei feuchtem und bei trockenem Bündel nimmt dadurch ebenso ab. Diese Charakteristik wird in dem steilen Abfall des Widerstandsbeiwertes in Bild 9.28 im Bereich niedriger Anströmgeschwindigkeiten wiedergegeben.

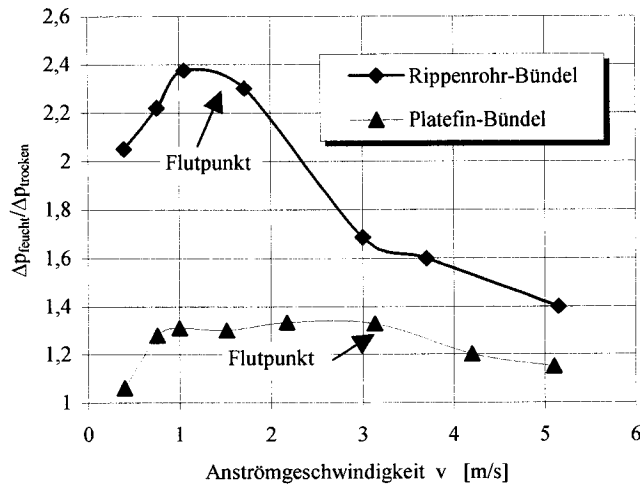
Im Platefinbündel läuft die Flüssigkeit aufgrund der vertikal durchgehenden Kanäle auch bei niedriger Anströmgeschwindigkeit gut ab. Bei Geschwindigkeiten unterhalb von $v = 0,5 \text{ m/s}$ ist der Unterschied zwischen feuchtem und trockenem Bündeldruckabfall gering. Erst wenn die



Flüssigkeit schneller in das Bündel transportiert wird als sie ablaufen kann, liegt der Druckabfall des feuchten Bündels etwa 20 - 30 % über dem des trockenen Bündels. Wird der Flutpunkt überschritten (ab $v = 3 \text{ m/s}$), so nimmt das Verhältnis von feuchtem zu trockenem Bündeldruckabfall wieder ab. Die Ursache liegt in der höheren Porosität im Bündel beim Überschreiten der Flutgrenze. Aus Bild 9.26 ist zu erkennen, daß der Druckabfall im trockenen Rippenrohrbündel um etwa 20-30 % niedriger ist als der im trockenen Platefinbündel.

Bild 9.26 Gemessener Druckabfall in den Wärmeübertrager-Bündeln

Der Grund dafür ist, daß das Platefinbündel eine größere Oberfläche besitzt und deshalb höhere Druckabfälle infolge Reibung produziert. Dieser Sachverhalt geht auch aus dem stärkeren Abfall der Widerstandsbeiwerte in Bild 9.28 bei kleinen Reynoldszahlen bzw. Anströmgeschwindigkeiten hervor. Für die feuchten Bündel kehrt sich dieser Sachverhalt um, da, wie bereits erwähnt, bei niedrigen Anströmgeschwindigkeiten der Flüssigkeitsablauf im Rippenrohr nicht gut funktioniert. Bei Anströmgeschwindigkeiten unterhalb von $v = 2,5 \text{ m/s}$ erzeugt das Rippenrohrbündel deutlich höhere Druckabfälle als das Platefinbündel.



Da das Rippenrohrbündel bei Anströmgeschwindigkeiten von $v > 1,7$ m/s flutet, wodurch der Druckverlustbeiwert deutlich abnimmt, nähern sich die Druckabfälle von Rippenrohr- und Platefinbündel einander. Betreibt man beide Bündel weit oberhalb der Flutgrenze, so ergeben sich in etwa identische Druckverluste. Es ist zu vermuten, daß bei Anströmgeschwindigkeiten über $v = 6$ m/s die Druckabfälle im Platefinbündel wieder über denen im Rippenrohrbündel liegen. Diese Verhältnisse konnten aufgrund der Beschränkung durch die Gebläseleistung im Experiment nicht eingestellt werden.

Bild 9.27 $\Delta p_{\text{feucht}} / \Delta p_{\text{trocken}}$ über Anströmgeschwindigkeit

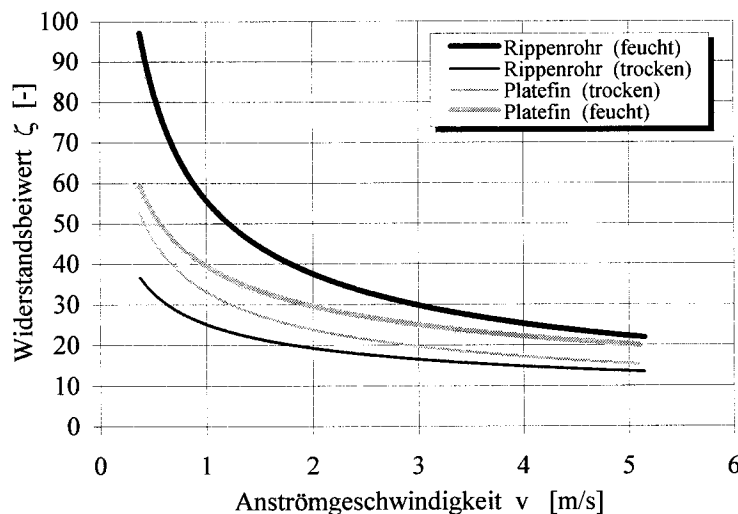


Bild 9.28 Widerstandsbeiwerte ζ über Anströmgeschwindigkeit

Der Druckverlust und die Flutgrenze können mit folgenden Näherungsgleichungen berechnet werden:

Widerstandsbeiwert für das Rippenrohrbündel:

$$\zeta_{\text{trocken}} = \frac{547}{\text{Re}^{0,384}} \quad \text{bzw.} \quad \zeta_{\text{feucht}} = \frac{5423}{\text{Re}^{0,572}} \quad \text{mit} \quad \text{Re} = \frac{v \frac{A}{A_{\text{eng.}}} \cdot d_R \cdot \rho}{\mu} \quad \text{Gl. 9-7}$$

Widerstandsbeiwert für das Platefinbündel:

$$\zeta_{\text{trocken}} = \frac{600}{\text{Re}^{0,4}} \quad \text{bzw.} \quad \zeta_{\text{feucht}} = \frac{850}{\text{Re}^{0,417}} \quad \text{mit} \quad \text{Re} = \frac{v \frac{A}{A_{\text{eng.}}} \cdot d_R \cdot \rho}{\mu} \quad \text{Gl. 9-8}$$

Flutgrenze:

$$K^* = (\rho/\rho_L)/\sigma_L \cdot v^2,$$

$$K^*_{\text{Rippenrohr}} = 0,053$$

$$K^*_{\text{Platefin}} = 0,148$$

9.4.2 Gemessene Abscheidegrade der Bündel

Die Fraktionsabscheidegrade wurden für drei ausgewählte Geschwindigkeiten gemessen, wobei die Flutgrenze nicht überschritten wurde. Die Fraktionsabscheidegrade sind in Bild 9.29 über dem Tropfendurchmesser aufgetragen. Das Platefinbündel weist etwas höhere Fraktionsabscheidegrade auf als das Rippenrohrbündel, obwohl es im feuchten Betrieb niedrigere Druckverluste produziert. Dafür können zwei Gründe genannt werden. Zum einen ist der Rohrdurchmesser kleiner als beim Rippenrohr, so daß die Abscheidung durch die schärfere Strömungsumlenkung verbessert wird. Zum anderen befindet sich das Rippenrohr unter den eingestellten Bedingungen noch nicht an der Flutgrenze. Dies hat zur Folge, daß die Rippenflächen für die Tropfenabscheidung teilweise unwirksam sind, da die Flüssigkeit, wie schon erwähnt, schlecht aus den Zwischenräumen ablaufen kann.

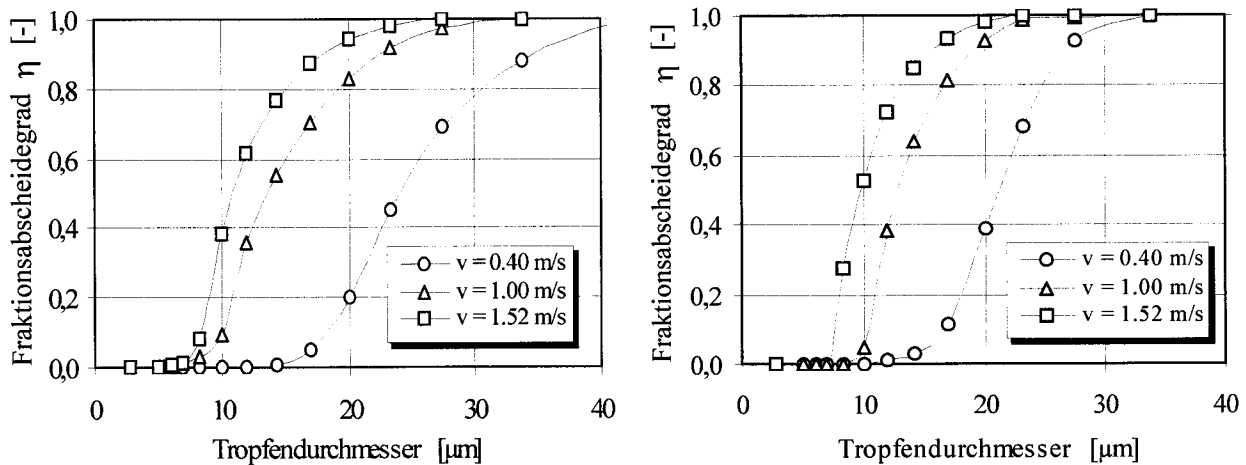


Bild 9.29 Fraktionsabscheidegrade der Bündel (links: Rippenrohr, rechts: Platefin)

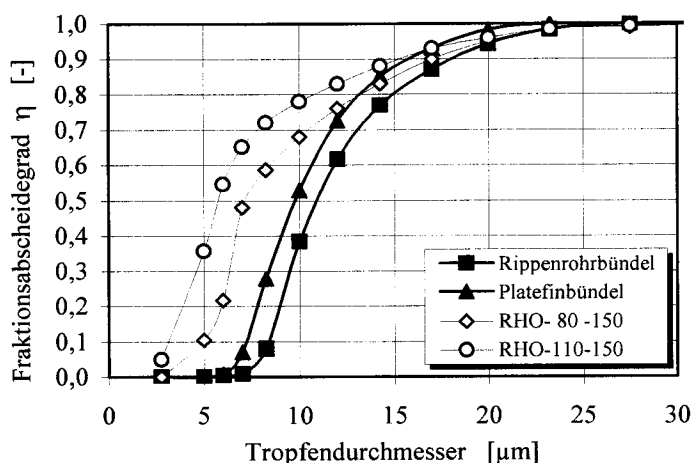


Bild 9.30 Fraktionsabscheidegrade der Bündel im Vergleich zum Demister

Das Platefinbündel flutet bei wesentlich höherer Anströmenergie und scheidet zudem Tropfen größer $d = 20 \mu\text{m}$ fast vollständig ab. Es besteht also die Möglichkeit, daß ein hinter dem Bündel angeordneter Tropfenabscheider kaum mit Tropfen beaufschlagt wird. In diesen Fällen kann der Tropfenabscheider eingespart werden, sofern die Flüssigkeit vom Bündel aus in einen strömungsberuhigten Raum geleitet und abgeführt werden kann.

Für beide Bündel gilt, daß ein Abscheider für Grobtropfen hinter dem Bündel in den meisten Fällen ausreichen wird, da die gebildeten Sekundärtropfen bei Überschreiten der Flutgrenze größer als 200 μm sind (meist sogar größer als 1mm) und somit z.B. kein Problem für einen nachgeschalteten Lamellenabscheider darstellen. Nur bei sehr niedriger Anströmenergie könnte die Abscheideleistung im Bereich kleiner Tropfen ($d < 20 \mu\text{m}$) nicht ausreichen. Diese Verhältnisse widersprechen meist einer vernünftigen Auslegung eines Wärmeübertragers. Bild 9.30 zeigt die Fraktionsabscheidegrade der Bündel und der Demister RHO-80-150 bzw. RHO-110-150 im Vergleich bei einer Anströmgeschwindigkeit von $v = 1,52 \text{ m/s}$. Die Abscheideleistung von Tropfen größer 15 μm ist für alle betrachteten Abscheider von gleicher Größenordnung. Nur bei Tropfengrößen kleiner 10 μm weisen die Demister deutlich bessere Abscheideleistungen auf. Die Demister scheiden über ein großes Tropfenspektrum gut ab, während die Bündel etwas schärfer trennen.

9.5 Kombiabscheider

Der Kombiabscheider bestehen aus mehreren, hintereinander geschalteten Abscheider-elementen, dessen Funktionsweise am Beispiel eines zweistufigen Kombiabscheiders, bestehend aus einem Demister und einem nachgeschalteten Lamellenabscheider, erläutert wird. In der 1. Stufe (Demister) werden größere Tropfen abgeschieden bzw. kleine Tropfen zu größeren Sekundärtropfen agglomeriert, die anschließend in der 2. Stufe (Lamellenabscheider) abgeschieden werden. Der Agglomerator muß einen hohen Auftreffgrad besitzen, wobei der Flutpunkt überschritten werden darf. Als 2. Stufe sind Lamellenabscheider wegen ihrer geringen Flutneigung geeignet. Die Abscheideleistung des Kombiabscheiders wird hauptsächlich durch den Agglomerator bestimmt. Das Flutverhalten ist durch die Wahl des nachgeschalteten Lamellenabscheiders festgelegt. Der Kombiabscheider verbindet also die Vorteile eines Demisters mit den positiven Eigenschaften eines Lamellenabscheiders.

Vorteile:

- Höhere Abscheideleistungen, bei geringerem Druckverlust.
- Breiteres Einsatzgebiet durch die geringe Flutneigung.

Nachteile:

- Größerer Platzbedarf.
- Höhere Investitionskosten.

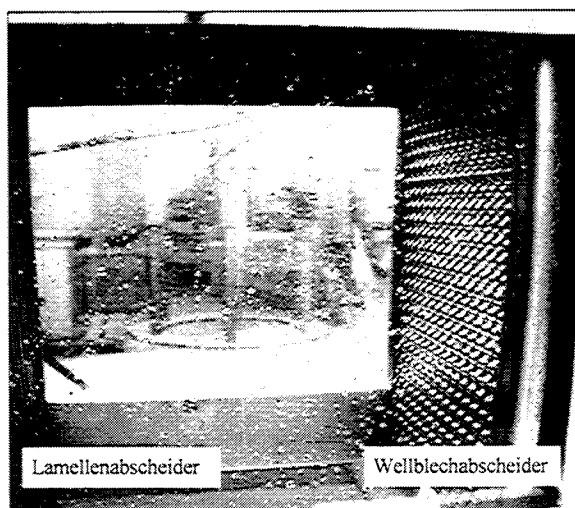


Bild 9.31 Tropfenagglomeration im Wellbandabscheider

Bild 9.31 zeigt die Reihenschaltung von Wellblechabscheider und Lamellenabscheider Typ Le02 eingebaut in die Meßstrecke der Seat-Versuchsanlage. Das Bild bezieht sich auf eine Anströmgeschwindigkeit von 4 m/s. Man erkennt deutlich die Agglomerationswirkung des Wellbandabscheiders, an dessen Austritt vorwiegend Tropfen größer 2 mm vorliegen. Ein ähnliches Tropfenspektrum ist auch beim Fluten eines Demisters zu beobachten. Um diese großen Tropfen abzuscheiden, eignen sich einfache Lamellenabscheider. Sofern hinter dem Agglomerator ausreichend Platz zur Verfügung steht, genügt sogar eine einfache Ablaufrinne.

Die Sekundärtropfen waren im Experiment groß genug, so daß sie bereits im ca. 30 cm breiten Spalt zwischen Wellband und Lamellenabscheider durch Sedimentation abgeschieden wurden.

Wie bereits erwähnt, kann die Flutgrenze des Kombiabscheiders mit dem Flutpunktgesetz des nachgeschalteten Lamellenabscheiders nach Gl. 9-1 berechnet werden. Der zu erwartende Druckverlust entspricht in etwa der Summe der Druckverluste in den einzelnen Stufen. Die Fraktionsabscheidegrade des 2-stufigen Kombiabscheiders können näherungsweise berechnet werden, wobei die Abscheidecharakteristik der beiden Abscheiderstufen bekannt sein muß. Für den Fraktionsabscheidegrad des Kombiabscheiders gilt folgende Beziehung:

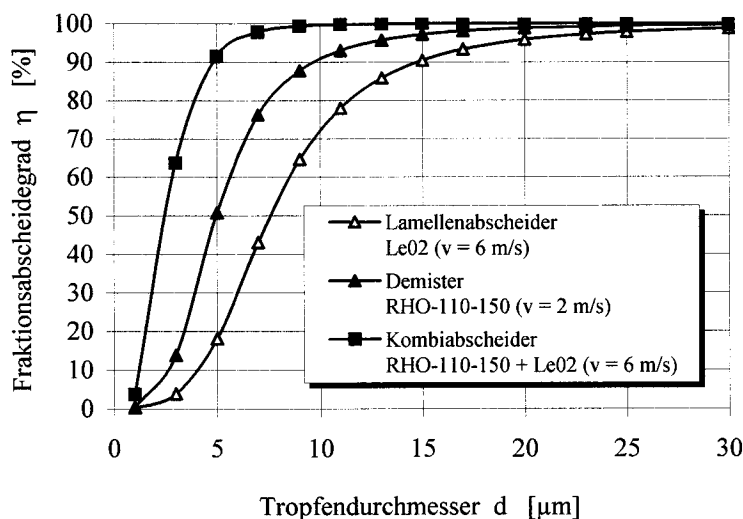
$$\eta(d)_{\text{Kombi}} = \eta(d)_{\text{Stufe 1}} + (1 - \eta(d)_{\text{Stufe 1}}) \cdot \eta(d)_{\text{Stufe 2}}$$

Gl. 9-9

Um den Vorteil des Kombiabscheiders zu verdeutlichen werden die Fraktionsabscheidegrade für drei Tropfenabscheider unter Umgebungsbedingungen miteinander verglichen:

- | | | |
|-----------------------|--------------------|---|
| 1. Lamellenabscheider | Typ: Le02 | $v_{\text{Flut}} = 7,2 \text{ m/s}$ (Luft bei 20°C und 1 bar) |
| 2. Demister Typ: | RHO-110-150 | $v_{\text{Flut}} = 2,6 \text{ m/s}$ (Luft bei 20°C und 1 bar) |
| 3. Kombiabscheider | RHO-110-150 + Le02 | $v_{\text{Flut}} = 7,2 \text{ m/s}$ (Luft bei 20°C und 1 bar) |

Die Anströmgeschwindigkeit soll für jeden Abscheider etwa 20 % unterhalb der Geschwindigkeit am Flutpunkt v_{Flut} liegen. In Bild 9.32 sind die Fraktionsabscheidegrade der einzelnen Abscheidertypen über dem Tropfendurchmesser dargestellt. Der Lamellenabscheider wird mit ca.



6 m/s angeströmt. Bei dieser Geschwindigkeit werden Tropfen von 10 μm Durchmesser zu 70 % abgeschieden. Der Demister wird mit etwa 2 m/s angeströmt, wobei Tropfen von 10 μm zu 90 % abgeschieden werden. Höhere Abscheideleistungen sind mit dem Demister aufgrund der Flutgrenze nicht möglich. Mit dem Kombiabscheider werden Tropfendurchmesser von 10 μm fast vollständig abgeschieden, da der Demister nun mit 6 m/s angeströmt werden darf.

Bild 9.32 Vergleich der Abscheidegrade verschiedener Tropfenabscheider

Tropfendurchmesser von 5 μm werden zu gut 90 % abgeschieden. Noch höhere Abscheideleistungen lassen sich dadurch erzielen, indem die Anströmfläche des Demisters verkleinert wird oder ein Demister mit geringerer Porosität verwendet wird.

10 Einbau von Tropfenabscheidern in den Primärkreis des HTR-Modul

Obwohl die Betrachtungen in Kap. 8 gezeigt haben, daß Tropfen größer 30 µm im Primärkreis unter allen denkbaren Störfallannahmen nahezu vollständig abgeschieden werden, ist der Einbau zusätzlicher Abscheider im Primärkreis den in Kap. 8 genannten Gründen sinnvoll. Diese seien hier nochmals kurz genannt:

1. Verbesserung der Abscheideleistung,
2. Konzentration des abgeschiedenen Wassers an einem Ort,
3. Vermeidung der Tropfenverdampfung, sofern die Tropfen kurz nach ihrer Entstehung abgeschieden werden (Tropfenabscheider im Bodenbereich des Dampferzeugers),
4. Reduzierung der Störfalldauer, indem das gesammelte Wasser den Primärkreis unterbricht (Tropfenabscheider im Bodenbereich des Dampferzeugers),
5. Hohe Zuverlässigkeit und Glaubwürdigkeit, da Tropfenabscheider in der Industrie seit Jahrzehnten zur Reinigung von Gasen eingesetzt werden,
6. Inhärente Wirkungsweise.

Der Tropfenabscheider muß so in den Primärkreis integriert werden, daß die Funktion aller Reaktorkomponenten nicht durch die Abscheidergeometrie beeinträchtigt wird. Die Frage, welche Bereiche des Primärkreises für den Einbau eines Tropfenabscheiders geeignet sind, hängt vom Abscheidertyp ab. Der Tropfenabscheider sollte im Störfall möglichst im Auslegungspunkt arbeiten, d.h. einerseits ist eine gewisse Anströmenergie notwendig, damit der Abscheider wirksam arbeitet, andererseits sollte der Flutpunkt nicht überschritten werden. Es muß folglich genug Raum zur Verfügung stehen, um die notwendige Anströmfläche bereitzustellen. Da die Bedingungen, unter denen der Tropfenabscheider im Störfall arbeiten soll, nicht genau bekannt sind, eignen sich besonders Abscheider, die einen großen Betriebsbereich besitzen, wie z.B. der Lamellenabscheider oder ein zweistufiger Kombiabscheider. Bei niedriger Anströmenergie reicht die Abscheideleistung eines vorgeschalteten Demisters oder Wellbandabscheider aus um den gewünschten Grenztropfen abzuschneiden. Bei hoher Anströmenergie verhindert der nachgeschaltete Lamellenabscheider, daß der Flutpunkt überschritten wird.

Der Einbauort muß weiterhin so gestaltet sein, daß die abgeschiedene Flüssigkeit sicher in einen strömungsberuhigten Raum geleitet werden kann. Es muß gewährleistet sein, daß der Tropfenabscheider, wie im SEAT-Experiment, gleichmäßig angeströmt wird. Die Abscheideleistung und das Flutverhalten können nur dann auf die im Primärkreislauf des HTR-Modul vorherrschenden Strömungsbedingungen übertragen werden.

Der Primärkreislauf besteht im wesentlichen aus zwei großen Behältern, die über eine Koaxialleitung miteinander verbunden sind. Der Ringspalt der Koaxialleitung scheidet aufgrund der kleinen Anströmfläche als Einbauort aus. Die Flutgrenze würde selbst bei Verwendung eines Lamellenabscheiders in jedem Falle überschritten. Außerdem ergeben sich hier konstruktive Probleme beim Einbau und der Gestaltung des Flüssigkeitsablaufes.

Als mögliche Einbauorte kommen nur Bereiche mit großen Volumeninhalt in Frage. Dies können z.B. der Boden des Reaktordruckbehälters oder der Bodenbereich im Dampferzeuger sein. Auf die Vor- und Nachteile bezüglich der Installation eines Tropfenabscheiders wird im Folgenden genauer eingegangen.

10.1 Installation des Tropfenabscheiders in den Bodenbereich des RDB

Die Auslegung des Tropfenabscheiders bezieht sich auf die Annahme, daß im Primärkreis eine reine Wasserdampfatmosfera vorliegt. Wie die Betrachtungen in Kap.8 gezeigt haben, funktioniert die Tropfenabscheidung im Primärkreis dann am schlechtesten. Da der Hauptmechanismus für die Tropfenabscheidung im Primärkreis die Trägheitsabscheidung ist, gilt dies ebenfalls für die Wirksamkeit der hier betrachteten Tropfenabscheider.

Tropfen- abscheider	Bürkholzkonstante K_{50} [Luft, 20°C, 1 bar]	Flutpunktkonstante K_{FL}	max. Anströmgeschw. [Luft, 20 °C, 1 bar]	max. Anströmgeschw. [Wasserdampf, 250 °C, 70 bar]
RHO-145-150	3,95	0,092	2,5	0,25
KL01	5	0,6	6	0,6
Le02	6,5	0,8	7	0,7

Tab. 10.1 Bürkholzkonstanten und Flutpunkte

Als Tropfenabscheider werden Kombiabscheider bestehend aus dem Demister (RHO-145-150) und den nachgeschalteten Lamellenabscheidern (Le02 bzw. KL01) betrachtet (s. Tab. 10.1), die in den Boden des Reaktordruckbehälters eingebaut werden können. Zusätzlich sind für die einzelnen Abscheiderelemente die Bürkholzkonstanten und die Flutpunkte unter Umgebungsbedingungen, sowie die maximal zulässige Anströmgeschwindigkeit in reinem Wasserdampf angegeben. Durch die hohe Dampfdichte und die niedrige Oberflächenspannung des flüssigen Wassers beträgt die maximale Anströmgeschwindigkeit nur etwa 10 % der Geschwindigkeit unter Umgebungsbedingungen. Berücksichtigt man, daß der Volumenstrom für die reine Dampfatmosphäre mit $3,3 \text{ m}^3/\text{s}$ beträgt, wird für die Lamellenabscheider eine freie Anströmfläche von etwa 5 m^2 benötigt. Bild 10.1 zeigt den Kombiabscheider im Bodenbereich des RDB angeordnet. Der mit Tropfen beladene Dampf strömt horizontal in den Demister a) ein. Der Demister wird oberhalb der Flutgrenze betrieben, um einen hohen Abscheidegrad zu erzielen. Er dient ebenfalls dazu, gleichmäßige Anströmbedingungen vor dem Lamellenabscheider zu schaffen. Im Demister werden die Tropfen agglomeriert, wobei ein Großteil der Tropfen bereits im Demister selbst abgeschieden wird. Die aus dem Demister austretenden Sekundärtropfen haben Durchmesser in der Größenordnung von mehreren Millimetern. Ein Teil dieser Tropfen sedimentiert in dem 50 mm breiten Spalt zwischen Demister und Lamellenabscheider. Die übrigen Tropfen werden im Lamellenabscheider b) abgeschieden. Unterhalb des Kombiabscheiders befinden sich mehrere Flüssigkeitsabläufe, die in einer Sammelleitung c) münden. Von dort gelangt das abgeschiedene Wasser in den strömungsberuhigten Raum des RDB-Bodens.

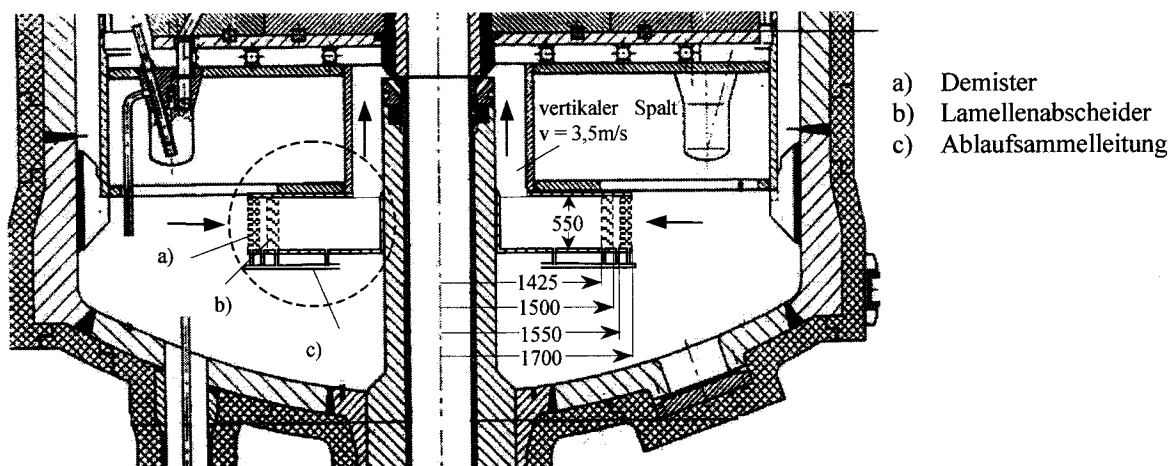
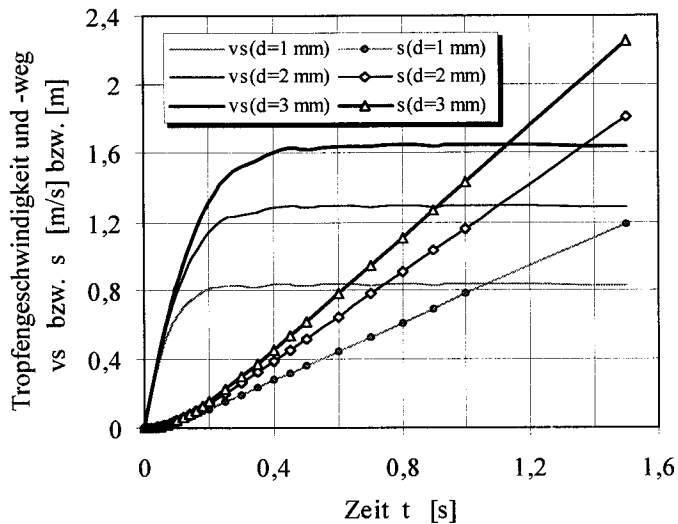


Bild 10.1 Einbau eines Kombiabscheiders in den RDB-Boden des HTR-Modul

In einer Entfernung von ca. 0,5 m hinter dem Austritt des Lamellenabscheiders befinden sich zusätzliche Ablaufrinnen, in denen flüssiges Wasser der Sammelleitung zugeführt wird. Dies



könnte z.B. notwendig sein, wenn der Flutpunkt des Lamellenabscheiders, entgegen der Erwartung, überschritten wird. Auf dem Weg bis hin zur vertikalen Aufwärtsströmung haben die großen Sekundärtropfen mindestens eine Sekunde Zeit um zu sedimentieren. In dieser Zeit hätte ein Tropfen von 1 mm Durchmesser bereits 0,8 m (s. Bild 10.2) in Schwerkraftichtung zurückgelegt. Bei einer Kanalhöhe von 0,55 m hat dies zur Folge, daß die Sekundärtropfen in jedem Falle vor der zusätzlichen Ablaufrinne sedimentiert sind.

Bild 10.2 Instationäre Tropfensedimentation in Dampf nach Gl. 6-20

Aus Bild 10.2 können die stationären Sedimentationsgeschwindigkeiten für verschiedene Tropfengrößen entnommen werden. Man erkennt, daß ein Tropfen von 3 mm Durchmesser mit einer Geschwindigkeit von ca. 1,6 m/s nach unten fällt. Die mittlere Dampfgeschwindigkeit im vertikalen Ringspalt (s. Bild 10.1) liegt mit 3,5 m/s deutlich darüber, so daß die dort befindlichen Tropfen nach oben mitgerissen würden. Dies bestätigt nochmals die Notwendigkeit, daß die Tropfen abgeschieden werden müssen, bevor sie in den Bereich der Aufwärtsströmung gelangen.

Bild 10.3 zeigt die Fraktionsabscheidegrade der Kombiabscheider RHO-145-150 + KL01 und RHO-145-150 + Le02 für die Wasserdampfatmosfera. Die Abscheidegrade der einzelnen Abscheiderelemente sind ebenfalls dargestellt. Die Abscheideleistung des Gesamtsystems ist nahezu unabhängig vom verwendeten Lamellenabscheider, da die Wirksamkeit des Demisters überwiegt. Die Fraktionsabscheidegrade des Demisters sind fast deckungsgleich mit denen, die von Gesamtsystem erzielt werden. In Anbetracht der Tatsache, daß die im Demister entstehenden Sekundärtropfen in der Regel größer sind als $d = 500 \mu\text{m}$, ist die Abscheideleistung der Lamellenabscheider völlig ausreichend. Mit beiden Anordnungen werden Tropfen größer $d = 15 \mu\text{m}$ fast vollständig abgeschieden. Verwendet man noch dichter gepackte Demister können auch Grenztropfen kleiner $10 \mu\text{m}$ erzielt werden.

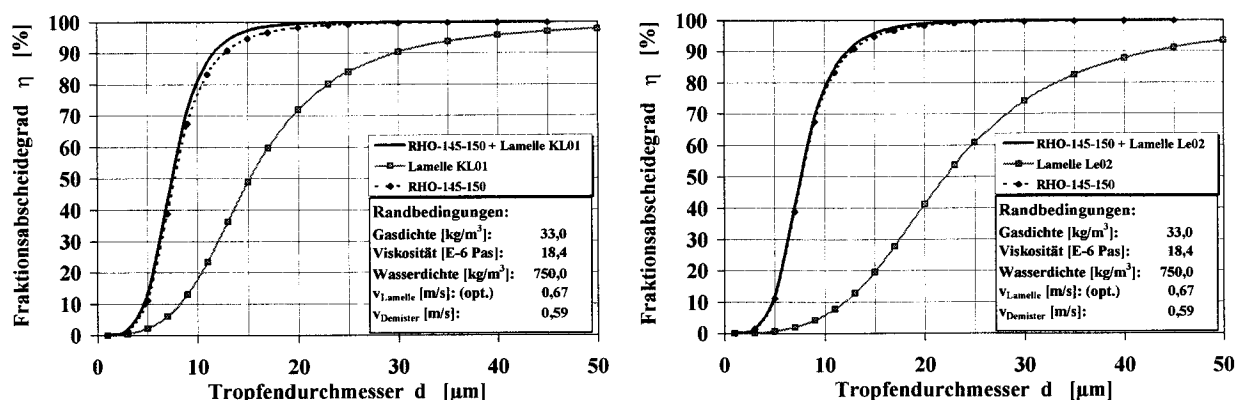


Bild 10.3 Fraktionsabscheidegrade der Kombiabscheider im RDB-Boden

Die Untersuchungen in Kap. 4 zum Verhalten des Reaktors bei Anwesenheit von Wasserdampf im Kern ergaben, daß die mittlere Kerntemperatur zum Abbau der Überschußreaktivität ansteigt. Dies ist natürlich mit einem Anstieg der Dampftemperatur verbunden. Durch die Temperaturerhöhung sinkt die Dampfdichte stark, während die Viskosität leicht zunimmt. Die geänderten Bedingungen wirken sich ebenfalls auf das Förderverhalten der Gebläseeinheit aus. Unter der Annahme eines konstanten Drucks von maximal 70 bar steigt die Fördermenge mit wachsender Temperatur.

Die geänderten Randbedingungen bei höherer Dampftemperatur haben natürlich einen Einfluß auf die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung, der im folgenden abgeschätzt wird. Dazu werden verschiedene Dampftemperaturen unterstellt, wobei der Gesamtdruck konstant gehalten wird, d.h. die Sicherheitsventile öffnen. Für die jeweilige Temperatur wird zunächst der neue Förderstrom berechnet. Anschließend werden die Abscheidegradkurven für die verschiedenen Dampftemperaturen berechnet. Die Eingabedaten sind in Tab. 10.2 zusammengefaßt dargestellt. Die Berechnung wurde für den Kombiabscheider RHO-145-150 + Le02 durchgeführt.

Dampftemperatur	[°C]	250	350	450	600
Anströmgeschwindigkeit des Demisters	[m/s]	0,59	0,68	0,71	0,76
Anströmgeschwindigkeit des Lamellenabscheiders	[m/s]	0,67	0,77	0,81	0,87
Fördermengenstrom des Gebläses	[m ³ /s]	3,3	3,8	4,0	4,3
Dampfdichte	[kg/m ³]	33	27,7	23,45	20,5
Dyn. Viskosität des Dampfes	[Pa·s]	18,5·10 ⁻⁶	22,4·10 ⁻⁶	26,1·10 ⁻⁶	31,8·10 ⁻⁶

Tab. 10.2 Eingabedaten zur Berechnung der Abscheidegrade im Kombiabscheider bei veränderter Temperatur

Bild 10.4 zeigt die zu 50 bzw. 95 % abgeschiedenen Tropfendurchmesser in Abhängigkeit der Dampftemperatur. Es ist zu erkennen, daß die Tropfendurchmesser fast linear mit der Dampftemperatur steigen, d.h. die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung nimmt leicht ab. Die Ursache dafür liegt in der höheren Viskosität des Dampfes. Auch die geringere Dampfdichte wirkt sich negativ auf die Tropfenabscheidung aus. Der leichte Anstieg der Fördermenge bzw. der Trägheitskräfte ist nicht ausreichend um die oben genannten Effekte zu kompensieren. Insgesamt die reduzierte Abscheideleistung aber unproblematisch, weil Tropfengrößen von 20 µm weiterhin nahezu vollständig abgeschieden werden. Berücksichtigt man zusätzlich noch die Abscheideleistung im Primärkreis ist der Grenztropfen d_{95} sicherlich kleiner als 15 µm.

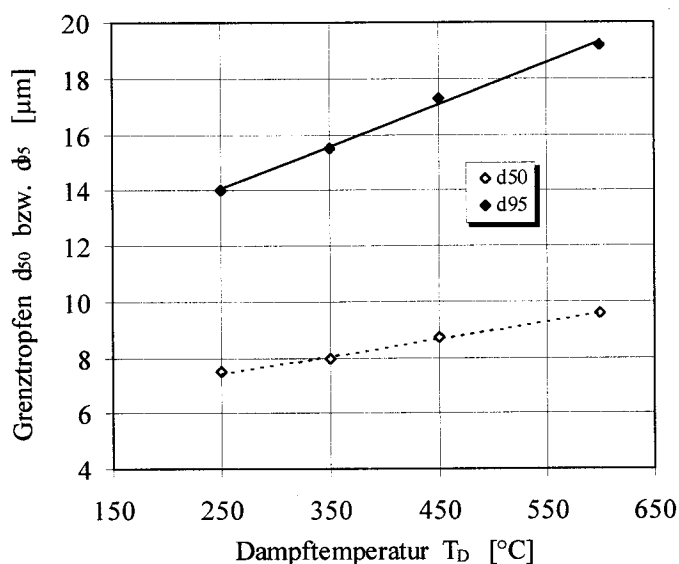


Bild 10.4 Einfluß der Dampftemperatur auf den Grenztropfen

Der Einbau von Kombiabscheidern zur Verbesserung der Abscheideleistung im Wassereintrichstörfall führt zu einem erhöhten Druckverlust und damit zu etwas höheren Betriebskosten der HTR-Modul-Anlage unter Nennbedingungen. Es wird angenommen, daß der Volumenstrom von 15,7 m³/s Helium im Nennbetrieb erhalten bleibt.

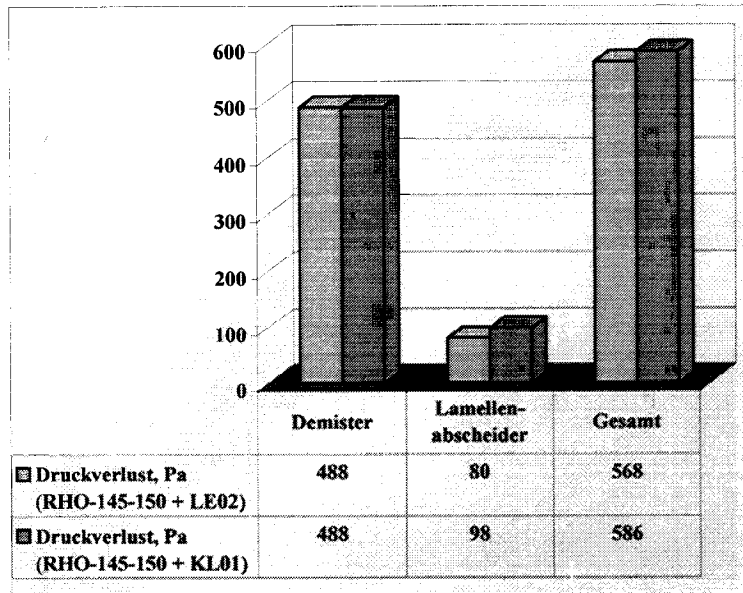


Bild 10.5 zeigt die Druckverluste in den beiden Kombiabscheidern, bestehend aus einem Demister RHO-145-150 und den Lamellenabscheidern Le02 bzw. KL01. Der Hauptdruckverlust wird im Demister (ca. 85 % des Gesamtdruckverlustes) erzeugt. Unter Berücksichtigung des Volumenstromes von $15,7 \text{ m}^3/\text{s}$ Helium ergibt sich eine Verlustleistung von ca. 9 kW für die Kombiabscheider. Diese Verlustleistung entspricht knapp 4 ‰ der Gebläseleistung, so daß die Wirtschaftlichkeit der HTR-Modulanlage durch den Kombiabscheider nicht nennenswert abnimmt.

Bild 10.5 Druckverluste der Kombiabscheider unter Nennbedingungen

10.2 Installation des Tropfenabscheiders im Bodenbereich des Dampferzeugers

Möchte man den in Kap.10.1 vorgeschlagenen Kombiabscheider im Boden des Dampferzeugers installieren, so gelten die gleichen Auslegungskriterien, wie bei der Installation im Boden des Reaktordruckbehälters. Es müssen vor dem jeweiligen Abscheider in etwa die gleichen Anströmgeschwindigkeiten vorliegen. Wegen der engeren Geometrie im Dampferzeugerboden muß die erforderliche Anströmfläche über die Höhe des Abscheiders gewonnen werden. In Bild 10.6 ist der Bodenbereich ohne und mit installiertem Tropfenabscheider dargestellt. Um den notwendigen Platz für den Einbau des Tropfenabscheiders bereitzustellen, muß die Speisewasserleitung in vertikaler Richtung um ca. 0,3 bis 0,6 m verlängert werden. Soll das Volumen im Dampferzeugerboden unterhalb der Speisewasserleitung wegen der besseren Zugänglichkeit erhalten bleiben, wird der Dampferzeuger dadurch entsprechend höher bauen. Die zu erwartende Abscheideleistung wird dann ähnlich sein, wie bei der Anordnung des Kombiabscheiders im RDB-Boden. Durch die 90°-Umlenkung vor dem Eintritt in den Demister könnte die Tropfenabscheidung vielleicht noch etwas besser funktionieren.

Der Einbau des Abscheiders in den Boden des Dampferzeugers bringt einige Vorteile mit sich, die sich positiv auf den Verlauf des Wassereintrichstörfalls auswirken. Wassertropfen werden bereits kurz nach ihrer Entstehung im Bereich A) des Helixbündels (s. Bild 10.6) abgeschieden, d.h. es bleibt nur wenig Zeit für die Tropfenverdampfung. Das abgeschiedene Wasser läuft anschließend über den Flüssigkeitsablauf in das Bodenvolumen des Dampferzeugers, in dem die Verdampfung des Wassers wegen des schlechteren Wärmetransfers und der im Vergleich zu den Wassertropfen viel kleineren Oberfläche nur sehr langsam ablaufen kann.

Für die in Bild 10.6 vorgeschlagene Anordnung ist das Bodenvolumen über den Flüssigkeitsablauf vom Rest des Primärkreises getrennt. Im Bodenvolumen entstandener Dampf kann deshalb nicht in den Kern des Reaktors transportiert werden. Durch die Anordnung des Tropfenabscheider im Dampferzeugerboden wird der Wasserdampfanteil im Primärkreis nur langsam ansteigen, so daß erheblich mehr Zeit für die Erkennung des Störfalls und eventuelle Gegenmaßnahmen zur Verfügung steht. Ein weiterer Vorteil liegt darin, daß sich das Wasser haupt-

sächlich im Bodenvolumen sammelt, so daß sich die Trocknung des Primärkreises nach dem Störfall einfacher gestaltet. Für Leckagen im Bereich B) der Speisewasserleitung (s. Bild 10.6) ist ein Transport von Wassertropfen in den durchströmten Bereich des Primärkreises nicht möglich.

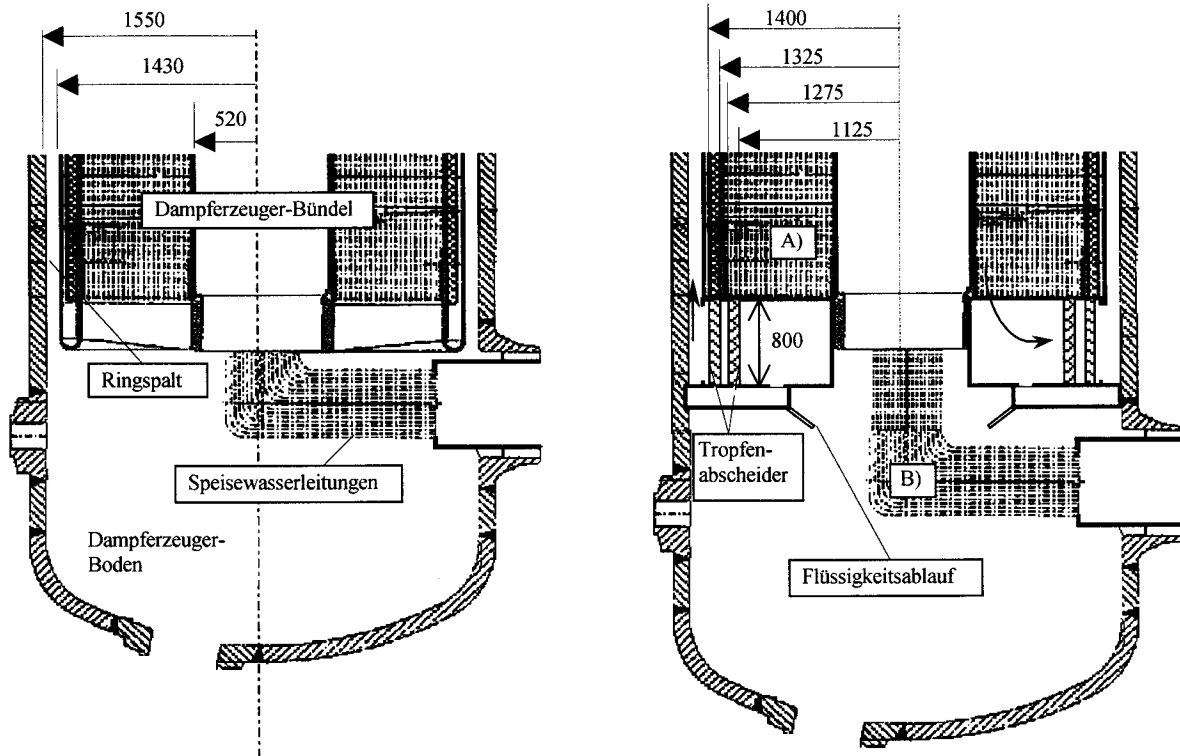
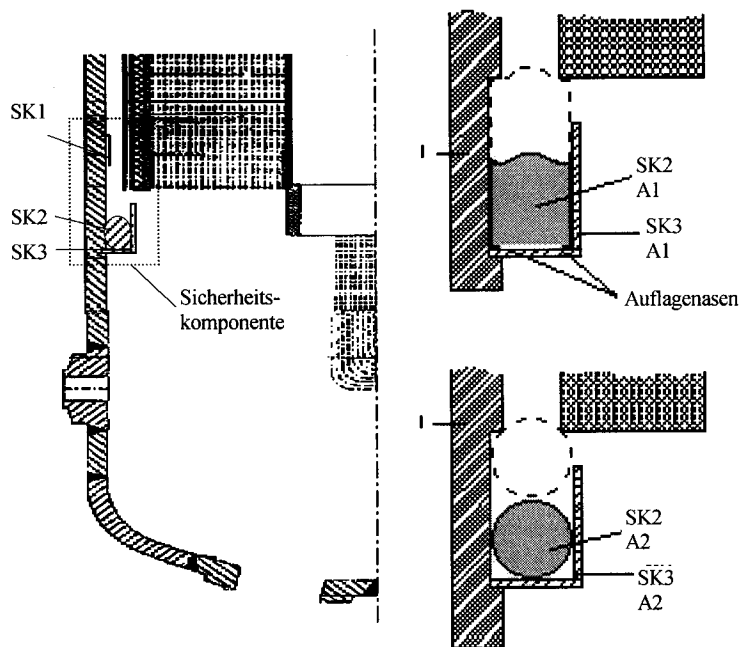


Bild 10.6 Anordnung des Kombiabscheiders im Dampferzeugerboden des HTR-Modul

10.3 Kombination von Abscheider und Schwimmerkonstruktion zur schnellen Unterbrechung des Primärkreislauf

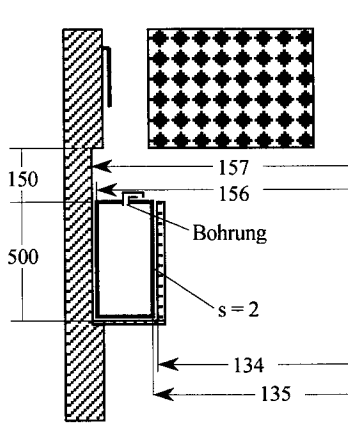
Die Experimente zur Tropfenabscheidung im Bereich der 180°-Umlenkung haben gezeigt, daß bereits dort die meisten Tropfen abgeschieden werden. Das abgeschiedene Wasser läuft anschließend an der Innenwand des Dampferzeugers nach unten in das Bodenvolumen des Dampferzeugers. Wie bereits erwähnt, ist ein Transport von Wassertropfen und Wasserdampf in den Kern des Reaktors unmöglich, wenn der Primärkreis unterbrochen ist. Dazu muß der Wasserspiegel im Boden des Dampferzeugers die Unterkante des Helix-Bündels übersteigen, was bei kleinen Leckagen einige Stunden dauert. Eine Verkleinerung des Bodenvolumens wirkt sich also mildernd auf den Störfallverlauf aus. Konstruktive Gründe und die Zugänglichkeit zu den Speisewasserrohren verhindern eine deutliche Reduzierung des Bodenvolumens. Deshalb wird eine Sicherheitskomponente, dargestellt in Bild 10.7 bestehend aus einem Tropfenfänger und einer Schwimmerkonstruktion vorgeschlagen, mit der die Störfalldauer bei kleinen Leckagen auf der Speisewasserseite erheblich reduziert werden kann. Der Tropfenfänger (SK1) dient zur Steigerung der Abscheidewirksamkeit in der 180°-Umlenkung und soll gleichzeitig verhindern, daß an der Wand gebildete Rinnsale von der Gasströmung nach oben mitgerissen werden. Die vom Tropfenfänger aus nach unten ablaufende Flüssigkeit füllt die Schwimmerkammer mit innen liegendem Schwimmer. Ab einer bestimmten Flüssigkeitsmenge bewegt sich der Schwimmer nach oben, bis der Flüssigkeitsstand in der Schwimmerkammer hoch genug ist,



daß der Schwimmer mit der Unterkante des Helixbündels dicht abschließt. Ab diesem Zeitpunkt ist der Primärkreis durch den Schwimmer unterbrochen. Ein weiterer Transport von Wassertropfen und größeren Dampfmengen in den Kern ist von nun an unmöglich. Die Flüssigkeit, die noch an den Wänden des Ringspalt haftet, wird zusätzlich in die Schwimmerkammer laufen und erhöht die Dichtkraft. Durch das Gebläse, welches aus dem Ringspalt anzusaugen versucht, verstärkt sich die Dichtkraft zusätzlich. Es ist aber zu vermuten, daß der Antriebsmotor bei Nullförderung auf Dauer überhitzt.

Bild 10.7 Sicherheitskomponente zur Unterbrechung des Primärkreises

Bild 10.8 zeigt den Schwimmer in Form eines rechteckförmigen Ringes. Der Schwimmer besitzt eine Wandstärke von 2 mm, wobei als Werkstoffe Edelstahl oder Aluminium in Frage kommen. Auf der Oberseite des Schwimmers ist zum Druckausgleich eine Bohrung angebracht (s. Bild 10.8). Der Abstand des Schwimmers von der Unterkante des Bündels wurde so gewählt, daß der Schwimmer bei gefüllter Schwimmerkammer in jedem Falle dicht abschließt. Dazu müssen sich bei Verwendung eines 65 kg schweren Aluminumschwimmers ca. 320 l Wasser in der Schwimmerkammer befinden, bei Verwendung eines 260 kg schweren Edelstahlschwimmers sind ca. 350 l Wasser erforderlich. Unter der Annahme, daß die Schwimmer-



kammer bis zum oberen Rand mit Wasser gefüllt ist, befinden sich in beiden Fällen ca. 380 l Wasser in der Schwimmerkammer. Der Aluminiumschwimmer drückt in diesem Fall mit einer Dichtkraft von knapp 4 kN gegen die Auflagefläche, für einen Edelstahlschwimmer beträgt die Dichtkraft gut 2,5 kN. In den Versuchen zur Tropfenabscheidung im Primärkreis hat sich gezeigt, daß Tropfendurchmesser von 20 μm zu mindestens 80 % abgeschieden werden. Etwa 70 % davon werden bereits in der 180°-Umlenkung im Boden des Dampferzeugers abgeschieden. Ein geringer Teil sedimentiert im Boden des Dampferzeugers, während sich die meisten Tropfen an der Außenwand des Ringspaltes niederschlagen und dort zu Rinnsalen agglomerieren.

Bild 10.8 Einbau eines Rechteckschwimmers

Durch den im Ringspalt angebrachten Tropfenfänger ist gewährleistet, daß der größte Teil des abgeschiedenen Wassers in die Schwimmerkammer fließt. Es kann davon ausgegangen werden, daß abhängig vom Tropfenspektrum ca. 20 - 50 % der eingetretenen Wassermasse in die Schwimmerkammer gelangt. Übertragen auf ein kleines Leck auf der Speisewasserseite ($m_w = 1 \text{ kg/s}$) bedeutet dies, daß der Primärkreis, ausgehend von einer reinen Wasserdampf-atmosphäre, bereits nach etwa 10 - 20 min unterbrochen wird. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich gerade mal 1000 kg flüssiges Wasser im Primärkreis, davon der größte Teil im Boden des Dampferzeugers bzw. in der Schwimmerkammer.

11 Zusammenfassung

Um dem Anspruch an eine katastrophenfreie Kerntechnik gerecht zu werden, muß die Stabilität einer zukünftigen Reaktoranlage auch bei extrem hypothetischen Störfällen gewährleistet sein. Neben dem gleichzeitigen Ausfall mehrerer Komponenten des aktiven Reaktorschutzsystem der Reaktoranlage darf auch menschliches Fehlverhalten nicht zu instabilen Betriebszuständen führen. Die Sicherheit der Reaktoranlage muß in der Konzeption des Reaktors und der Anlage begründet liegen, d. h. naturgesetzliche, physikalische Mechanismen wirken selbsttätig, damit auch bei extrem hypothetischen Störfällen unzulässige Betriebszustände auszuschließen sind, und das Schadensausmaß maximal auf die Reaktoranlage selbst begrenzt ist.

Der Hochtemperaturreaktor (HTR) beinhaltet wesentliche, inhärente Sicherheitseigenschaften, die in erster Linie durch das Brennelementkonzept (Coated Particles) und die geringe Leistungsdichte im Kern erzielt werden, so daß z.B. Unfälle mit Kernschmelze beim Ausfall der Hauptwärmesenke ausgeschlossen sind. Mit dem HTR-Modul mit einer Leistung von 200 MW_{th} hat Siemens-Interatom ein Reaktorkonzept basierend auf dem AVR entwickelt, welches hinsichtlich der inhärenten Sicherheitseigenschaften optimiert ist.

In dieser Arbeit werden die Sicherheitseigenschaften des HTR-Modul beim Wassereinbruch in den Primärkreis aufgezeigt. Der Wassereinbruch bei einem Leck im Dampferzeuger ist - neben Kernaufheizstörfällen beim Ausfall der Wärmesenke oder dem Lufteinbruch - ein wichtiger Störfall, bei dem die Stabilität des Reaktors in zweifacher Sicht gefährdet sein kann:

1. Durch die verbesserte Neutronenmoderation ist der Wassereinbruch mit einem Reaktivitäts-
hub bzw. einer Leistungssteigerung verbunden. Bei einer Wassermenge im Kern von über
1000 kg sind auch positiv rückgekoppelte Leistungsexkursionen denkbar.
2. Durch die Anwesenheit von Wasserdampf können die Brennelemente korrodieren.

Für Leckagen auf der Frischdampfseite des Dampferzeugers hat sich gezeigt, daß mit dem Konzept des HTR-Modul bei extrem hypothetischen Wassereinbruchsstörfällen keine unzulässigen Betriebsbedingungen möglich sind. Positiv rückgekoppelte Leistungsexkursionen sind auszuschließen, da für einem max. Betriebsdruck von 72 bar sich bei der Sättigungstemperatur von 280 °C im Kern max. 920 kg Wasserdampf befinden. Im Nennbetrieb beträgt die mittlere Gastemperatur im Kernbereich etwa 475 °C. Bei dieser Temperatur würden sich ca. 520 kg Dampf im Kern befinden. Durch die Leistungssteigerung durch beim Wassereinbruch steigt die mittlere Temperatur auf ca. 800 °C an, so daß sich hierbei weniger als 400 kg Wasserdampf im Kern befinden. Wesentliches Sicherheitsmerkmal bei dampfseitigen Leckagen ist folglich die selbsttätige Begrenzung des maximalen Betriebsdruckes auf 72 bar durch die Sicherheitsventile und die Berstscheiben, so daß die maximale Dampfmenge im Kern festliegt.

Hauptbestandteil dieser Arbeit ist die Analyse von Leckagen im Bereich der Speisewasserleitungen oder des Vorwärmers, bei denen auch flüssiges Wasser in den Primärkreis eintreten kann, wodurch sich die Wassermasse im Kern zusätzlich erhöht. Durch die Anordnung des Dampferzeugers unterhalb des Kerns und durch ausreichend große Volumina im Dampferzeuger und im Boden des RDB ist ein direktes Eindringen von flüssigem Wasser oder ein Fluten des Kerns bei vollständiger Entleerung des Speisewasserbehälters ausgeschlossen. Flüssiges Wasser kann folglich nur in Form kleiner Tropfen mit dem Gasstrom in den Kern transportiert werden.

Es wurde gezeigt, daß die häufiger auftretenden kleinen Leckagen problematischer sind als große Leckagen (1F-Leck). Zum einen funktioniert das aktive Reaktorschutzsystem des HTR-Modul bei kleinen Leckagen nur dann, wenn der Feuchtefühler anspricht. Alle anderen aktiven Sicherheitseinrichtungen, die zum Auslösen des Reaktorschutzsystems führen, wie z.B. die Überwachung des Druckabfalls im Dampferzeuger oder des Durchsatzverhältnisses von Primär- und Sekundärkreislauf sprechen bei kleinen Leckagen zunächst nicht an. Zum anderen bilden sich bei kleinen Leckagen kleinere Tropfen, die mit dem Gasstrom in Richtung des Reaktorkerns transportiert werden könnten.

Für den Transport von Wassertropfen und Dampf in Richtung des Kerns ist die Funktion des Primärkreislaufgebläses vorauszusetzen. Die Wassermenge, die in Form kleiner Tropfen den Kern erreichen kann, hängt dann im wesentlichen von drei Faktoren ab:

1. Von der Tropfengröße beim Eintritt des Wassers in den Primärkreislauf: Die Tropfenbildung hängt ab von der Leckgröße und der Leckgeometrie, sowie der Druckdifferenz zwischen Sekundär- und Primärkreislauf. Je kleiner die Tropfen sind, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit für eine Abscheidung auf dem zwischen Dampferzeuger und Reaktorkern.
2. Von der Fördermenge des Gebläses: Mit zunehmender Fördermenge wächst die treibende Kraft für den Tropfentransport und die Abscheidung durch Sedimentation nimmt ab. Im Gegenzug wachsen aber die Trägheitskräfte, so daß die Wahrscheinlichkeit für eine Tropfenabscheidung im Bereich der Strömungsumlenkungen im Primärkreis wächst.
3. Von den Strömungsbedingungen beim Transport in Richtung des Kerns: Durch zusätzlich installierte Tropfenabscheider zwischen Dampferzeuger und Reaktorkern kann die Abscheidewahrscheinlichkeit deutlich erhöht werden.

Theoretische Untersuchungen zur Tropfenbildung bei kleinen Leckagen haben gezeigt, daß die gebildeten Tropfendurchmesser unter der konservativen Annahme eines 1 mm großen Lecks in Form einer Druckdüse im Bereich von $25\text{ }\mu\text{m} < d < 80\text{ }\mu\text{m}$ liegen. Geht man von einem Strahlzerfall durch Kapillar- und Beschleunigungswellen aus, so liegen die Tropfendurchmesser in einer reinen Wasserdampfatmosfera zwischen 40 und $200\text{ }\mu\text{m}$.

Theoretische Untersuchungen zum Förderverhalten des Primärkreislaufgebläses haben gezeigt, daß der Volumenstrom von $15,7\text{ m}^3/\text{s}$ Helium im Nennbetrieb bei reiner Wasserdampfatmosfera auf ca. $3,3\text{ m}^3/\text{s}$ absinkt. Hierbei wurden eine konstante Drehfelddrehzahl des Asynchronmotors und eine defekte Drehzahlregelung unterstellt. Der Volumenstrom sinkt zunächst langsam mit zunehmendem Dampfanteil infolge des wachsenden Schlupfes zwischen Drehfeld und Gebläselaufrad, wobei das Kippmoment bei einem Dampfmassenanteil von etwa 30 % überschritten wird. Ab dem Überschreiten des Kippmomentes fällt der Volumenstrom drastisch ab. Diese Charakteristik ist in Verbindung mit der Widerstandskennlinie des Primärkreises typisch für mit Asynchronmotoren angetriebene Gebläse. Es ist zu vermuten, daß durch die im Vergleich zum Nennbetrieb 20 mal höhere Verlustleistung (Wärmeleistung) der Motor auf Dauer Schaden nehmen wird. Bei intakter Drehzahlregelung ergibt sich ohne Überschreiten des Kippmomentes ein Volumenstrom von ca. $7,5\text{ m}^3/\text{s}$. Bei veränderter Drehfelddrehzahl sind theoretisch auch Volumenströme bis zu $11\text{ m}^3/\text{s}$ denkbar.

Untersuchungen zur Abscheidung von Einzeltropfen zeigen, daß bei Volumenströmen zwischen $3,3$ und $11\text{ m}^3/\text{s}$ die Trägheitsabscheidung im Primärkreis eine vorwiegende Rolle spielt. Folglich ist davon auszugehen, daß die geringsten Abscheidegrade bei einem Volumenstrom von $3,3\text{ m}^3/\text{s}$ erzielt werden.

Es wurden analytische Rechenmodelle zur Berechnung der Fraktionsabscheidegrade bei der Tropfensedimentation und der Trägheitsabscheidung in Umlenkungen aufgestellt. Die Ergebnisse der verschiedenen Rechenmodelle sind für die Trägheitsabscheidung in 90° -Umlenkungen mit Gassenbreiten von 5 bis 20 mm den Meßwerten von Bürkholz gegenübergestellt. Die Rechenmodelle stimmen - insbesondere im Bereich mittlerer Abscheidegrade - gut mit den gemessenen Fraktionsabscheidegraden überein.

Die Untersuchungen zeigen, daß eine analytische Vorausberechnung von Fraktionsabscheidegraden in Umlenkungen möglich ist, bzw. gemessene Fraktionsabscheidegrade auf andere Bedingungen (Gas, Temperatur, Druck) übertragen werden können. Der Fraktionsabscheidegrad hängt maßgeblich vom Druckverlust bzw. der Gasgeschwindigkeit und den Stoffwerten des Gases und der Flüssigkeit ab. Die Gasgeschwindigkeit, die Gasviskosität und die Gasdichte sind hierbei von besonderer Bedeutung. Die Untersuchungen von Bürkholz zur Trägheitsabscheidung in speziellen Abscheidern wie Lamellenabscheidern und Demistern bestätigen dies.

Mit dem Abscheideparameter ψ_A , der die wesentlichen Einflußfaktoren (Geometrie, Stoffwerte Strömungsgeschwindigkeit und Abscheidertyp) enthält, lassen sich aus bekannten Abscheidegradkurven für einen speziellen Abscheidertyp die Fraktionsabscheidegrade bei geänderten Strömungsbedingungen berechnen. Eine Übertragbarkeit ist natürlich nur dann möglich, wenn unter den geänderten Bedingungen der Betriebsbereich des Abscheiders nicht verlassen wird. Dies ist zum Beispiel beim Überschreiten der Flutgrenze der Fall, d. h. bereits abgeschiedene Flüssigkeitsanteile werden aus dem Abscheider wieder mitgerissen. Andere Sekundäreffekte, wie die Turbulenz oder die Tropfenagglomeration bei sehr hoher Gasbeladung, spielen bei der Anwendbarkeit der Übertragbarkeitsmodelle ebenfalls eine Rolle.

Die Wirksamkeit der Tropfenabscheidung im Primärkreis wurde basierend auf den Übertragbarkeitsmodellen experimentell bestimmt. Hierzu wurde ein Strömungsmodell für die Versuchsanlage SEAT konstruiert, mit dem die Abscheidewirksamkeit im Primärkreis konservativ abgeschätzt wird. Das Modell enthält die 180° -Umlenkung im Dampferzeuger, den Ringspalt zwischen Dampferzeugerinnenwand und Dampferzeugerhemd und die Koaxialleitung. Es wird in konservativer Weise davon ausgegangen, daß die aus der Koaxialleitung austretenden Tropfen so klein sind, daß sie in den Reaktorkern transportiert werden. Die Tropfenagglomeration im Gebläse, welche die Abscheidewirksamkeit im Primärkreis verbessert, wird nicht betrachtet.

Die Experimente zur Tropfenabscheidung im Primärkreis unter den ungünstigsten Störfallbedingungen (reine Sattedampfatmosfera) haben gezeigt, daß Einzeltropfen mit einem Durchmesser von $25\text{ }\mu\text{m}$ zu etwa 85 % abgeschieden werden. Mit zunehmendem Tropfenmassenstrom nimmt die Abscheidewirksamkeit im Primärkreis infolge der Tropfenagglomeration deutlich zu, so daß bei einem Leckvolumenstrom von ca. 50 ml/s Tropfendurchmesser größer $25\text{ }\mu\text{m}$ nahezu vollständig abgeschieden werden. Tropfen kleiner $25\text{ }\mu\text{m}$ sind bei einem undefinierten Leck im Dampferzeuger nur in geringem Maße zu erwarten. Durch den höheren Fraktionsabscheidegrad infolge der Tropfenagglomeration wird der aus der Koaxialleitung austretende Tropfenmassenstrom ab einem Leckvolumenstrom von ca. 30 ml/s mit zunehmendem Leckmassenstrom sogar wieder kleiner.

Die Untersuchungen zur Tropfenabscheidung im Primärkreis zeigen, daß der in den Reaktorkern einströmende Tropfenmassenstrom bezüglich des Reaktivitätseffektes zu vernachlässigen ist. Im Reaktorkern befinden sich - bei einer mittleren Verweilzeit der Tropfen von max. 8 s - deutlich weniger als 1 kg flüssiges Wasser, das vermutlich im Reaktorkern unmittelbar verdampfen wird. Damit im Kern eine Wassermenge von mehr als 1000 kg vorliegt, müssen ca. 500 kg in flüssiger Form vorliegen. Der in den Kern eintretende Tropfenmassenstrom müßte

dann etwa 70 kg/s betragen. Dies entspricht etwa der Förderleistung der Speisewasserpumpen und ist völlig unrealistisch. Unzulässige Wassermengen im Reaktorkern, welche die nukleare Stabilität der Reaktoranlage gefährden, sind folglich ausgeschlossen.

Aus verschiedenen Gründen ist es dennoch sinnvoll einen Tropfenabscheider als passives Sicherheitselement in den Primärkreis des HTR-Modul zu integrieren. Durch die hohe Abscheideleistung spezieller Tropfenabscheider wird das Wasser im Störfall vorwiegend an einem definierten Ort im Primärkreis gesammelt, was bei der Trocknung des Primärkreises von Vorteil ist. Weiterhin kann die Dauer des Störfalls reduziert werden, wodurch die Brennelementkorrosion vermindert wird. Mit der Versuchsanlage SEAT wurden verschiedene Abscheidertypen bezüglich der Abscheidewirksamkeit und des Flutverhaltens untersucht. Zu Testzwecken standen hierfür verschiedene Demistertypen, Lamellenabscheider und Wellbandabscheider zur Verfügung. Weiterhin wurde die Abscheidewirksamkeit von berippten Wärmeübertragerbündeln untersucht.

Am besten eignen sich Kombiabscheider, bestehend aus einem Agglomerator (Demister oder Wellbandabscheider) und einem nachgeschalteten Tropfenfänger (Lamellenabscheider). Dieses System verbindet die Vorteile der unterschiedlichen Abscheidertypen. Ein Demister beispielsweise scheidet schon bei geringer Anströmenergie sehr gut ab. Der Betriebsbereich ist aber durch die Flutgrenze auf niedrige Strömungsgeschwindigkeiten kleiner 0,25 m/s in reiner Dampfatmosfera begrenzt, so daß eine große Anströmfläche von ca. 15 m² notwendig ist. Dies ist wegen der Platzverhältnisse im Primärkreis ungünstig und bei Verwendung eines nachgeschalteten Lamellenabscheiders auch nicht notwendig.

Durch einen nachgeschalteten Lamellenabscheider kann der Demister oberhalb der Flutgrenze betrieben werden, da der gegen Fluten unempfindlichere Lamellenabscheider nun die aus dem Demister austretenden (größeren) Sekundärtropfen abscheidet. Der Kombiabscheider besitzt bei einer kleineren Anströmfläche einen größeren Betriebsbereich, was nicht zuletzt wegen des unbekannten Störfallsablaufes von großem Vorteil ist. Der Abscheider kann hier - im Gegensatz zu üblichen Einsatzzwecken in der chemischen Industrie - nicht für genau definierte Randbedingungen ausgelegt werden. Mit dem Kombiabscheider lassen sich Grenztropfen von 10 - 15 µm erzielen, so daß die bei einer speisewasserseitigen Leckage gebildeten Tropfen mit $d > 25 \mu\text{m}$ vollständig abgeschieden werden.

Installiert man den Tropfenabscheider in den Bodenbereich des Dampferzeugers, so werden die Wassertropfen schon kurz nach ihrer Entstehung abgeschieden. Dadurch haben die Tropfen weniger Zeit für die Verdampfung, so daß ein trägeres Störfallverhalten erzielt wird. Ein weiterer Vorteil ergibt sich dadurch, daß bei der Installation des Tropfenabscheiders im Boden des Dampferzeugers die Dauer des Störfalls reduziert wird. Ausgehend von einer reinen Dampfatmosfera und einem Leckmassenstrom von 1 kg/s vergehen etwa 6 h, bis der Boden des Dampferzeugers bis zur Unterkante des Helix-Bündels mit Wasser gefüllt ist. Ab diesem Zeitpunkt ist der Primärkreis unterbrochen und ein Transport von Wasserdampf oder Tropfen in den Reaktorkern nicht mehr möglich.

Die Dauer des Störfalls kann erheblich reduziert werden, indem auf Höhe der Unterkante des Helix-Bündels im Bodenbereich ein Tropfenabscheider mit Schwimmerkonstruktion installiert wird. Die Wassertropfen werden in der 180°-Umlenkung und dem im Ringspalt eingebauten Tropfenabscheider abgeschieden. Das an der Dampferzeugerinnenwand ablaufende Wasser fließt anschließend in eine Schwimmerkammer mit Schwimmer. Nach dem ca. 350 l Wasser abgeschieden und in die Schwimmerkammer gelaufen sind, ist der Primärkreis durch den Schwimmer unterbrochen. Bei dem oben angenommenen Leckmassenstrom von 1 kg/s vergehen nur ca. 10 – 20 min, bis der Primärkreis unterbrochen wird.

12 Anhang

A Formelzeichen und Symbole

Formelzeichen:

A	: Fläche, Konstante
a	: Querteilung, Beschleunigung
B	: Demisterbreite
b	: Längsteilung
c	: Tropfendichte
c _{opt}	: optische Partikelkonzentration
c _w	: Widerstandsbeiwert
d	: Durchmesser
D	: Durchmesser
dT	: Tropfendurchmesser
E	: Extinktion
f	: relativer Fehler, Frequenz, Brennweite
g	: Erdbeschleunigung
G	: Iterationsmatrix
h	: Enthalpie
H	: Höhe, Neutronenabsorption im Wasserstoff
I	: Stromstärke
J	: Besselfunktion
K	: Konstante
k	: Kritikalität, Absorptionskoeffizient
L	: Länge, Neutronenleckage
L(x)	: Korrekturfunktion
l _m	: Mischungsweg
M	: Drehmoment
m	: Masse, Massenstrom, komplexer Brechungsindex
N	: Anzahl
n	: Drehzahl, Exponent, Brechungsindex
p	: Druck
P	: Leistung
Q	: Volumenstrom, Wärmemenge, Diagonalmatrix
Q _{ext.}	: Effizienz der Extinktion
q _r	: Dichteverteilung r-ter Ordnung
Q _r	: Summenverteilung r-ter Ordnung
R	: Gaskonstante, Radius, Fehler
S	: Neutronenabsorption
s	: Schlupf, Photodiodenradius
s _m	: massenbezogene Oberfläche
s _v	: volumenbezogene Oberfläche
T	: Demistertiefe
T	: Temperatur
Tu	: Turbulenzgrad
t	: Zeit
U	: Spannung
u, v, w	: Geschwindigkeiten
V	: Volumen
X	: Gasbeladung
x	: Partikelgröße, absolute Feuchte
x,y,z	: Koordinaten
y	: spezifische Förderarbeit, Volumenanteil

Griechische Symbole:

ρ	: Dichte, Reaktivität
ζ	: Druckverlustbeiwert
μ	: dynamische Viskosität
ν	: kinematische Viskosität
ξ	: Massenanteil
φ	: relative Feuchte
η	: Wirkungsgrad, Abscheidegrad
Φ	: Fluss
Γ	: Temperaturkoeffizient
Π	: Druckverhältnis
α	: Mie-Parameter
β	: Schaufelwinkel
δ	: Durchmesserkenngroße
ε	: Verdichtungsverhältnis, Lückenvolumen
κ	: Adiabatenexponent
λ	: Wellenlänge
σ	: spezifische Drehzahl, Oberflächenspannung
ψ	: Druckverlustkoeffizient, Trägheitsparameter
ψ_A	: Abscheideparameter
Σ	: makroskopischer Wirkungsquerschnitt

Indizes:

0	: Ausgangszustand
a	: Absorption
D	: Dampf
D	: Diffusion
d	: durchmesserbezogen, Druckseite
eff.	: effektiv
f	: flächenbezogen, Spaltung (fission)
FL	: Flutpunkt
g	: Gas
ges.	: Gesamt
HG	: Heißgas
is.	: isentrop
k	: Kipp
K	: Kern
KG	: Kaltgas
L	: Flüssigkeit
max.	: maximal
N	: Nennzustand
s	: Saugseite
T	: Tropfen
th.	: thermisch
u	: Umgebung
w	: Wasser

Kennzahlen:

Eu	: Euler-Zahl
Oh	: Ohnesorge-Zahl
Pr	: Prandtl-Zahl
Re	: Reynolds-Zahl
We	: Weber-Zahl

B Literaturverzeichnis

- /Adel67/ M. Adelberg,
Breakup Rate and Penetration of a Liquid Jet in a Gas Stream,
AIAA-Journal no. 5, 1967
- /Barn72/ H. Barnert,
Prozessdampferzeugung mit Hochtemperaturreaktoren,
Bericht der KFA-Jülich Nr. 870, 1972
- /BBC69/ Druck-Volumen-Diagramm der BBC für das Helium-Gebläse,
Zeichnung für das Brüterprojekt 1200 MW Nr. GMD0 95189, 1969
- /Berg78/ Bergmann, Schaefer,
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III Optik, 7. Auflage
Walter de Gruyter-Verlag, Berlin New-York, 1978
- /Beer90/ S. Beer,
Theoretische Untersuchung über das Einspritzen von Wasser beim Wasserstoff-Sauer-
stoff-Dampferzeuger,
DLR, Institut für chemische Antriebe und Verfahrenstechnik, Lampoldshausen, 1990
- /Beer95/ S. Beer,
Untersuchung des Wärme- und Stoffaustauschvorgang zwischen einem unterkühlten
Wasserspray und überhitztem Wasserdampf,
DLR, Institut für chemische Antriebe und Verfahrenstechnik, Lampoldshausen, 1990
- /Böde52/ Bödefeld,
Elektrische Maschinen,
Springer-Verlag, 1952
- /Bohn95/ D. Bohn,
Turbomaschinen
Skript zur Vorlesung an der RWTH Aachen, 1995
- /Brau71/ H. Brauer,
Grundlagen der Ein- und Mehrphasenströmungen,
Verlag Sauerländer, Aarau, 1979
- /Bürk70/ A. Bürkholz,
Tropfenabscheidung an Drahtfiltern,
Chem. Ing.-Tech. 42 Nr.21, 1970
- /Bürk76/ A. Bürkholz,
Charakterisierung von Trägheitsabscheidern durch praktische Kennzahlen,
Verfahrenstechnik 10 Nr.1, 1976
- /Bürk79/ A. Bürkholz,
Die Abscheidung von Nebeltropfen in Lamellenbündeln,
Chem. Ing.-Tech. 51 Nr.12, 1979

- /Bürk82/ A. Bürkholz,
Tropfenabscheider,
Chem. Ing.-Tech. 54 Nr.10, 1982
- /Bürk89/ A. Bürkholz,
Droplet-Separation,
VCH-Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1989
- /Calv78/ S. Calvert,
Guidelines for selecting mist eliminators,
Chem. Engrg. Vol. 85 no. 5, 1978
- /Eck66/ B. Eck,
Technische Strömungslehre,
Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New-York, 1966
- /Esse97/ F.Esser,
Experimentelle Untersuchungen zu Tropfentransport und -abscheidung in der Gas-
führung von Hochtemperaturreaktoren bei Wassereinbruchstörfällen,
Dissertation an der RWTH-Aachen, 1997
- /Felt91/ W.Feltes u.a.,
Untersuchung zur Erfüllung der sicherheitstechnischen Randbedingungen beim Erstkern,
Interatom-Bericht Nr. 54.08092.4, 1991
- /Fröh95/ W. Fröhling,
Zur chemischen Stabilität bei innovativen Kernreaktoren,
Bericht des Forschungszentrums Jülich Nr.3118, 1995
- /Gras83/ P. Grassmann,
Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik,
Verlag-Salle-Sauerländer, Aarau, 1983
- /Haes88/ U. Haese,
Mechanische Verfahrenstechnik,
Skript zur Vorlesung an der Fachhochschule Köln, 1988
- /Huls57/ H. C. v.d. Hulst,
Light Scattering by Small Particles,
New York, Wiley, 1957
- /Inge81/ R.D. Ingebo,
Capillary and Acceleration Wave Breakup of Liquid Jets in Axial Flow Airstreams,
NASA Technical Paper no. 1791, 1981
- /Inte87/ N.N.,
Verhalten des HTR-Moduls bei hypothetischen Ereignisabläufen,
Ergebnisbericht der Firma Interatom, KWU, 1987
- /Kfa80/ N.N.,
Sicherheitsstudie für HTR-Konzepte unter deutschen Standortbedingungen,
Kernforschungsanlage Jülich, Hauptband zur Phase 1b, 1980
- /Kuge89/ K. Kugeler, R. Schulten,
Hochtemperaturreaktortechnik,
Springer-Verlag, Berlin, 1989

- /KWU87/ N.N.,
Dampferzeuger für eine HTR-Modul-Kraftwerksanlage,
Ergebnisbericht der Firma Interatom, Siemens KWU, Steinmüller, 1987
- /Lebe96/ A. Leber,
Entwicklung eines Tropfenabscheiders zur Trennung von Wasser-Luft-Dispersionen,
Studienarbeit an der RWTH Aachen, 1996
- /Lebe97/ A. Leber,
Entwicklung eines Rechenmodells zur Berechnung von Auftreffgraden in Lamellenabscheidern unter Berücksichtigung des Wärme- und Stoffaustausches,
Diplomarbeit an der RWTH Aachen, 1997
- /Löffl72/ F. Löffler u. W. Muhr,
Die Abscheidung von Feststoffteilchen und Tropfen an Kreiszylindern infolge von Trägheitskräften,
Chem. Ing.-Tech. 44 Nr.8, 1972
- /Nahs88/ J. Nahstoll,
Tropfenverteilungen bei der Einspritzung von Flüssigkeitsstrahlen in Gasströmungen,
BWK Bd. 40 Nr. 10, Lampoldshausen, 1988
- /Niku32/ J. Nikuradse,
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren,
VDI-Forschungsheft Nr. 356, VDI-Verlag Berlin, 1936
- /Ohne36/ W. Ohnesorge,
Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen,
Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, 1936
- /Phys92/ N.N.,
Physik für Ingenieure,
VDI-Verlag, 4. Auflage, Düsseldorf, 1992
- /Pran90/ L. Prandtl,
Führer durch die Strömungslehre,
Vieweg-Verlag, 6. Auflage, Braunschweig, 1990
- /Rege67/ U. Regehr,
Mechanische Reinigung heterogener Gassysteme mit einem neuartigen Tropfenabscheider,
Chem. Ing.-Tech. 39 Nr.19, 1967
- /RHOD88/ M. Rhodius
Tropfenabscheidung,
Technische Dokumentation, Bayern, 1988
- /Rump66/ H. Rumpf u. a.,
Beschleunigung eines kugelförmigen Feststoffteilchens im Strömungsfeld konstanter Geschwindigkeit,
Chem. Ing.-Tech. 38 Nr.9, 1966
- /Sche89/ W.Scherer,
Zur selbsttätig sicheren Begrenzung von nuklearer Leistung und Brennstofftemperatur in innovativen Kernreaktoren,
Bericht des Forschungszentrums Jülich Nr.2960, 1994

- /Sche94/ W.Scherer,
Zur Physik des Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktors bei massiven Wassereinbruchsstörfällen,
Bericht des Forschungszentrums Jülich Nr.2316, 1989
- /Schl64/ H. Schlichting,
Grenzschicht-Theorie,
Verlag G. Braun, 5. Auflage, Karlsruhe, 1964
- /Schu91/ R. Schulten,
Brennelement und Schutzziele,
Jahrbuch der VDI Gesellschaft Energietechnik, 1991
- /Sieg72/ R. Siegel, J. R. Howell,
Thermal Radiation Heat Transfer,
Tokyo, Mc Graw-Hill-Kogakusha, 1972
- /Siem88/ N.N.,
Hochtemperatur-Modul-Kraftwerksanlage,
Sicherheitsbericht der Siemens Interatom, 1988
- /Stie95/ M. Stieß,
Mechanische Verfahrenstechnik,
Springer-Verlag, 2. Auflage, Berlin, 1995
- /Swan88/ R.A. Swanborn,
A new approach to the design of gas-liquid separators for the oil industry,
Dissertation an der Technischen Universität Delft, 1988
- /Symp95/ N.N.,
Firmensprospekt und Informationsmaterial der Sympatec GmbH, 1995
- /VDI84/ VDI-Wärmeatlas,
Berechnungsblätter für den Wärmeübergang,
VDI-Verlag, 4. Auflage, Düsseldorf, 1984
- /Walz82/ P. Walzel,
Auslegung von Einstoff-Druckdüsen,
Chem. Ing.-Tech. 54 Nr.4, 1982
- /Walz90/ P. Walzel,
Zerstäuben von Flüssigkeiten,
Chem. Ing.-Tech. 62 Nr.12, 1990
- /Wieg87/ H. Wiegand,
Die Einwirkung eines ebenen Strömungsfeldes auf frei bewegliche Tropfen und ihren Widerstandsbeiwert im Reynoldsbereich von 50 bis 2000
Forschungsberichte VDI Reihe 7 Nr. 120, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1987
- /Wisc80/ W. J. Wiscombe, H. M. Nussenzweig,
Efficiency Factors in Mie-Scattering,
Physical Review Letters, 45, 1980

- /Wolt95/ J. Wolters,
Risikoanalyse für den HTR-Modul,
Institut für nukleare Sicherheitsforschung der KFA-Jülich, 1985
- /WDT88/ N.N.,
Wasserdampfataeln,
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo, 1988

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle allen Personen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Werner Fröhling, der mich über den gesamten Zeitraum fachlich und moralisch unterstützt hat. Ohne sein Zutun wäre die Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

An dieser Stelle möchte ich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.- Ing. Kurt Kugeler, für die Themenstellung und sein großes Interesse an der Arbeit danken, sowie Prof. Dr.-Ing. Heiko Barnert, Prof. Dr.-Ing. Elmar Achenbach und Prof. Dr.-Ing. Peter Phlippen für die fachliche Beratung.

Nicht zuletzt gilt mein Dank auch meinen ehemaligen Kollegen der Abteilung ISR des Forschungszentrums Jülich. Besonders hervorheben möchte ich in diesem Zusammenhang Herrn Dr. Andreas Zucker für die zahlreichen und sehr fruchtbaren Fachdiskussionen.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-4050
April 2003
ISSN 0944-2952