Habilitationsschrift
Technische Universität Kaiserslautern

Sicherheitstechnik – der Schutz von Mensch und Umwelt vor Gefahren durch technische Anlagen aus der Sicht von Wissenschaft und Industrie

zur Erlangung der Lehrbefähigung
für das Fach Sicherheitstechnik
vorgelegt dem Fakultätsrat
der Fakultät Maschinenbau und Verfahrenstechnik
der Technischen Universität Kaiserslautern

von
Prof. Dr.-Ing. Jürgen Schmidt
geboren am 10.04.1961 in Duisburg

Eingereicht: 06/2015
Dekan: Prof. Dr.-Ing. Christian Schindler

1. Gutachter:
2. Gutachter:

Inhalt

1 Einleitung und historischer Rückblick 4

2 Absicherung von technischen Anlagen – eine Übersicht 7

3 Grundlagenforschung in der Sicherheitstechnik ..... am Beispiel strömender Medien 10

3.1 Zweiphasenströmungen 10

3.2 Rohrströmungen 11

3.3 Kondensation in Erdgasleitungen 12

3.4 CFD-Anwendungen in der Sicherheitstechnik 13

4 Beispiele anwendungsorientierter Forschung ..... in der Sicherheitstechnik 14

4.1 Berstscheiben-Abblaseleitungen 14

4.2 Rückhalteeinrichtungen 15

5 Disziplinübergreifende Forschungen in der Sicherheitstechnik 16

6 Sicherheitskonzepte für technische Anlagen 17

6.1 Wärmeübertrager 17

6.2 Hochdrucktechnik 18

6.3 Mehrzweckanlagen 18

6.4 Gashochdruckleitungen 19

7 Auslegung sicherheitsgerichteter Armaturen von der ..... Grundlagenforschung bis zur Erweiterung vom Stand der Technik 19

7.1 Industrielle Anwendung sicherheitsgerichteter Armaturen 20

7.2 Grundlagen der Auslegung von Sicherheitseinrichtungen 22

7.2.1 Mindestens erforderlicher Strömungsquerschnitt 22

7.2.2 Literaturübersicht 23

7.3 Phenomenologische Beschreibung der Durchströmung einer Düse 24

7.4 CFD Modellierung von Sicherheitsventilen 27

7.5 Massenstrom durch Düsen bei der Durchströmung mit Gasen 28

7.5.1 Ideale Gase 30

7.5.2 Reale Gase 32

7.6 Massenstrom durch Düsen bei Gas/Flüssigkeitsgemischen 38

7.6.1 Massenstrom und Kompressibilität des Fluids 38

7.6.2 Homogene Gleichgewichtsströmung (HEM) 40

7.6.3 Massenstrom bei siedender Zweiphasenströmung ..... (HNE-saturated) 42

7.6.4 Massenstrom bei anfangs unterkühlter Flüssigkeit ..... (HNE-DS subcooled) 44

7.6.5 Massenstrom bei anfangs unterkühlten und siedenden Gemischen (HNE-S) 47
7.6.6 Frozen Flow (nicht-verdampfende Strömungen) 54
7.7 Das HNE-CSE Modell 55
7.8 Numerische Berechnung des Massenstroms durch Düsen 58
7.9 Übertragung der Modelle in den Stand der Sicherheitstechnik 61

8 Zusammenfassung 62

9 Nomenklatur 64

10 Literaturverzeichnis 66

11 Originalarbeiten 72

11.1 Anlage 2 72
11.2 Anlage 1 72
11.3 Anlage 3 72
11.4 Anlage 4 72
11.5 Anlage 5 72
11.6 Anlage 6 72
11.7 Anlage 7 72

1 Einleitung und historischer Rückblick

Mensch und Umwelt vor den Gefahren durch Maschinen, Prozesse und technische Anlagen schützen – das soll durch Sicherheitstechnik erreicht werden. So vielfältig wie Maschinen und Anlagen sind, beispielsweise eine Kaffeemaschine, eine Chemieanlage, eine Ölbohrplattform oder ein Kernkraftwerk, so vielfältig ist auch die Sicherheitstechnik. Es ist eine Querschnittsdisziplin, in der naturwissenschaftliche Themen und Ingenieurtechnik gleichermaßen ihren Platz haben. Klassisch wird die Sicherheit verfahrenstechnischer Anlagen in Arbeitssicherheit, sowie Prozess- und Anlagensicherheit unterteilt. Das Thema dieser Arbeit ist die Prozess- und Anlagensicherheit.

Die Prozess- und Anlagensicherheit ist rund 150 Jahre alt. Vor mehr als einhundert Jahren wurden die Erkenntnisse der Ingenieurtechnik zum Schutz von neuen Anlagen bestmöglich umgesetzt, ohne dabei Gefahren systematisch auszuschließen. Neue Erkenntnisse ergeben sich meist erst durch Ereignisse. Danach wurde die Sicherheit weiter erhöht. Beispielsweise führten Ereignisse wie die häufigen Explosionen von Dampfkesseln am Ende des 19ten Jahrhunderts, vgl. **Abb. 1**, zu Verbesserungen beim Bau neuer Kessel.

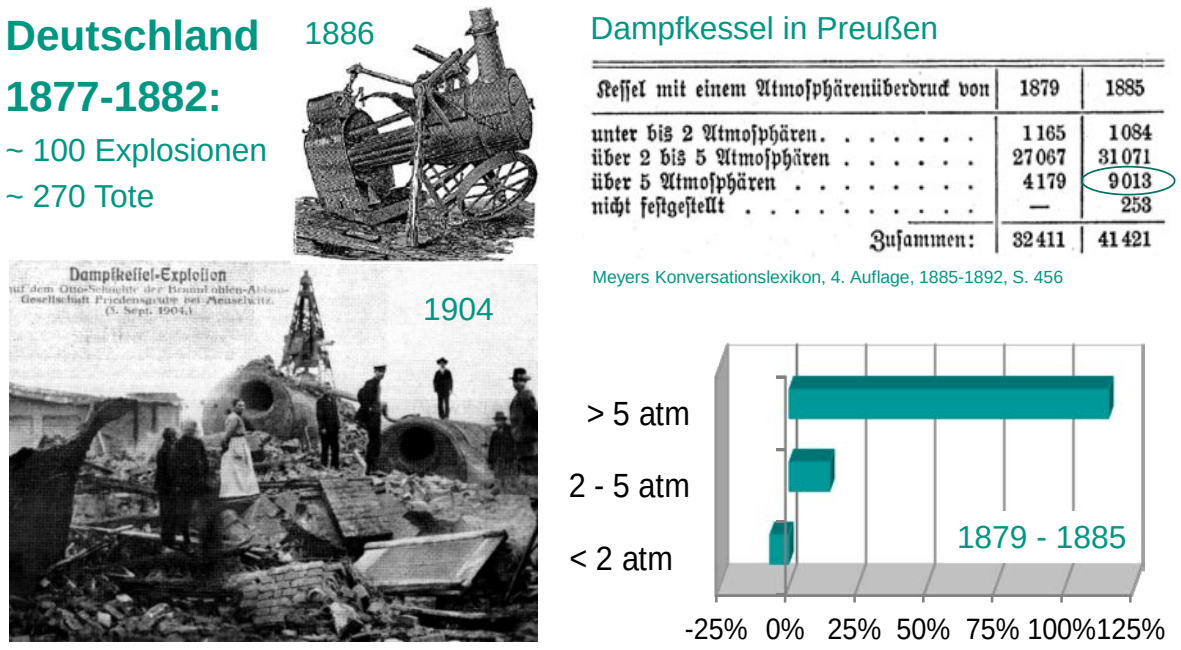

Abb. 1: Links: Anzahl der Dampfkesselexplosionen Ende des 19ten Jahrhunderts. Rechts: Zunahme von Kesseln mit unterschiedlichen Überdrücken. Ein deutlicher Zuwachs ist bei Kesseln mit über 5 Atmosphären Überdruck zu erkennen. [1]

Neue Technologien, beispielsweise Drücke in den Dampfkesseln von mehr als 5 Atmosphären, ließen die Anzahl der Ereignisse dramatisch ansteigen. Prozess- und Anlagensicherheit war eine reine Erfahrungsdisziplin. Dies änderte sich im Laufe der Zeit, insbesondere durch große Ereignisse wie die Explosion eines Düngelmittellagers in Ludwigshafen im Jahre 1921, **Abb. 2**, oder auch durch internationale Störfälle mit sehr großen Auswirkungen, beispielsweise Seveso 1976 oder Bhopal 1984.

Inititiert durch das Ereignis in Seveso wurde die europäsiche Seveso-Directive [2] erarbeitet, die später in Deutschland als Störfallverordnung [3] umgesetzt wurde. In diesen Regelwerken ist Sicherheitstechnik sehr stark systematisiert. Erfahrungen alleine reichten nicht mehr aus. Sicherheitstechnik wurde Gegenstand von Forschung und Entwicklung. Dies hat sich bis in die Neuzeit fortgesetzt und intensiviert.

Abb. 2: Explosion eines Düngemittellagers in Ludwigshafen am Rhein, 1921. [4]

Als Folge der systematischen Betrachtung von Gefahren durch technische Anlagen wurde die Zahl der Ereignisse zunehmend geringer. In den 90er Jahren sind daraufhin Forschung und Entwicklung drastisch reduziert worden. Die Industrie beklagt heute international einen Mangel an Sicherheitsingenieuren und befürchtet einen deutlichen Kompetenzverlust in diesem Bereich [5, 6].

Mit der Ausbildung im Fach Prozess- und Anlagensicherheit an den deutschen Universitäten soll dem entgegen gesteuert werden. In den vergangengen Jahren sind

Kompetenzzentren für Sicherheitstechnik entstanden, beispielsweise in den USA das Mary Kay O´Connor Process Safety Center, oder in Deutschland das CSE Center of Safety Excellence [7]. Dort soll die Lehre begleitet werden durch intensive Forschungsaktivitäten, um Akademiker im Bereich Prozess- und Anlagensicherheit auszubilden und damit einen Kompetenzverlust in der Industrie zu vermeiden.

Sicherheitstechnik betrifft nahezu alle Bereiche von technischen Anlagen. Mit der Änderung von Technik ist immer eine Überprüfung der sicherheitstechnischen Maßnahmen verbunden. Sicherheitstechnik entwickelt sich dynamisch weiter, parallel zu den Prozessen, Apparaten und Anlagen, aber auch selbständig, um einen höheren Standard zu gewährleisten. Neue Sicherheitskonzepte entstehen häufig aus grundlegenden wissenschaftlichen Untersuchungen, die zunächst gar nicht spezifisch für sicherheitstechnische Anwendungen entwickelt werden. Erst in einem zweiten Schritt folgt die Spezialisierung und anwendungsorientierte Umsetzung von wissenschaftlichen Erkenntnissen in neue Schutzeinrichtungen oder auch sicherheitsrelevante Modelle. Die Einrichtungen und Modelle sind wiederrum Bestandteil von Sicherheitskonzepten in bestimmten Branchen bzw. für spezifische Anlagenteile. Der Transfer von wissenschaftlichen Untersuchungen über anwendungsorientierte Entwicklungen in neue Sicherheitskonzepte soll im Rahmen dieser Arbeit dargestellt werden. Damit lässt sich die ganze Breite sicherheitstechnischer Anwendungen abschätzen.

Nachfolgend wird die Prozess- und Anlagensicherheit aus fünf Perspektiven betrachtet:

1. Grundlagenforschung mit speziellen Themen, die auch (aber nicht nur) für die Sicherheitstechnik von besonderer Bedeutung sind (Kapitel 3),
2. Anwendungsorientierte Forschung, bei der typische sicherheitstechnische Entwicklungen aufgezeigt werden (Kapitel 4),
3. Disziplinübergreifende Anwendungsentwicklung in der Sicherheitstechnik am Beispiel sicherheitsgerichteter Steuerungen für Chemieanlagen (Kapitel 5),
4. Sicherheitstechnische Konzepte, bei der Grundlagenforschung und anwendungsorientierte Forschung zu neuen Entwicklungen für technische Anlagen oder Technikbereiche zusammen geführt werden (Kapitel 6), und
5. Die Entwicklung des Stands der Technik ausgehend von Grundlagenforschungen über anwendungsorientierte Forschungen bis hin zu einem Absicherungskonzept am Beispiel der Auslegung von Sicherheitsventilen für Reaktoren (Kapitel 7).

Als Einstieg in die Prozess- und Anlagensicherheit folgt zunächst ein genereller Überblick über die Absicherung von technischen Anlagen.

2 Absicherung von technischen Anlagen – eine Übersicht

Von technischen Anlagen dürfen keine Gefahren für Mensch und Umwelt ausgehen. Dies schreibt der Gesetzgeber vor. Für alle vernünftigerweise nicht auszuschließenden Gefahren müssen geeignete sicherheitstechnische Maßnahmen festgelegt werden.

Die Sicherheit einer technischen Anlage beginnt dabei nicht erst, wenn die Anlage bereits steht. Prozess- und Anlagensicherheit beginnt bei der Forschung im Labor, reicht in die verfahrenstechnische Auslegung der Anlage und die Werkstoffauswahl und beeinflusst die Auswahl eines geeigneten Standortes. Gefährliche Eigenschaften der eingesetzten Stoffe und der chemischen Reaktionen müssen untersucht werden. Dies erfolgt typischerweise in reaktionskalorimetrischen Labors.

Im Rahmen von Risikoanalysen werden systematisch alle vernünftigerweise nicht auszuschließenden Gefahren identifiziert und bewertet. Dazu sind in der Industrie verschiedene Techniken entwickelt worden (HAZOP, Checkliste, FMEA etc.) Anschließend ist zu prüfen, wie den Gefahren begegnet werden muss. Dies hängt wesentlich von den möglichen Auswirkungen bei Ereignissen ab. Deshalb ist Risikomanagement ein wesentlicher Bestandteil der Sicherheitstechnik, ebenso wie die Störfall-Folgen-Abschätzung.

Bevor sicherheitstechnische Maßnahmen erwogen werden, sollte zunächst der Normalbetrieb der Anlage gesichert und ausreichend überwacht werden. Diese Maßnahmen sind präventive Sicherheitsmaßnahmen. Sie könnten ggf. ausfallen oder nicht funktionieren. Geschützt wird die technsiche Anlage durch primäre und sekundäre Schutzmaßnahmen. Die Wirksamkeit, Genauigkeit und Verfügbarkeit dieser Maßnahmen muss nachgewiesen werden. Dies unterscheidet eine Schutzmaßnahme von einer einfachen Sicherheitsmaßnahme. Heute werden technischen Anlagen durch mehrere, unabhängige Schutzmaßnahmen („layers of protection“) abgesichert, **Abb. 3**.

Independent Layer of Protection

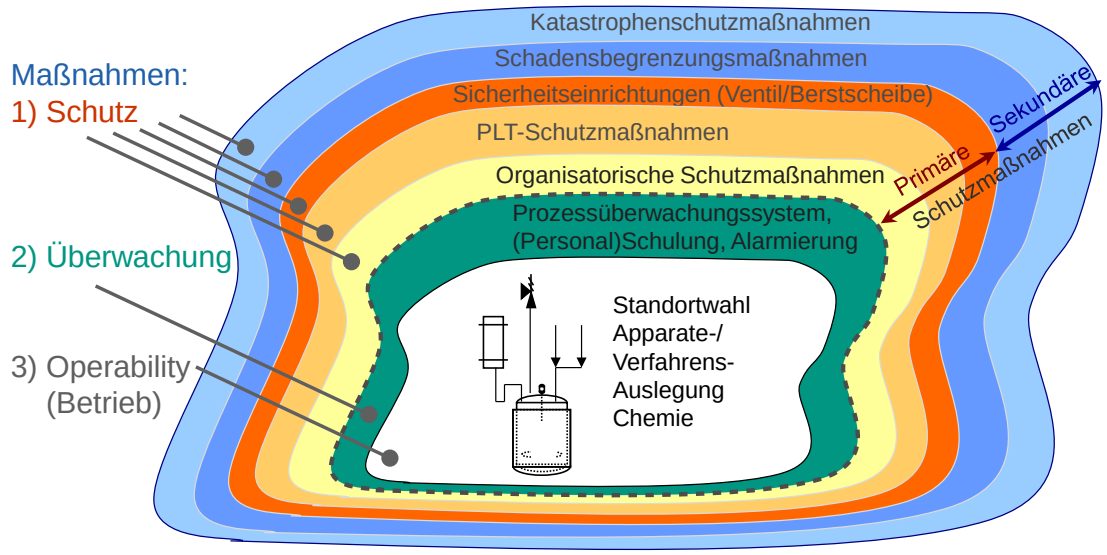

Abb. 3: Independent Layer of Protection Konzept für die Absicherung technischer Anlagen [8]

Häufig lässt sich nicht ausschließen, das der Druck in einem Apparat über den Auslegungsdruck ansteigen kann. Bedienungsfehler, Fehler durch Pumpen, durchgehende chemische Reaktionen, Brände etc. können die Ursache hierfür sein. In diesem Fall müssen die Apparate mit Schutzeinrichtungen versehen werden. Zu den klassischen Absicherungsmaßnahmen (End-of-Pipe-Technologie) gehören Sicherheitsventile, Berstscheiben mit den daran angeschlossenen Leitungen und Rückhalteeinrichtungen. Alternativ können elektronische oder speicherprogrammierbare Steuerungen (PLT-Schutzeinrichtungen) beim Über- oder Unterschreiten von Grenzwerten eine technische Anlage in einen sicheren Zustand bringen. Bei geringen Risiken werden auch organisatorischen Schutzmaßnahmen eingesetzt, **Abb. 4**. Auch wenn die Anlage mit den Schutzmaßnahmen nach dem Stand der Technik abgesichert und damit „sicher“ ist, müssen trotzdem sogenannte „Dennoch-Störfälle“ in Betracht gezogen werden. Die Ursache solcher Störfälle wird nicht betrachtet. Ziel ist es vielmehr, die Auswirkungen solcher Ereignisse zu begrenzen.

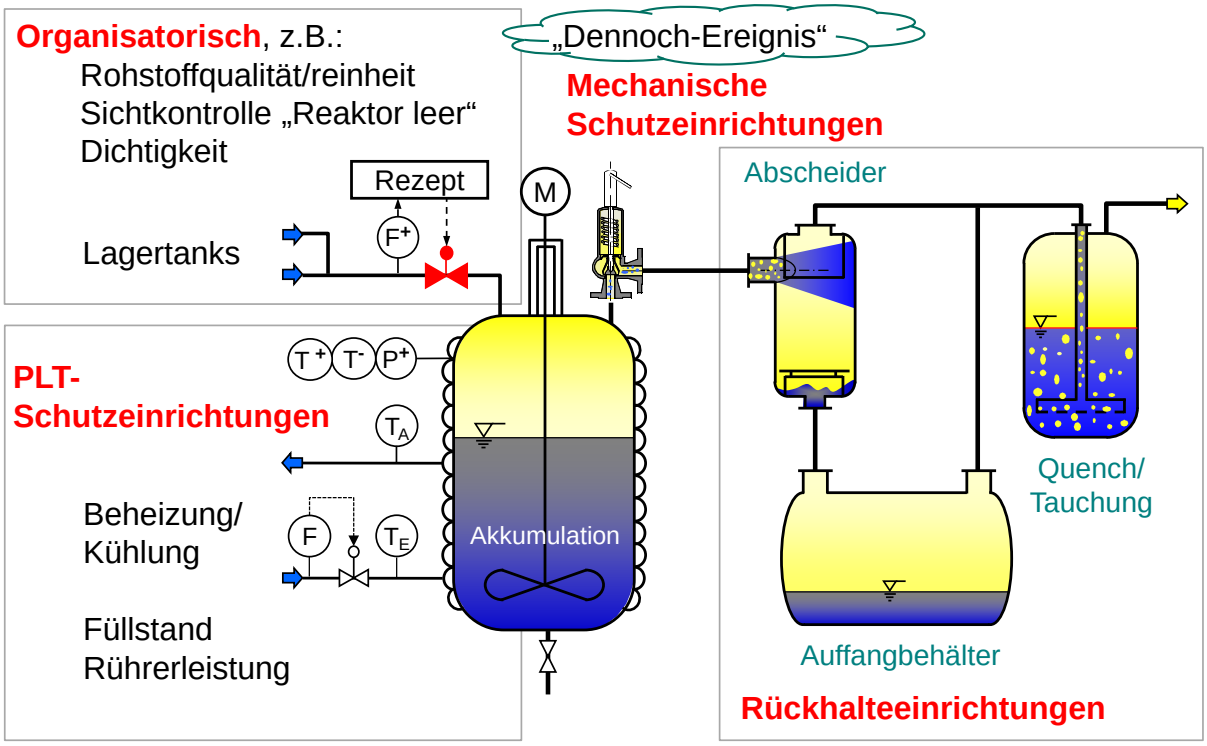

Abb. 4: Schutzmaßnahmen zur Absicherung von Apparaten und Anlagen.

Die Auslegung von klassischen Schutzeinrichtungen (End-of-Pipe Technologie) ist sehr schwierig, weil bei einer Druckentlastung eines Reaktors in der Regel ein Gemisch aus Dampf und Flüssigkeit abströmt. Der Vorgang ist sehr dynamisch und die Anteile der beiden Phasen verändern sich kontinuierlich. Das Aufwallen von Flüssigkeiten in Behältern und die Mehrphasenströmungen durch Rohre sowie Sicherheitseinrichtungen sind wichtige Forschungsgebiete der Sicherheitstechnik. Dazu sind genaue Stoffdaten erforderlich – reale Eigenschaften und toxikologische Wirkungen von Stoffen müssen beachtet werden. Jede Modellrechnung oder Auslegung einer Anlage bzw. eines Anlagenteils ist nur dann zulässig, wenn die Rechnung hinreichend konservative Ergebnisse liefert. Sicherheitstechniker müssen über eine entsprechende Denkweise verfügen und sehr kritisch die Grenzen von mathematischen Modellen bewerten.

In der folgenden Literatur hat Schmidt die Vorgehensweise bei der Auslegung von klassischen Schutzeinrichtungen im einzelnen dargestellt [9, 10, 11]. Rechenbeispiele und weiterführende Literatur sind angegeben. Die Vorgehensweise ist später in den entsprechenden Regelwerken übernommen worden, vgl. z. B. [12].

3 Grundlagenforschung in der Sicherheitstechnik am Beispiel strömender Medien

Durch den schnellen Druckabfall beim Öffnen einer Schutzeinrichtung wallt die Flüssigkeit im Behälter auf und strömt zweiphasig aus. Klassische Sicherheitsventil-Abblaseleitungen zum Schutz eines Apparates vor Überdruck werden daher mit Gemischen aus Dampf und Flüssigkeit durchströmt. Zweiphasenströmungen sind deshalb über viele Jahre in der Sicherheitstechnik erforscht worden. Sehr intensiv wurden Rohrleitungen untersucht. Die Berechnung des Volumenanteils an Gasen im Zweiphasengemisch und auch der Druckabfall, nicht nur bei wässerigen Medien, sondern auch bei hochviskosen Flüssigkeiten, standen dabei im Mittelpunkt.

Zweiphasenströmungen können jedoch auch in Rohrleitungen zu sicherheitstechnischen Problemen führen, die für reine Gasströmung ausgelegt sind. Bei langen Gastransportleitungen fallen schwersiedende Glykole, Wachse oder Hydrate auf dem Strömungsweg vom Bohrloch bis zum Verbraucher aus und können die Leitungen blockieren. Die Kondensation in solchen Leitungen ist ebenfalls ein Bereich der Grundlagenforschung in der Sicherheitstechnik.

Die folgenden Beispiele zeigen die Breite der Forschungsthemen in der Sicherheitstechnik die notwendig sind, um anwendungsorientiert sicherheitstechnische Apparate und Modelle zu entwickeln und diese in Sicherheitskonzepte einzubinden.

3.1 Zweiphasenströmungen

Sicherheitseinrichtungen von chemischen, pharmazeutischen und petrochemischen Anlagen werden häufig mit Gemischen aus Dämpfen und Flüssigkeiten durchströmt. Mathematische Modelle, die eine konservative Auslegung dieser Einrichtungen zulassen, sind die Basis für die zuverlässige Auslegung von Schutzeinrichtungen. In den 90er Jahren ist deshalb das Aufwallen in Reaktoren intensiv erforscht worden [13, 14]. Für diese Untersuchungen wurden spezielle Messtechniken auf der Basis von Leitfähigkeit, radioaktiver Durchstrahlung und später auch tomografischen Methoden entwickelt. Die Viskosität und das Schaumverhalten der Medien sind wesentliche Faktoren beim Aufwallvorgang.

Auch die Phasenverteilung und der Druckabfall in den anschließenden Rohrleitungen und Armaturen wurden untersucht. So hat beispielsweise Schmidt [15, 16, 17, 18, 19] die Strömungsformen und den Druckabfall in scharfkantigen Rohrverengungen und -erweiterungen bei Gas-/Flüssigkeitsströmungen gemessen und modelliert.

Überraschenderweise gibt es keine messbare Strömungseinschnürung in Rohrverengungen, wenn sie mit Zweiphasengemischen durchströmt werden. Der Massenstrom ist deshalb erheblich größer als zunächst erwartet.
Die Studien mit mehrphasigen Strömungen werden bis heute intensiv weiter geführt. So sind Forschungsvorhaben mit Gas/Flüssig/Feststoffströmungen durchgeführt worden [20], die in der chemischen Industrie vorkommen ebenso wie bei der Ölförderung an Bohrlöchern. Aktuell sollen mehrkomponentige Mehrphasensysteme untersucht werden [21]. Hierzu gibt es praktisch noch keine Messdaten.

In den nachfolgenden Abschnitten werden die Grundlagenuntersuchungen mit Zweiphasenströmungen mehrfach nochmals aufgegriffen und vertieft.

3.2 Rohrströmungen

Zweiphasenströmungen in geraden Rohrleitungen sind in der Sicherheitstechnik über mehrere Jahrzehnte untersucht worden, es gibt mehrere 10 000 Messdaten [22]. Die meisten Experimente wurden mit Luft und Wasser sowie Ölen durchgeführt. Strömungsformenkarten und Modelle für den Druckabfall sind dabei entwickelt worden. Sie reichen jedoch in der Sicherheitstechnik nicht aus, um Sicherheitseinrichtungen zuverlässig zu bemessen. Bei der Druckentlastung von Reaktoren mit Polymeren strömen beispielsweise Gemische aus Dampf und Flüssigkeiten mit sehr hohen Viskositäten durch diese Leitungen. Eine Viskosität von 50 000 Pa s ist dabei nicht selten (zum Vergleich: Wasser hat eine Viskosität von 0,001 Pa s). Die Strömungsformen entsprechen dann nicht mehr denen bei Strömungen mit niedrigen Viskositäten. Bei hohen Viskositäten der Flüssigkeit strömt der Dampf in einem engen Kanal in der Rohrmitte umgeben von der sehr zähen Flüssigkeit an der Wand. Schmidt et.al. haben diese Strömungen experimentell untersucht und ein Modell zur Berechnung des volumetrischen Gasgehalts in Abhängigkeit der Viskosität der Flüssigkeit entwickelt, [23] in **Anlage 1**. Die Messdaten konnten mit keinem Modell aus der Literatur vergleichbar wiedergegeben werden.

Aufbauend auf dem Modell für den volumentrischen Gasgehalt hat Schmidt die Modelle für den Druckabfall in geraden Rohrleitungen mit eigenen Messdaten bei vertikal aufwärts gerichteter Strömung verglichen. Bei den Strömungen mit hochviskosen Flüssigkeiten stellen sich sehr kleine Massenstromdichten in den Leitungen ein, die von den Modellen nicht zuverlässig wiedergegeben werden können. Abweichungen von weit über 100 % ergaben sich bei allen Literaturmodellen. Durch eine Anpassung von Koeffizienten konnte ein neues empirisches Modell bestimmt werden, mit dem die Druckänderungen erheblich genauer beschrieben werden, [24, 25, 26] und **Anlage 2**.

Die Durchströmung von geraden Rohrleitungen ist auch heute noch Gegenstand der Forschung. Durch die komplexen Leitungen mit nachgeschalteten Rückhalteeinrichtungen werden höhere Genauigkeiten für die Rechnungen notwendig. Große Unsicherheiten bestehen in der Nähe des thermodynamisch kritischen Punktes von Stoffen, bei Stoffgemischen und bei sehr großen Strömungsgeschwindigkeiten, die typisch sind in industriellen Notentlastungsleitungen. Dies wird in den nachfolgenden Kapiteln dargestellt.

3.3 Kondensation in Erdgasleitungen

Ein ganz anderer Bereich der Forschung in der Sicherheitstechnik ist die Beschreibung von Phasengleichgewichten bei der Strömung durch Rohrleitungen, beispielweise beim Transport von Erdgas. Diese Leitungen werden üblicherweise bei Drücken von ca. 100 bar betrieben und liegen im Erdreich oder am Meeresgrund. Am Eintritt der Leitungen ist eine Trocknung des Gases üblich, um Korrosion und den Ausfall von Kondensaten auf dem Weg zum Verbraucher zu vermeiden. Die Leitungen könnten sich im Laufe der Jahre zusetzten, auch eine Hydratbildung ist nicht ausgeschlossen. Getrocknet wird das Erdgas meistens mit Glykolen in großen Kolonnen, durch die das Gas im Gegenstrom durchgeführt wird.

Gase lösen sich in Flüssigkeiten. Glykole habe die Eigenschaft, sich nur in sehr geringen Konzentrationen in der Gasphase zu lösen. Wenn die Menge an Erdgas jedoch mehrere Millionen Normkubikmeter pro Jahr beträgt, kommen dennoch erhebliche Mengen an gelösten Glykolen in die Rohrleitungen. Bei der Verdichtung der Gase auf einen hohen Druck wird das Gas erwärmt, anschließend getrocknet und in der nachfolgenden Leitung durch den Wärmetransport an das umgebende Erdreich wieder abgekühlt. Jahreszeitliche Änderungen der Temperatur ändern ebenfalls die Temperatur des Erdgases. Schmidt hat den Anteil von Glykolen mit speziellen Partikelmessgeräten und Hochdruck-Gaslöslichkeitsuntersuchungen über mehrere Jahre in den Gashochdruckleitungen der Gasindustrie gemessen. Auch die Änderung der Glykol-Konzentration über rund 500 km Leitung ist dabei vermessen worden. Die Ergebnisse sind überwiegend vertraulich. Eine Modellierung der Messdaten war jedoch lange Zeit nicht möglich.

Jerinic [27] hat die Vorgänge in den Gashochdruckleitungen modelliert. Die Promotionsarbeit wurde von Schmidt betreut. Zunächst wurden dabei Löslichkeiten von Glykolen in Methan vermessen [27, 28]. Dazu musste ein neues Messverfahren entwickelt und Binärkoeffizienten zur Beschreibung der Löslichkeit bei unterschiedlichen Drücken und Temperaturen angepasst werden [29]. Erdgase bestehen

aus über 40 Komponenten, die die Löslichkeit gegenseitig beeinflussen. Anschließend hat Jerinic ein numerisches Modell erstellt, um die Kondensation in Gashochdruckleitungen und die jahreszeitliche Änderung der lokalen Kondensatmenge zu modellieren. Durch die extrem großen Volumenströme in axialer Richtung und die um rund 10 Größenordnungen kleineren Ströme in radialer Richtung waren die Grenzen der Modellierbarkeit eine wesentliche Herausforderung [30, 31, 32].

Die Kondensation in Gashochdruckleitungen ist ein weiteres Beispiel für Forschungen im Bereich Sicherheitstechnik. Während in den 80er und 90er Jahren sehr viele experimentelle Untersuchungen durchgeführt wurden, wird aktuell versucht, viele physikalische Vorgänge rigoros numerisch zu modellieren. Die in der Sicherheitstechnik typischen empirischen Modelle sollen damit abgelöst werden.

3.4 CFD-Anwendungen in der Sicherheitstechnik

Sicherheitstechnik muss konservativ sein. Statt eines Mittelwertes ist in der Regel ein oberer bzw. unterer Grenzwert zu modellieren. Die Modellrechnungen müssen zudem validiert und für die jeweiligen Anwendungen zuverlässig sein. Im Gegensatz zur Verfahrenstechnik werden nicht die normalen, gut untersuchten und mit Stoffdaten belegten Zustände in Prozessen betrachtet, sondern gerade die extremen Prozessabweichungen. Meistens sind für diese Zustände keine sehr guten und umfangreichen Messdaten verfübar. Für die Modellierung werden oftmals standardisierete, empirische Modelle verwendet und keine CFD-Methoden („Computational Fluid Dynamics“ – computergestützte Strömungssimulation).

Dürfen bei diesen Extremwertbetrachtungen CFD-Methoden angewendet werden? Schmidt hat dazu ein Symposium geleitet und die Ergebnisse in dem Buch „Process and Plant Safety – Applying Computational Fluid Dynamics” zusammengefasst [33]. Die Anwendungen von CFD in der Sicherheitstechnik sind sehr vielfältig:

1. Generierung eines vertieften Verständnisses über die nichtlinearen physikalischen Vorgänge und Abläufe bei Störfällen, insbesondere die Betrachtung von einzelnen Parametern auf die möglichen Auswirkungen von Ereignissen.
2. Visualisierung von Ereignisabläufen.
3. Verwendung als Werkzeug für Bereiche, in den keine oder nur sehr wenige Messungen vorliegen (Gefahrstoffe, sehr hohe Drücke).
4. Abschätzung von Grenzwerten und Interpolation von experimentellen Ergebnissen zur Entwicklung von empirischen Methoden.

Eine Anwendung als Basis für ein Sicherheitskonzept, beispielsweise einer chemischen oder petrochemischen Anlage, ist heute jedoch noch nicht denkbar. Dazu

müssen die Methoden transparenter gestaltet und Referenzlösungen für Standardanwendungen angeboten werden. CFD wird in den meisten Firmen als zusätzliches Werkzeug angewendet.

Die Modellierung der Durchströmung von Sicherheitsventilen ist als Beispiel für eine CFD-Anwendung in der Sicherheitstechnik in Kapitel 7 dargestellt.

4 Beispiele anwendungsorientierter Forschung in der Sicherheitstechnik

Neben sehr grundlegenden Forschungen sind in der Sicherheitstechnik anwendungsorientierte Untersuchungen typisch. Hier werden Prozesse, Apparate und Einrichtungen entwickelt, die ausschließlich sicherheitstechnischen Zwecken dienen. Die Modellierung der Strömung in Sicherheitsventilen, Berstscheiben und die Entwicklung von Rückhalteeinrichtungen sind dafür Beispiele. Ohne die vorherige Grundlagenforschung sind diese Entwicklungen in der Regel nicht möglich.

Die Modellierung von Sicherheitsventilen wird später in Kapitel 7 detailliert diskutiert, nachfolgend werden die Modellierung von Berstscheiben-Abblaseleitungen und die Entwicklung von Zyklonabscheidern für Notentlastungssysteme beschrieben.

4.1 Berstscheiben-Abblaseleitungen

Berstscheiben sind mechanische Sicherheitseinrichtungen, die beim Erreichen des Ansprechdrucks irreversibel aufplatzen, siehe **Abb. 5**. Mit diesen Einrichtungen werden Apparate gegen Überdruck abgesichert. Die Absicherung funktioniert nur dann, wenn der Querschnitt der Berstscheiben ausreichend groß bemessen ist, um die Energie, die dem Apparat z.B. bei einem Brand oder einer chemischen Reaktion zuströmt, sicher abzuführen. Andererseits darf die Berstscheibe nicht zu groß ausgelegt werden, weil dann die nachgeschalteten Rückhalteeinrichtungen ggf. nicht funktionieren und die Kräfte auf die Rohrleitungen zu groß werden können.

Abb. 5: Berstscheiben zur Absicherung gegen Überdruck. [34]

Der Massenstrom durch eine Berstscheibe wird wesentlich von der Leitung vor und hinter dieser Scheibe bestimmt. Schmidt hat dargestellt, dass in den industriellen Leitungen mehrfach kritische Strömungszustände typisch sind und die vorhandenen Modelle für die Auslegungen um über 200% voneinander abweichen, [35, 36, 37] und **Anlage 3**. Obwohl diese Berstscheiben in großer Stückzahl in der Industrie eingesetzt werden, fehlen hinreichende Messwerte, um die Modelle für die Auslegung der Berstscheiben einschließlich Zu- und Abströmleitung sicher zu bemessen. Hier sind die Grundlagenforschungen von besonderer Bedeutung, jedoch noch nicht ausreichend. Am CSE Center of Safety Excellence sollen zukünftig im Rahmen von Promotionsarbeiten experimentelle Daten indutstrietypischer Berstscheiben bestimmt und die Rechenmodelle verbessert werden.

4.2 Rückhalteeinrichtungen

Am Ende von Berstscheiben- und Sicherheitsventil-Abblaseleitungen sind in der Praxis häufig Rückhalteeinrichtungen installiert. Mit einem Abscheider soll vermieden werden, dass bei einer Reaktornotentlastung eine gefährliche Flüssigkeit in die Umgebung gelangt und Mitarbeiter und Umwelt gefährdet.

Schmidt hat über mehrere Jahre Zyklonabscheider für Notentlastungssysteme entwickelt, [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45] und **Anlage 4**. Für diese Arbeiten wurde im Jahr 2000 der EPSC Award (European Process Safety Center) verliehen.

In der Verfahrenstechnik sind Zyklonabscheider seit Jahrzehnten bekannt. Sie eigenen sich jedoch für sicherheitstechnische Systeme nur wenig, weil sie zu groß, zu teuer und in der Regel auf einen Betriebspunkt ausgelegt sind. Die Zusammensetzung des Dampf/Flüssigkeitsgemisches bei einer Notentlastung verändert sich sehr schnell. Die Abscheider müssen für alle Betriebsbedingungen geeignet und möglichst klein im Volumen sein. Schmidt hat im Technikumsmaßstab Zyklonabscheider untersucht und dabei den Durchmesser, die Höhe, die Inneneinbauten, den Eintritt, den Austritt und die Größe des Tauchrohres in Versuchsserien variiert. Aus den Ergebnissen konnte er ein Scale-up Modell entwickeln und an einem Apparat mit 1 m Durchmesser und bis zu 4 m Höhe validieren. Bei den Versuchen wurden niedrig und hochviskose Flüssigkeiten ebenso wie Schäume verwendet. Die vorgeschlagene Auslegung von Zyklonabscheidern für Notentlastungssysteme ist zum internationalen Stand der Technik geworden [46].

5 Disziplinübergreifende Forschungen in der Sicherheitstechnik

Eine besonders interessante Möglichkeit, neue Schutzeinrichtungen zu entwickeln besteht darin, disziplinübergreifend Techniken so anzupassen, dass sie für sicherheitstechnische Zwecke verwendbar werden.

In den 90er Jahren waren prozessleittechnische Einrichtungen für die Überwachung von Anlagen vorgesehen. Einfache Grenzwertgeber waren in Schutzqualität zugelassen. Praktisch jeder druckführende Apparat war mit einer klassischen Sicherheitseinrichtung versehen.

In der Verfahrenstechnik war es üblich, Prozesse zu modellieren und immer weiter zu verbessern. Die Rahmenbedingungen für eine Optimierung waren teilweise von der klassischen Sicherheitseinrichtung vorgegeben – beispielsweise über den Druck eines Sicherheitsventils. Schmidt schlug vor, die Modellierung von Prozessen mit vereinfachten Methoden und eindeutig mathematisch lösbaren Modellen in sicherheitsgerichteten Steuerungen zu implementieren, um damit eine neue Form der Absicherung zu erreichen. Dazu mussten jedoch die verfügbaren Steuerungen angepasst werden. Sie waren nicht für komplexe Berechnungen geschaffen. Einige typische mathematische Funktionen mussten erst in Schutzqualität eingeführt werden, um verfahrenstechnische Modelle in den Steuerungen abzubilden.

Die Idee war, Prozesse in sicherheitsgerichteten speicherprogrammierbaren Steuerungen online zu verfolgen und permanent eine Durchgehreaktion zu simulieren. Bei einer rechnerischen Überschreitung eines Grenzwertes – beispielsweise dem zulässige Auslegungsdruck – sollte die Anlage automatisch in einen sicheren Zustand gefahren werden. Diese Anlagen können ohne Sicherheitsventil und ohne Berstscheiben betrieben werden, vgl. [47, 48, 49, 50, 51, 52].

Durch die modellgestützte Absicherung kann die Anlage sicher und gleichzeitig wirtschaftlicher gefahren werden. Die Umsetzung und die Validierung dieser Schutzkonzepte ist sehr viel aufwendiger als bei klassischen Schutzeinrichtungen. Mittlerweile sind solche Absicherungskonzepte bei wenigen großen Chemiekonzernen etabliert. Die Entwicklungen halten bis heute an und sind für die Industrie sehr attraktiv, weil Sicherheit mit Wirtschaftlichkeit von Anlagen verbunden wird. Dieses Thema ist ein Schwerpunkt des CSE Center of Safety Excellence.

6 Sicherheitskonzepte für technische Anlagen

Grundlagenforschungen in den verschiedensten Bereichen der Sicherheitstechnik haben dazu geführt, dass anwendungsorientiert Sicherheitseinrichtungen und Modelle für deren Auslegung entwickelt werden konnten. Diese Einrichtungen sind in der Regel Bestandteil von Sicherheitskonzepten für ganze Anlagen oder Anlagenteile. Das Sicherheitskonzept beginnt mit einer Risikoanalyse und enthält die Absicherung von Apparaten abhängig von den möglichen Auswirkungen bei vernünftigerweise nicht auszuschließenden Ereignissen. Als Bestandteil des Konzeptes kommen z.B. Berstscheiben-Abblaseleitungen und Rückhalteeinrichtungen zum Einsatz.

Die Apparate bzw. Anlagen, für die ein Sicherheitskonzept erstellt wird, können sehr unterschiedlich sein. Nachfolgend sind vier Beispiele zusammengestellt:

1. Die Absicherung von Wärmeübertragern in der chemischen Industrie,
2. Sicherheitseinrichtungen in der Hochdrucktechnik
   (Drücke zwischen 300 und 3500 bar),
3. Absicherungen für Mehrzweckanlagen,
4. Sicherheitskonzepte für Gashochdruckleitungen.

6.1 Wärmeübertrager

Wärmeübertrager werden zu tausenden und in sehr unterschiedlichen Ausführungen in der Industrie eingesetzt. Klassisch wird ein Medium mit hohem Druck in den Rohren geführt und ein zweites Medium bei niedrigerem Druck im Mantel des Wärmeübertragers. Aus Kostengründen ist der Auslegungsdruck des Mantels niedriger als der zulässige Druck in den Rohren. Innere Leckagen, insbesondere an den Schweißnähten, und äußere Leckagen sind vernünftigerweise nicht auszuschließen. Im Inneren des Wärmeübertragers können deshalb unzulässige Überdrücke auftreten. Wenn Gefahrstoffe nach außen strömen, sind Explosionen, Brände und toxikologische Gefahren denkbar.

Leckagen sind nicht vorhersehbar und ihre Größe unterliegt stochastischen Schwankungen. In der Sicherheitstechnik muss ein konservativer Querschnitt einer Leckage abgeschätzt werden. Im Inneren des Wärmeübertagers ist zu prüfen, ob ein Flashen des Mediums bei entsprechenden Temperaturunterschieden auftreten kann und damit eine Zweiphasenströmung entsteht. Nach Außen kann ein verflüssigtes Gas in Aerosole zerspritzen und eine Lache bilden, deren Verdunstungsrate zu bestimmen ist. Aus den postulierten Leckströmen bei einem Worst Case Szenario muss anschließend eine Auswirkungsbetrachtung durchgeführt werden.

Schmidt hat für Wärmeübertrager das Vorgehen im Detail beschrieben, wie ein Anlagensicherheitskonzept einschließlich der Risikoanalysen und der notwendigen Absicherungsmaßnahmen erstellt wird, vgl. [53, 54, 55] und **Anlage 5**. Damit lassen sich Wärmeübertrager in der Industrie nach dem Stand des Wissens absichern.

6.2 Hochdrucktechnik

In der Hochdrucktechnik werden häufig Stoffe bei überkritischen Bedingungen gehandhabt. So wird beispielsweise Polyethylen in rund tausend Anlagen weltweit bei Drücken von 2500 bar und Temperaturen von 300°C hergestellt. Kommt es zu einer Störung in den Anlagen (z.B. Selbstzersetzung von Ethylen), dann muss der Reaktor sehr schnell entspannt werden. Bei der Entspannung sind die realen Eigenschaften der Gase zu berücksichtigen und die Bildung einer zweiten Phase, wenn das Gas in das Zweiphasengebiet entspannt wird. Im Reaktor bilden sich hochviskose Polymere, die dann durch Sicherheitseinrichtungen und daran angeschlossene Leitungen strömen, vgl. Kapitel 3. Aufgrund des Joule-Thomson Effektes – der Druckabhängigkeit der Enthalpie des Gases – werden die Gase teilweise sehr heiß bei einer Entlastung. Bei niedrigeren Drücken führt die Entspannung dagegen zu sehr tiefen Temperaturen, oftmals weit unter Null Grad Celsius.

Schmidt hat in einem Beitrag zur Auslegung von Druckentlastungseinrichtungen für die Hochdrucktechnik die bei niedrigen Drücken vorherrschenden Modelle auf sehr hohe Drücke übertragen [56]. An einer Hochdruck-Versuchsanlage sind die Modelle im Rahmen einer Promotionsarbeit unter der Leitung von Schmidt bei über 1000 bar Druck validiert worden. Die Ergebnisse sind in Kapitel 7 wiedergegeben.

Die Hochdruckeinrichtungen sind ein weiteres Beispiel dafür, wie Ingenieurwissen in der Sicherheitstechnik auf neue Anwendungsgebiete übertragen wird.

6.3 Mehrzweckanlagen

Die Übertragung von Entwicklungen aus der anwendungsorientieren Forschung auf industrielle Anlagen war ebenfalls für Mehrzweckanlagen erforderlich. In der chemischen und pharmazeutischen Industrie werden häufig Multipurpose-Anlagen verwendet, um sehr viele Stoffe in einem Reaktor herzustellen. Teilweise wird täglich das Rezept gewechselt. Wie soll in diesem Fall ein Sicherheitskonzept erstellt werden und wie muss eine Sicherheitseinrichtung ausgelegt werden? Es ist nicht möglich, täglich aufs neue eine Risikoanalyse durchzuführen.

Schmidt hat für Multipurpose-Anlagen ein Sicherheitskonzept erstellt und eine Vorgehensweise empfohlen, wie eine vorhandene Sicherheitseinrichtung sehr schnell

überprüft werden kann. Für 60 Lösungsmittel wurde die zweiphasige Druckentlastung von Reaktoren abhängig von charakteristischen sicherheitstechnischen Kennzahlen berechnet, [57, 58, 46] und **Anlage 6**. Aufbauend auf dem Sicherheitskonzept für die Anlage wird zunächst eine Sicherheitseinrichtung ausgelegt, die für die meisten Rezepte ausreicht. Bei jedem Wechsel des Rezeptes wird diese Einrichtung überprüft. Schmidt hat darüber hinaus ein Konzept entwickelt, wie die Rückhalteeinrichtungen zu überprüfen sind [59].

Mit der neuen Vorgehensweise und vorgegebenen reaktionskalorimetischen Kenndaten für die chemische Reaktion lässt sich die Einhaltung des Gültigkeitsbereichs des Sicherheitkonzepts einfach prüfen.

6.4 Gashochdruckleitungen

Der Stand der Technik wird kontinuierlich an neue Erkenntnisse aus Wissenschaft und Technik angepasst. Dies erfolgt in Fachgremien, die in der chemischen Industrie ebenso etabliert sind wie beispielsweise in der Gasindustrie.

Der Deutsche Verein des Gas- und Wasserfaches e.V. (DVGW) ist einen Schritt weiter gegangen. Er hat sein Regelwerk für Gashochdruckleitungen von zwei unabhängigen Gutachtern untersuchen lassen. Schmidt hat dabei die technische Sicherheit von solchen Leitungen bewertet. Zunächst wurde eine deterministische und eine probabilistische Risikoanalyse durchgeführt und die Ergebnisse miteinander verglichen. Anschließend wurde das Worst Case Szenario festgelegt und die Auswirkungen bei einem Ereignis in Abhängigkeit von der Besiedlungsdichte um die Gashochdruckleitung herum abgeschätzt. Daraus wurden Anforderungen an die technische Sicherheit von Gashochdruckleitungen formuliert und mit den aktuellen Vorgehensweisen im Regelwerk und bei verschiedenen Firmen verglichen.

Die wissenschaftliche Stellungnahme umfasst 355 Seiten und wird derzeit in der Branche diskutiert. Sie soll Ende 2016 vom DVGW veröffentlicht werden. Einzelne Ergebnisse des Gutachtens hat Schmidt mit Genehmigung des DVGW publiziert [60, 61].

7 Auslegung sicherheitsgerichteter Armaturen von der Grundlagenforschung bis zur Erweiterung vom Stand der Technik

In den vorangegangen Kapiteln wurden verschiedene Grundlagenuntersuchungen in der Sicherheitstechnik beschrieben, die für die anwendungsorientierte Forschung und Entwicklung genutzt werden konnten. Diese Ergebnisse lassen sich wiederum in den verschiedensten Anwendungsbereichen der Sicherheitstechnik für die Darstellung von

Anlagensicherheitskonzepten nutzen. In der Sicherheitstechnik wird damit eine ungeheure Breite an Technik abgedeckt, wobei die Vorgehensweise in allen Bereichen grundsätzlich ähnlich ist. In den meisten Fällen ist jedoch ein Transfer von Know-How notwendig. In dem folgenden Abschnitt soll die Entwicklung von den Grundlagen bis zum Stand der Technik durchgehend an einem einzelnen Beispiel verdeutlicht werden.

Typisch für die Sicherheitstechnik sind darüber hinaus Forschungen und Entwicklungen, die über viele Jahre verfeinert und für immer mehr Anwendungsbereiche verfügbar gemacht werden. Hier ist die direkte Zusammenarbeit von Wissenschaft und Industrie maßgeblich. Ein Beispiel ist die Bemessung von Armaturen. Dabei wird ein wissenschaftlich gut untersuchtes Modell für eine Düsenströmung schrittweise für Mehrkomponenten-Mehrphasenströmungen erweitert. Thermodynamische Ungleichgewichte und die sich typischerweise einstellenden kritischen Strömungen sind zu berücksichtigen.

Auch diese Forschungen sind bis heute aktuell. Derzeit werden Druckstöße in Leitungen vor dem Sicherheitsventil untersucht, die Instabilitäten des Gesamtsystems verursachen können. Sicherheitsventile neigen dann zum Flattern (hochfrequentes Öffnen und Schließen) und funktionieren nicht mehr anforderungsgerecht bzw. werden sogar zerstört.

7.1 Industrielle Anwendung sicherheitsgerichteter Armaturen

In der chemischen, petrochemischen und pharmazeutischen Industrie werden Apparate und Anlagen klassisch mit mechanischen Sicherheitseinrichtungen abgesichert. Dazu zählen u.a. Sicherheitsventile, Berstscheiben und Belüftungsarmaturen von Tanks. Sie werden bei Ansprechdrücken von 0,05 bar (abs) auf Lagertanks oder auch bei 2500 bar (abs) auf Rohrreaktoren von LDPE-Anlagen betrieben. Industrietypische Nennweiten sind DN25 bis DN300. Weltweit sind einige Millionen solcher Einrichtungen installiert. Wenn Sie öffnen, wird Flüssigkeit, Dampf oder ein Gemisch aus Dampf und Flüssigkeit entlastet. In der Armatur stellt sich häufig ein kritisches Druckverhältnis ein und begrenzt den Massenstrom, der abgeführt werden kann.

Blenden und Klappen werden in der Industrie ebenfalls als Sicherheitseinrichtungen verwendet, um den Massenstrom in einen druckführenden Apparat zu begrenzen, oder um eine Rückströmung aus dem Apparat zu vermeiden. Sie werden meistens mit Gasen oder nicht-verdampfenden Flüssigkeiten durchströmt. Dort wo keine Blenden eingesetzt sind, wird der Massenstrom in einen Apparat häufig durch Stellventile

begrenzt. Bei großen Druckunterschieden zwischen zwei Druckbehältern kommen Druckminderungsventile zum Einsatz.

Sicherheitsrelevante Armaturen wie Sicherheitsventile, Berstscheiben, Stellventile, Blenden, Klappen etc. müssen zuverlässig bemessen werden. Andernfalls können die Gefahren durch Druckbehälter nicht sicher verhindert werden. Vor rund 100 Jahren wurden die Armaturen recht einfach und sehr konservativ ausgelegt. Sie waren deutlich überdimensioniert. Der tatsächliche Massenstrom war viel größer als der berechnete. Er wurde ins Freie abgeleitet. In den vergangenen Jahrzehnten sind die Armaturen jedoch zunehmend in Rohrleitungssysteme eingebaut worden, an deren Ende Tauchungen, Quenche, Fackeln, Wäscher, Auffang- oder Rückhalteeinrichtungen installiert sind, **Abb. 6**. Strömt ein deutlich größerer Massenstrom durch solche Abblase-leitungssysteme in die nachgeschalteten Entsorgungseinrichtungen, dann stellen sich sehr große Rohrleitungskräfte ein, Sicherheitsventile neigen zum Flattern und die Entsorungseinrichtungen funktionieren nicht mehr bestimmungs-gemäß. Darüber hinaus beeinflussen die nachgeschalteten Rohrleitungen und Apparate die Funktion der Sicherheitseinrichtung. Letztlich können in der Umgebung toxische Grenzwerte und Explosionsgrenzen überschritten werden.

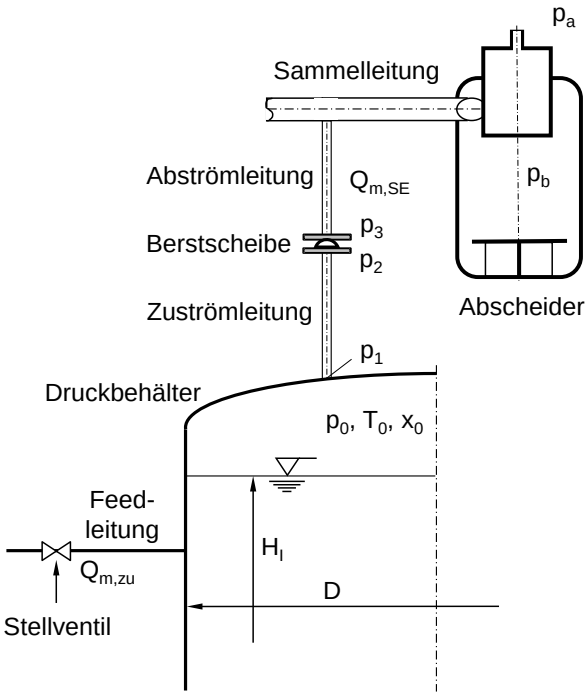

Abb. 6: Abblaseleitung zur Absicherung eines Druckbehältes

Die Auslegung von Sicherheitseinrichtungen erfolgt weltweit in zwei Schritten:

1) der kritische Massenstrom durch eine ideale Düse wird berechnet, wobei der engste Strömungsquerschnitt der Düse einem charakteristischen Querschnitt der Armatur entspricht und
2) der berechnete Düsenmassenstrom wird korrigiert durch einen experimentell zu bestimmenden Durchflusskoeffizienten. Die Durchflusskoeffizienten sind abhängig von der Geometrie der Armatur, der Mach- und der Reynoldszahl.

Das Modell zur Berechnung des Massenstroms durch eine Düse ist für die Auslegung von Sicherheitseinrichtungen von entscheidender Bedeutung. Nur wenn die Eigenschaften der Stoffe und die Zustandsänderung in der Düse ausreichend genau

beschrieben werden können, dann ist der Durchflusskoeffizient ausschließlich abhängig von der Geometrie der Armatur. Er kann in einfachen Versuchen unter Laborbedingungen vermessen und auf andere Medien, Drücke und Geometrien übertragen werden. Ist das Düsenmodell dagegen nicht ausreichend zuverlässig, dann wird er durch alle Effekte der Stoffe und Strömungen beeinflusst. Der experimentelle Aufwand in der Praxis ist nicht mehr handhabbar.

In den letzten Jahren ist ein Modell entwickelt worden, um den kritischen Massenstrom durch Düsen zuverlässig zu berechnen und das Modell als Basis für die Auslegung von Sicherheitseinrichtungen zu verwenden. Die realen Eigenschaften von Gasen sowie die Einflüsse des Siedeverzugs (thermodynamisches Ungleichgewicht) und des Schlupfs (mechanisches Ungleichgewicht) bei Gas/Flüssigkeitsströmungen sollten dabei erfasst werden. Das Düsenmodell soll nicht nur für die Auslegung von Sicherheitsventilen und Berstscheiben, sondern auch für Stellventile, Klappen, Blenden, Düsen und andere durchströmte Bauteile für sicherheitsrelevante Anwendungen gelten.

7.2 Grundlagen der Auslegung von Sicherheitseinrichtungen

7.2.1 Mindestens erforderlicher Strömungsquerschnitt

Mechanische Sicherheitseinrichtungen wie Ventile, Berstscheiben, Blenden etc. werden in der Industrie eingesetzt, um den Energieeintrag in einen druckführenden Apparat zu begrenzen, oder um die zugeführte Energie aus dem Apparat sicher abzuführen. Energie wird mit dem Massenstrom in einen Apparat eingebracht, sie kann jedoch auch durch Wärmetransport über Heizmedien, ein Feuer oder über eine chemische Reaktion eingetragen werden.

Eine Sicherheitsarmatur muss grundsätzlich so groß bemessen sein, dass der mindestens abzuführende Massenstrom $Q_{m,out}$ sicher über die Armatur abgeführt werden kann. Er wird durch den maximal zu erwartenden Massen- bzw. Wärmeeintrag in den Apparat bestimmt, der im Rahmen der Sicherheitsbetrachtung zu identifizieren ist und den Auslegungsfall des Sicherheitsventils (Worst Case Szenario) festlegt.

Abhängig von der Größe der Armatur, unter Berücksichtigung des Mediums und der Phasenverteilung ist der abführbare Massenstrom über die Sicherheitseinrichtung $Q_{m,SE}$ zu bestimmen. Er ergibt sich aus dem Massenstrom durch eine ideale Düse $Q_{m,Düse}$ korrigiert mit dem experimentell zu bestimmenden Durchflusskoeffizienten K_d:

$$Q_{m,SE} = K_d \cdot Q_{m,Düse} \geq Q_{m,out} \qquad (1)$$

Der Massenstrom durch die Düse wird häufig in dimensionsloser Schreibweise, bezogen auf den maximal möglichen Massenstrom bei vorgegebenen Anfangsbedingungen (Druck p_0 und spezifisches Volumen v_0 am Düseneintritt), einem bekannten charakteristischen Querschnitt der Armatur A_{SE} sowie Vakuum im Düsenhals dargestellt:

$$C = \frac{Q_{m,Düse}}{A_{SE} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{p_0}{v_0}}}. \qquad (2)$$

Der Durchflusskoeffizient von Sicherheitseinrichtungen ist von Herstellern experimentell zu bestimmen und wird für die Strömung von Gasen und Flüssigkeiten angegeben. Bei Gemischen wird der Durchflusskoeffizient hilfsweise interpoliert. Als Wichtungsfaktor dient der volumetrische Gasgehalt ε im charakteristischen Querschnitt der Sicherheitseinrichtung:

$$K_{d,2ph} = \varepsilon \cdot K_{dr,g} + (1-\varepsilon) \cdot K_{dr,l}. \qquad (3)$$

Der mindestens erforderliche Entlastungsquerschnitt einer Sicherheitsarmatur ergibt sich daraus zu:

$$A_{SE} \geq \frac{Q_{m,out}}{K_d \cdot C \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{p_0}{v_0}}}. \qquad (4)$$

Die Bemessung von Sicherheitseinrichtungen ist mit einem geeigneten Düsenmodell für den dimensionslosen Massenstrom C möglich, wenn mit diesem Modell alle relevanten Einflussgrößen bei der Durchströmung zuverlässig erfasst werden. Der Durchflusskoeffizient ist in diesem Fall nur noch von der Geometrie der Sicherheitseinrichtung bestimmt.

7.2.2 Literaturübersicht

In den 70er Jahren hat DIERS (Design Institute for Emergency Relief Systems), eine Organisation unter dem Dach von AIChE (American Society of Chemical Engineers) mit über 170 Mitgliedsfirmen weltweit, die Druckentlastung von Reaktoren mit Zweiphasenströmung aus Gasen und Flüssigkeiten intensiv untersucht [62]. J. Leung veröffentlichte 1986 ein vereinfachtes homogenes Gleichgewichtsmodell (HEM – homogeneous equilibrium model) [63], das in die amerikanische API 520 Norm [64] zur Ventilauslegung übernommen wurde. Andere Modelle zur Auslegung von Sicherheitsventilen, beispielsweise von Fauske [65] waren genauer, jedoch in der

Praxis meistens nicht anwendbar, weil dort beispielsweise die Entropien von Stoffen unter Störfallbedingungen eingehen.

Aus experimentellen Untersuchungen wurde zunehmend bekannt, dass die Methode nach API 520 insbesondere bei kleinen Dampfgehalten zu extremen Überdimensionierungen für die Sicherheitsventile führte [66]. Der mindestens erforderliche Querschnitt des Sicherheitsventils wird im Extremfall um den Faktor fünf bis sieben zu groß bestimmt. Wesentliche physikalische Vorgänge bei der Durchströmung der Sicherheitsventile wie der Siedeverzug, der Schlupf zwischen Dampf und Flüssigkeit sowie die Entlösung von Gasen aus Flüssigkeiten werden mit dem Modell nicht berücksichtigt.

Schmidt und Westphal haben 1997 eine zusammenfassende Darstellung aller Auslegungsschritte für Sicherheitsventile publiziert [10, 11], die später als Basis der internationalen Norm angenommen wurde [12, 67].

In den folgenden Abschnitten wird die Entwicklung von Modellen zur Auslegung der Sicherheitseinrichtungen dargestellt. Dazu werden zunächst die physikalischen Phänomene beim Durchströmen von einfachen Düsen in Kapitel 7.3 beschrieben. In Sicherheitsarmaturen können die Strömungsverhältnisse nochmals deutlich komplexer sein als in Düsen. Umlenkungen in komplizierten Geometrien und dynamische Änderungen wie das Öffnen von Ventilen überlagern die Effekte. Es liegt zunächst nahe, den Massenstrom durch eine Sicherheitsarmatur mit CFD-Rechenmethoden zu modellieren. Dies ist im Kapitel 7.4 kurz beschrieben. Die Methoden sind jedoch noch viel zu aufwendig und nicht zuverlässig genug. In der Praxis haben sich deshalb empirische Methoden durchgesetzt. In Kapitel 7.5 wird die Berechnung des Massenstroms nach solchen Methoden für Einphasen-Gasströmung wiedergegeben. Kapitel 7.6 enthält die Herleitungen für mehrphasige Gemische. Im Kapitel 7.7 wird die Methode erweitert u.a. für die Berechung des Massenstroms durch Rohrleitungen. Die Methoden sind im Detail in den angegebenen Publikationen dargestellt und werden hier zusammengefasst.

7.3 Phenomenologische Beschreibung der Durchströmung einer Düse

In einer idealen Düse strömt das Fluid ablöse- und reibungsfrei vom Eintritt bis in den engsten Strömungsquerschnitt – den Düsenhals. Dabei nimmt die Geschwindigkeit erheblich zu und der Druck fällt deutlich ab. Je nach Strömungszustand am Eintritt der Düse lassen sich die in **Abb. 7** dargestellten Strömungsarten unterscheiden:

- Einphasenströmung von Flüssigkeit oder Gas/Dampf innerhalb der gesamten Düse. Die unterkühlten Flüssigkeiten verhalten sich nahezu inkompressibel.

Dagegen ändern Gase/Dämpfe die Dichte zum Teil erheblich. Eine Verdampfung bzw. Kondensation kann stromabwärts vom engsten Strömungsquerschnitt noch einsetzen (Flüssigkeit / Dampf).

- Einphasenströmungen mit anfangs stark unterkühlten Flüssigkeiten bzw. anfangs stark überhitzten Dämpfen. Im engsten Strömungsquerschnitt der Düse setzt die Verdampfung bzw. Kondensation ein (anfangs stark unterkühlte Flüssigkeit / überhitzter Dampf).
- Einphasenströmungen mit anfangs leicht unterkühlten Flüssigkeiten bzw. anfangs leicht überhitzten Dämpfen. Die Verdampfung von Flüssigkeit erfolgt bereits beim Strömen durch die Düse als Folge des Druckabfalls und Dämpfe kondensieren durch die Temperaturänderung (anfangs leicht unterkühlte Flüssigkeit / überhitzter Dampf).
- Zweiphasenströmungen aus nicht-verdampfenden Flüssigkeiten und nicht-kondensierbaren Gasen (Frozen Flow)
- Zweiphasenströmungen bei denen sich der Dampfgehalt während der Durchströmung der Düse verändert (verdampfende Flüssigkeit / kondensierender Dampf)

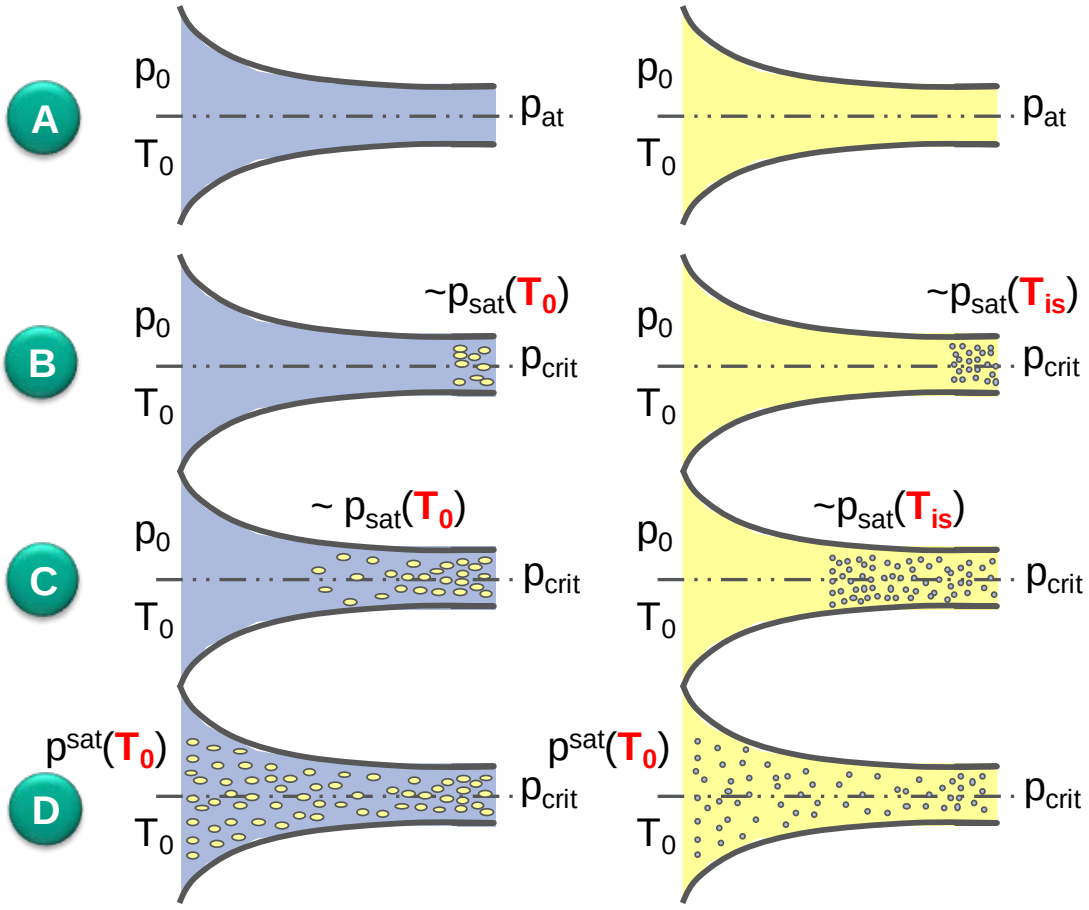

Abb. 7: Strömungsarten beim Durchströmen von Düsen: A) Einphasenströmung aus Flüssigkeit bzw. Dampf; B) anfangs stark unterkühltes/überhitztes Fluid; C) anfangs leicht unterkühltes/überhitztes Fluid; D) Zweiphasenströmung.

Die Zustandsänderung in der Düse erscheint zunächst aus Lehrbüchern bekannten thermodynamischen Gesetzmäßigkeiten zu folgen. Eine Reihe von physikalischen Phänomenen sind jedoch sehr schwer zu erfassen:

1. In industrieüblichen Armaturen erreichen kompressible Strömungen häufig die Schallgeschwindigkeit – es stellt sich ein kritisches Druckverhältnis im engsten Strömungsquerschnitt ein. Oft werden innerhalb von wenigen Millimetern Strömungsweg sehr große Geschwindigkeitsänderungen erreicht. Druck, Temperatur und Gasgehalt ändern sich auf diesem Weg sehr stark.
2. Gase und Gasgemische verhalten sich bei der Zustandsänderung in der Düsen oftmals nicht ideal. Die Kompressibilität des Gases lässt sich nur mit aufwendigen Zustandsgleichungen beschreiben. Durch den Joule-Thomson Effekt kann die Temperatur von Gasen sehr hoch ansteigen oder sehr tief abfallen. Reale Eigenschaften von Gasen müssen berücksichtigt werden.
3. Noch schwieriger wird die Beschreibung der Zustandsänderung bei Gemischen aus Gasen und Flüssigkeiten. Das Gas wird stärker beschleunigt als die Flüssigkeit und strömt in der Regel mit einer höheren Geschwindigkeit. Beide Phasen verteilen sich ungleichmäßig über den Querschnitt. Es stellt sich ein fluidmechanisches Ungleichgewicht in der Strömung ein.
4. Bei verdampfenden Zweiphasenströmungen kann die Temperatur der Flüssigkeit dem schnellen Druckabfall nicht folgen, weil der Wärmetransport begrenzend wirkt. Die Folge ist ein Siedeverzug bei siedenden Gas/Flüssigkeitsgemischen (thermisches Ungleichgewicht). Der Flüssigkeitsanteil im Gemisch ist teilweise deutlich größer als dies nach klassischer Gleichgewichts-Thermodynamik zu erwarten wäre. Wie stark die Ungleichgewichte ausgeprägt sind hängt maßgeblich vom Druckgradienten innerhalb der Düse und der Verweilzeit (Relaxationszeit) ab.
5. Vergleichbar zum Siedeverzug ist ebenfalls ein Kondensationsverzug denkbar, bei dem die Kondensation deutlich später einsetzt als erwartet.
6. Gase, die in Flüssigkeiten gelöst sind, neigen teilweise zum Entlösen bei einer Druckänderung, weil die Löslichkeit druck- und temperaturabhängig ist. Infolge der schnelle Zustandsänderung innerhalb einer sehr kurzen Weglänge bis zum Düsenhals ist auch in diesem Fall mit einem Entlöseverzug zu rechnen (stoffliches Ungleichgewicht).

Weder das fluidmechanische noch das thermodynamische Ungleichgewicht innerhalb einer Düse lässt sich derzeit physikalisch zuverlässig beschreiben. Die Gesetzmäßigkeiten idealer Gase und der klassischen Gleichgewichtsthermodynamik reichen für eine Beschreibung der Zustandsänderung und damit des Massenstroms durch die Düse nicht mehr aus.

Gerade bei detailliertester Strömungsmodellierung ist die exakte Abbildung der Thermodynamik realer Stoffeigenschaften grundlegende Voraussetzung. Nachfolgend ist die Modellierung der Durchströmung von Sicherheitsventilen mit CFD-Methoden beschrieben.

7.4 CFD Modellierung von Sicherheitsventilen

Sicherheitsventile werden in großindustriellen Anlagen bei Ansprechdrücken bis zu 3500 bar betrieben. **Abb. 8** zeigt ein solches Ventil mit der Hubglocke, die vom Fluid umströmt wird.

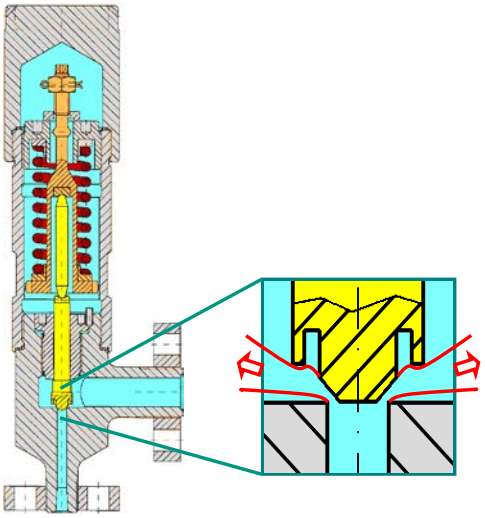

Abb. 8: Hochdruck-Sicherheitsventil

Die Durchströmung des Ventils wurde im Rahmen einer Dissertation mit dem Programm ANSYS CFX modelliert [68]. Dazu ist der Strömungskanal im Sicherheitsventil in mehreren unstrukturierten, hexagonalen Gittern mit jeweils ca. 1,1 Millionen Zellen abgebildet worden, vgl. **Abb. 9**. Die Öffnung des Ventils wurde durch Gitterverschiebungen und Gitterüberlagerungen modelliert. Als Turbulenzmodell wurde das SST-Modell verwendet, die Stoffdaten von Stickstoff sind mit der Redlich-Kwong-Zustandsgleichung berechnet worden. Details der Modellierung sind in [68, 69] wiedergegeben.

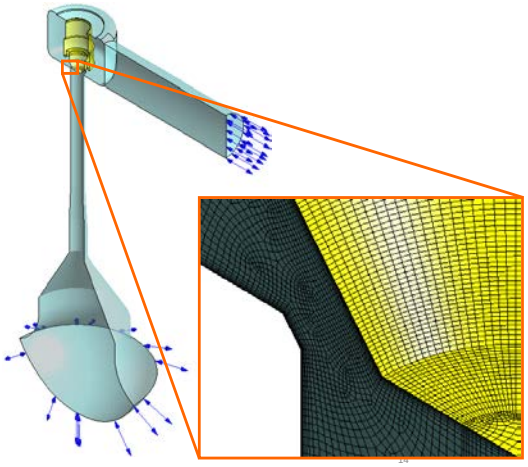

Abb. 9: Gittermodell des Hochdruck-Sicherheitsventils

Die Berechnungen haben gezeigt, wie komplex die Strömung in einem Sicherheitsventil ist. **Abb. 10** zeigt die Verläufe von Druck, Temperatur und Machzahl. Die Kontur mit konstanter Machzahl von 1 verläuft räumlich bis weit in das Ventilgehäuse hinein. Im Inneren der Kontur werden Mach-Zahlen von über 3 erreicht. An diesen Stellen sinkt der Druck weit unter den Umgebungsdruck ab und die Temperatur fällt auf unter 100 K ab. Luftbestandteile kondensieren in diesem Bereich. Mit einem Verdichtungsstoss weiter stromabwärts stellt sich ein Druck ein, der nahe dem Umgebungsdruck am Austritt des Ventils liegt.

Mit den CDF-Berechnungen konnte gezeigt werden, das die Umströmung der Hubglocke in einem Ventil sich mit der Öffnung erheblich ändern kann. Wirbel unter der Hubglocke verlagern sich und führen zu starken Änderungen der Kräfte auf die

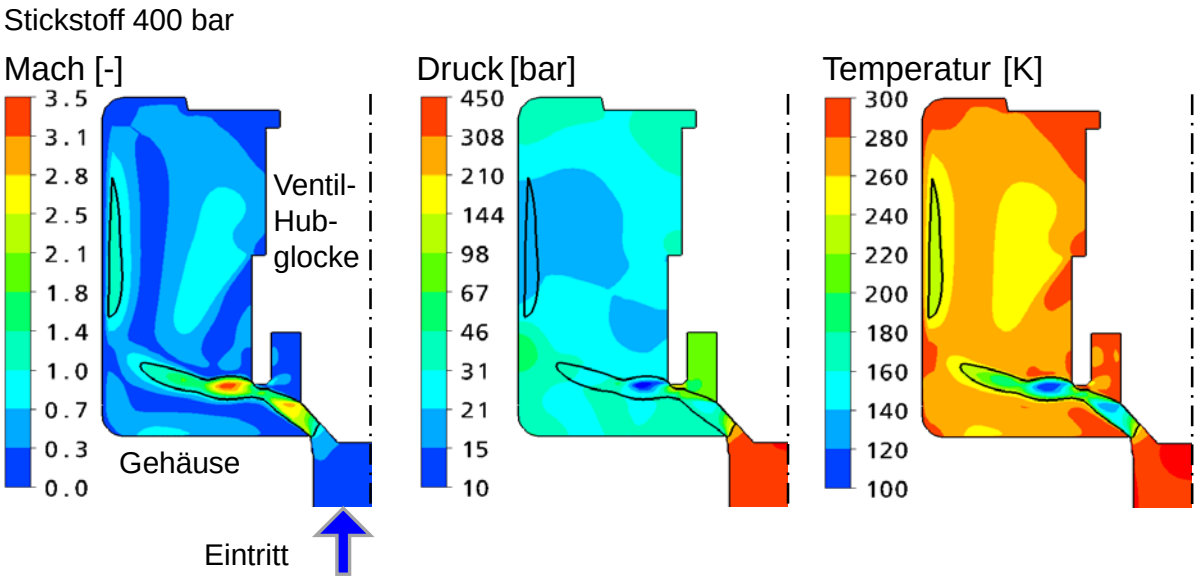

Abb. 10: Zustand im Sicherheitsventil berechnet mit ANSYSY CFX

Hubglocke und damit auch zu einer geänderten Ventil-Öffnungscharakteristik [69]. Die Berechnungen wurden mit Experimenten an einem Hochdruck-Prüfstand, der für diese Messungen ausgelegt und aufgebaut wurde, validiert [33, 68, 69,]. Neben dem Massenstrom wurde auch die Öffnungscharakteristik vermessen.

Die experimentellen Daten ergaben, dass die Öffnung des Sicherheitsventils mit dem Modell nicht zuverlässig wiedergegeben werden konnte, weil die Kräftebilanz auf die Hubglocke nicht mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen war. Reibungskräfte auf die Spindel des Ventils liessen sich nur sehr grob vorausberechnen, obwohl ihr Einfluss auf die Ventilfunktion erheblich sein kann.

CFD-Modelle eignen sich für die Optimierung von Sicherheitsventilen sehr gut, sind jedoch nur unzureichend und viel zu aufwendig für die Bemessung des mindestens erforderlichen Querschnitts [33]. Anstelle eines aufwendigen CFD-Modells haben sich weltweit einfachere, eindimensionale Düsenströmungsmodelle in Kombination mit einem Durchflusskoeffizienten durchgesetzt.

7.5 Massenstrom durch Düsen bei der Durchströmung mit Gasen

Die Basisgleichung für den Massenstrom durch eine ideale Düse wird unter der Annahme einer stationären, eindimensionalen Strömung ohne Wärmeaustausch mit

der Wand hergeleitet. Mit der Hilfe des ersten und zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik,

$$dq = dh + wdw + g \cdot \sin\Theta \cdot dz \,, \tag{5}$$

$$Tds = dh - vdp = dq + d\mathrm{E}_{diss} \tag{6}$$

und der Kontinuitätsbeziehung,

$$\dot{M} = \frac{A \cdot w}{v} = const \tag{7}$$

lässt sich für ein adiabates System ($dq = 0$) durch Integration vom Eintritt bis zum engsten Strömungsquerschnitt der Düsen („th“ für throat) eine Gleichung zur Berechnung des Massenstroms herleiten:

$$Q_{m,Düse} = \frac{A_{th}}{v_{th}} \cdot \sqrt{-\int_{p_0}^{p_{th}} v \cdot dp - \int dE_{diss} + \frac{1}{2}\left({w_{th}}^2 - {w_0}^2\right) + g \cdot sin\Theta \cdot L} \,. \tag{8}$$

Die Dissipationsenergie lässt sich integral in einem Widerstandsbeiwert bezogen auf den Eintrittszustand ς_0 zusammenfassen:

$$\varsigma_0 = \frac{\int dE_{diss}}{p_0 \cdot v_0} \tag{9}$$

Ein Extremwert für den Massenstrom ergibt sich bei reibungsfreier Durchströmung einer horizontalen Düse ($L = 0; \zeta_0 = 0$) mit einem inkompressiblen Fluid ($v = v_{th} = v_0$) aus einem unendlich großen Reservoir ($w_0 = 0$) mit dem Druck p_0 am Eintritt und Vakuum im engsten Querschnitt ($p_{th} = 0$):

$$Q_{m,Düse,max} = A_{th} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{p_0}{v_0}} \,. \tag{10}$$

Dieser Massenstrom wird häufig als Bezugsgröße verwendet, um den Massenstrom durch die Düse in dimensionsloser Form darzustellen. Daraus ergibt sich die universelle Düsengleichung für den Massenstrom [35, 36]:

$$C = \frac{1}{v_{th}^*} \cdot \sqrt{\frac{-\int_{\eta_0}^{\eta_{th}} v^* \cdot d\eta - \frac{g \cdot \sin\theta \cdot L}{v_0 \cdot p_0}}{1 - \Gamma \cdot (1 - \zeta_0)}} \tag{11}$$

mit $\eta = \frac{p}{p_0}, \quad v^* = \frac{v}{v_0}, \quad \Gamma = \left(\frac{w_0}{w_{th}}\right)^2 = \left(\frac{A_{th}}{A_0} \cdot \frac{v_0^*}{v_{th}^*}\right)^2$. (12)

Tab. 1 zeigt einige Sonderfälle der universellen Düsengleichung.

Tab. 1: Sonderfälle für den dimensionslosen Massenstrom in Düsen

	Bemerkungen	Gleichungen
Reibungsfreie, adiabate Düsenströmung aus unendlich großem Reservoir (HNE-DS model)	$\Gamma = 0 \quad (w_0 = 0)$ $\zeta_0 = 0$ $\frac{g \cdot \sin\theta \cdot L}{v_0 \cdot p_0} = 0$	$C = \frac{1}{v_{th}^*} \cdot \sqrt{-\int_{\eta_0}^{\eta_{th}} v^* \cdot d\eta}$
Inkompressible Rohrströmung	$\Gamma = 1$ $\zeta_0 \neq 0$	$C = \frac{1}{v_{th}^*} \cdot \sqrt{\frac{-\int_{\eta_0}^{\eta_{th}} v^* \cdot d\eta - \frac{g \cdot \sin\theta \cdot L}{v_0 \cdot p_0}}{\zeta_0}}$
Kompressible Rohrströmung	$\Gamma = \left(\frac{v_0^*}{v_{th}^*}\right)^2 \quad \zeta_0 \neq 0$	$C = \frac{1}{v_{th}^*} \cdot \sqrt{\frac{-\int_{\eta_0}^{\eta_{th}} v^* \cdot d\eta - \frac{g \cdot \sin\theta \cdot L}{v_0 \cdot p_0}}{1 - \left(\frac{v_0^*}{v_{th}^*}\right)^2 \cdot (1 - \zeta_0)}}$

Die Berechnung des Massenstroms durch eine Düse ist mit der universellen Düsengleichung im Wesentlichen an das spezifische Volumen bzw. die Dichte bei der Durchströmung einer Düse gekoppelt. Je nach Eintrittszustand und Fluid wird die Änderung des spezifischen Volumens durch die realen Eigenschaften des Gases, das mechanische, das thermodynamische und das stoffliche Ungleichgewicht beeinflusst, vgl. Kapitel 7.3.

Die universelle Düsengleichung gilt grundsätzlich für alle Strömungsformen: anfangs unterkühlte Flüssigkeitsströmung, überhitzte, reale Gasströmung, verdampfende und nicht verdampfende Zweiphasenströmung etc.

7.5.1 Ideale Gase

Zur Berechnung des Massenstroms durch eine Düse muss das spezifische Volumen des Gases innerhalb der Düse beschrieben werden. Für perfekte Gase (ideale Gase,

deren Wärmekapazitäten konstant sind) lässt sich das spezifische Volumen aus der isentropen Zustandsänderung ableiten:

$$p \cdot v^{\kappa} = const, \quad \kappa = \frac{cp}{cv}. \tag{13}$$

Daraus ergibt sich das dimensionslose spezifische Volumen,

$$v^{*} = \frac{v_g}{v_{g0}} = \left(\frac{1}{\eta}\right)^{\frac{1}{\kappa}}. \tag{14}$$

Damit kann die universelle Düsengleichung für die Strömung von perfekten Gasen integriert werden:

$$C_{g,id} = \sqrt{\frac{\frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \left(1 - \left(\frac{1}{\eta_{th}}\right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}}\right) - \zeta_0}{\left(\frac{1}{\eta_{th}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{A_{th}}{A_0}\right)^2}}. \tag{15}$$

Diese Gleichung gilt für unterkritische und für kritische Strömungen. Bei unterkritischer Strömung ($\eta_b > \eta_{g,crit}$) entspricht das Druckverhältnis im engsten Strömungsquerschnitt dem Gegendruckverhältnis $\eta_{th} = \eta_b$ und es entspricht dem kritischen Druckverhältnis $\eta_{th} = \eta_{g,crit}$ bei kritischer Strömung ($\eta_b \le \eta_{g,crit}$):

$$\eta_{g,crit} = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \tag{16}$$

Wenn die Strömung am Eintritt aus einem unendlich großen Reservoir erfolgt (Stagnationszustand), dann ergibt sich für die kritische Strömung eines perfekten Gases:

$$C_{g,id,crit} = \sqrt{\frac{\kappa}{2} \cdot \left[\frac{2}{\kappa+1}\right]^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}}. \tag{17}$$

Bei idealen Gasen sind die spezifischen Wärmekapazitäten nicht mehr konstant, sondern temperaturabhängig. Näherungsweise kann der dimensionslose Massenstrom mit einem mittleren Isentropenexponenten bestimmt werden. Diese Gleichung mit einem Isentropenexpontenten bezogen auf die Eintrittstemperatur $\kappa = \kappa_0$ wird

beispielsweise für die Auslegung von Sicherheitsventilen nach ISO 4126-7 [70] verwendet. Sie ist grundsätzlich nur dann anwendbar, wenn die realen Eigenschaften der Gase (Druckabhängigkeit der Wärmekapazität) vernachlässigbar gering sind.

7.5.2 Reale Gase

Ideal verhalten sich Gase näherungsweise, wenn der Druck und die Temperatur weit unterhalb des thermodynamisch kritischen Drucks und der thermodynamisch kritischen Temperatur liegen. Mit der Annäherung oder einer Überschreitung der thermodynamisch kritischen Werte verhalten sich Gase in der Regel deutlich real, zwischenmolekulare Kräfte sind dann nicht mehr vernachlässigbar. Die kalorischen und thermischen Eigenschaften des Gases hängen von der Temperatur und dem Druck ab. Reibung und Wärmeaustausch mit der Wand nehmen an Bedeutung zu. Der Massenstrom durch eine Düse kann in diesem Fall mit den Ansätzen für ideale Gase nicht mehr zuverlässig bestimmt werden.

Bei Sicherheitsarmaturen, die mit Gasen durchströmt werden, kann die Änderung der potentiellen Energie und der Wandreibung vernachlässigt werden. Der Strömungskanal ist in der Regel sehr kurz. Meistens ist auch die Geschwindigkeit am Eintritt der Armatur vernachlässigbar gegenüber der Geschwindigkeit im Düsenhals. Für reale Gase werden deshalb in der Regel isentrope Zustandsänderungen in der Düse unterstellt.

Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik lässt sich damit ableiten:

$$dh = c_p \cdot dT + \left[v - T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] \cdot dp \,. \tag{18}$$

Der zweite Summand entspricht dem Joule-Thomson Effekt, mit dem die Änderung der Stagnationstemperatur (Temperatur im Ruhezustand des Gases) während der Entspannung des Gases beschrieben wird. Bei idealen Gasen ist dieser Anteil gleich Null.

Die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Volumens bei konstantem Druck lässt sich mit Hilfe des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik bestimmen:

$$ds = c_p \cdot \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \cdot dp \,. \tag{19}$$

Unter Berücksichtigung der Zustandsgleichung für reale Gase

$$v = \frac{Z \cdot R \cdot T}{p} \tag{20}$$

ergibt sich aus diesen Gleichungen die Enthalpieänderung eines realen Gases [33, 71, 72]:

$$dh_{is} = Z \cdot R \cdot \frac{\kappa \cdot [1+K_T]}{\kappa \cdot [1-K_P]-1} \cdot dT = \frac{Z \cdot R}{\Pi} \cdot dT \text{ ,} \tag{21}$$

$$\Pi = \frac{\kappa \cdot [1-K_P]-1}{\kappa \cdot [1+K_T]} \text{ .} \tag{22}$$

K_T und K_p sind die Gradienten des Realgasfaktors Z, die bei idealen Gasen einem Wert von Null entsprechen:

$$K_T = \left(\frac{T}{Z} \cdot \frac{\partial Z}{\partial T} \right)_p \text{ ;} \qquad K_P = \left(\frac{p}{Z} \cdot \frac{\partial Z}{\partial p} \right)_T \text{ .} \tag{23}$$

Der Isentropenexponent und die spezifischen Wärmekapazitäten für ideale und reale Gase sind in **Tab. 2** wiedergegeben.

Tab. 2: Stoffeigenschaften idealer und realer Gase

Ideales Gas	Reales Gas
$\kappa = \frac{c_p}{c_p - R}$	$\kappa = \frac{c_p}{c_p \cdot [1-K_P] - Z \cdot R \cdot [1+K_T]^2}$
$c_p = \frac{\kappa \cdot R}{\kappa - 1}$	$c_p = Z \cdot R \cdot \frac{\kappa \cdot [1+K_T]^2}{\kappa \cdot [1-K_P]-1}$
$c_v = \frac{R}{\kappa - 1}$	$c_v = Z \cdot R \cdot \frac{[1+K_T]^2}{\kappa \cdot [1-K_P]^2 - [1-K_P]}$

Die universelle Düsengleichung kann mit der Enthalpieänderung des realen Gases dh_{is} bestimmt werden [71]. Die Gleichung lässt sich integrieren, wenn die Mittelwerte der Größen Z und Π, $\langle Z \rangle$ und $\langle \Pi \rangle$ jeweils gemittelt zwischen dem Ruhezustand im Zulauf und dem Zustand im Düsenhals, eingeführt werden. Für die isentrope Strömung durch die Düse ergibt sich damit:

$$C_g = \sqrt{\frac{1}{\langle \Pi \rangle} \cdot \frac{\langle Z \rangle}{Z_0} \cdot (\eta)^{2/\langle \kappa \rangle} \cdot \left(1 - (\eta)^{\langle \Pi \rangle}\right)}, \tag{24}$$

$$\langle \Pi \rangle = \left(\frac{\kappa \cdot [1 - K_P] - 1}{\kappa \cdot [1 + K_T]} \right)\Bigg|_{T_0}^{T} \cong \frac{\langle \kappa \rangle \cdot [1 - \langle K_P \rangle] - 1}{\langle \kappa \rangle \cdot [1 + \langle K_T \rangle]}. \tag{25}$$

Die Mittelwerte der verschiedenen Größen können näherungsweise als arithmetisches Mittel zwischen dem Eintritt und dem Düsenhals bestimmt werden.

Für ein ideales Gas gilt $\langle Z \rangle = Z = 1$ und daraus $K_T = K_p = 0$. Damit ergeben sich die Gleichungen für ideale Gase.

Die genaueste Berechnung des Massenstroms bei realen Gasen wird durch eine numerische Lösung der universellen Düsengleichung erreicht. Dazu werden die spezifischen Volumina und die spezifischen Wärmekapazitäten realer Gase entlang der Düse benötigt. Spezifische Volumina lassen sich mit Zustandsgleichungen meistens hinreichend genau berechnen. Dagegen sind die spezifischen Wärmekapazitäten in der Regel nur temperaturabhängig für ideale Gase bekannt. Deshalb wird die Integration der universellen Düsengleichung in 3 Schritten durchgeführt [33]:

1) Isotherme Zustandsänderung des Gases bei der Temperatur T_0 zwischen dem Stagnationsdruck am Eintritt der Düse p_0 und dem Druck Null.
2) Isobare Zustandsänderung bei dem Druck Null (ideales Gas) zwischen den Temperaturen T_0 am Eintritt und T_{th} im engsten Strömungsquerschnitt.
3) Eine weitere isotherme Zustandsänderung des Gases bei der Temperatur T_{th} zwischen dem Druck Null und dem Stagnationsdruck im engsten Strömungsquerschnitt der Düse p_{th}.

Damit lässt sich die Gleichung wie folgt umformen [33]:

$$\begin{aligned} \int_{h_0}^{h_{th}} dh_{is} &= \int_{T_0}^{T_{th}} cp_{id}(T) \cdot dT \\ &- \int_{p_0}^{0} Z(p, T_0) \cdot R \cdot T_0 \cdot K_T(p, T_0) \cdot \frac{dp}{p} \\ &- \int_{0}^{p_{th}} Z(p, T_{th}) \cdot R \cdot T_{th} \cdot K_T(p, T_{th}) \cdot \frac{dp}{p} \end{aligned} \tag{26}$$

Da der Druck und die Temperatur im engsten Strömungsquerschnitt p_{th} und T_{th} in der Regel nicht bekannt sind, muss der zweite Hauptsatz der Thermodynamik simultan mit gelöst werden. Für eine isentrope Zustandsänderung in einer adiabaten Düse gilt:

$$0 = ln\left(\frac{p_0}{p_{th}}\right)_s + \int_{T_0}^{T_{th}} \frac{c_{pid}(T)}{R \cdot T} dT - \int_{p_0}^{0} (Z(p,T_0) \cdot (1 + K_T(p,T_0)) - 1) \frac{dp}{p} - \int_{0}^{p_{th}} (Z(p,T_{th}) \cdot (1 + K_T(p,T_{th})) - 1) \frac{dp}{p} \quad . \tag{27}$$

Für kubische Zustandsgleichungen wird der Realgasfaktor $Z(p,T)$ für Reinstoffe beispielsweise nach folgender Gleichung bestimmt:

$$\frac{Z \cdot R \cdot T}{p \cdot \left(Z \cdot R \cdot \frac{T}{p} - b\right)} - \frac{a \cdot \alpha(T)}{R \cdot T \cdot \left(Z \cdot R \cdot \frac{T}{p} + b\right)} - Z = 0 \cdot \tag{28}$$

Mit den Koeffizienten a und b, die mit den Daten aus **Tab. 3** berechnet werden, sowie der Mathias Copeman Gleichung $\alpha(T)$ und dem Pizer-Faktor ω_{Pitzer} lässt sich der Realgasfaktor bestimmen:

$$a = \Omega_1 \cdot \frac{R^2 \cdot T_c^2}{p_c} \quad ; \quad b = \Omega_2 \cdot \frac{R \cdot T_c}{p_c}, \tag{29}$$

$$\alpha(T) = \left[1 + S \cdot (1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{0,5})\right]^2, \tag{30}$$

$$\omega_{Pitzer} = -log\left(\frac{p}{p_c}\right)_{T/T_c = 0,7} - 1. \tag{31}$$

Tab. 3: Koeffizienten der kubischen Zustandsgleichungen

Gleichung	Ω_1	Ω_2	**S**
Redlich Kwong	0,42748	0,08664	0
Soave Redlich Kwong	0,42748	0,08664	$0,48 + 1,574 \cdot \omega_{Pitzer} - 0,176 \cdot \omega_{Pitzer}^2$
Peng Robinson	0,45724	0,0778	$0,37474 + 1,54226 \cdot \omega_{Pitzer} - 0,26992 \cdot \omega_{Pitzer}^2$

Mit den Ergebnissen der beiden Hauptsätze der Thermodynamik folgt der dimensionslose Massenstrom für reale Gase:

$$C_g = \frac{v_0}{v_{th}} \sqrt{\frac{-1}{p_0 \cdot v_0} \cdot \int_{h_0}^{h_{th}} dh_{is}} = \sqrt{-1 \cdot \frac{Z_{th}^2 \cdot T_{th}^2}{Z_0 \cdot T_0} \cdot \frac{R}{p_{th}^2} \cdot \int_{h_0}^{h_{th}} dh_{is}} \; . \qquad (32)$$

Anwendungen der Gleichung in der Hochdruckverfahrenstechnik gibt Schmidt beispielsweise in [56].

Der kritische Massenstrom ergibt sich aus dem Maximum der Gleichung, beispielsweise indem der Druck p_{th} ausgehend vom Vordruck ($p_{th} = p_0$) bis zum Maximalwert von C_g schrittweise abgesenkt wird:

$$\frac{dC_g}{dp} = 0 \quad \rightarrow \quad max[\, C_g(\, p_{th}\,);\;\; p_{th} \in p_b, p_0\,] \; . \qquad (33)$$

Die Berechnung des kritischen Massenstroms lässt sich damit auf die Bestimmung des Maximums der Enthalpiefunktion eines Gases zurückführen.

In **Abb. 11** sind beispielhaft für das Gas Ethylen die Berechnungsergebnisse mit den Gleichungen für ideale Gase, mit einem Isentropenexponenten bezogen auf den Eintrittszustand, für reale Gase mit mittleren Stoffeigenschaften, und die Lösung der numerischen Berechnung für einen Eintrittsdruck in die Düse von 250 MPa und die zwei Eintrittstemperaturen 100°C und 300°C dargestellt [33, 71].

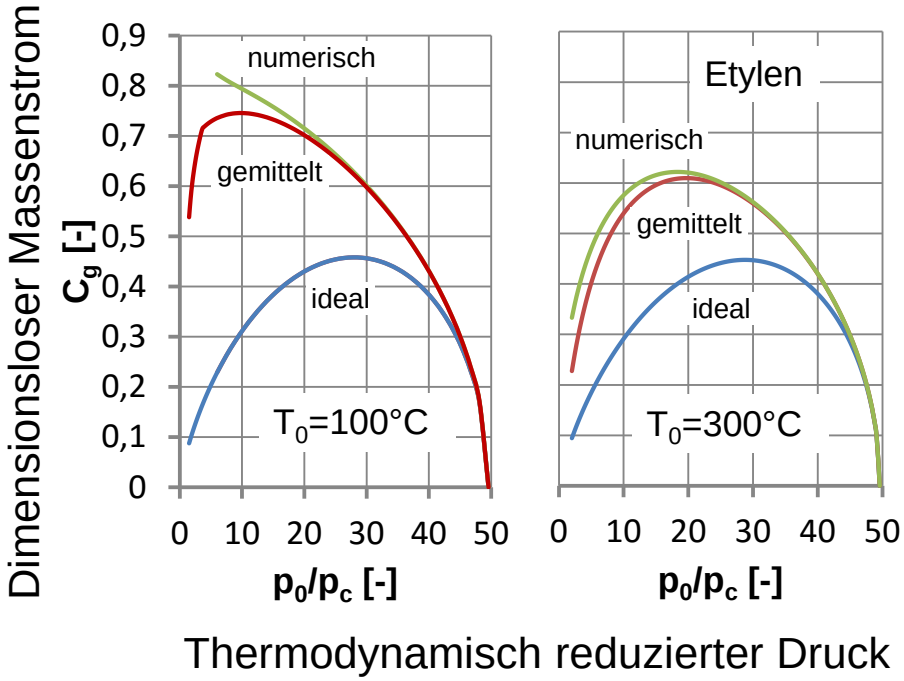

Abb. 11: Dimensionsloser Massenstrom in Abhängigkeit des thermodynamisch reduzierten Drucks bei verschiedenen Temperaturen

Mit zunehmender Annäherung an den thermodynamisch kritischen Punkt des Gases werden die Unterschiede zwischen den Berechnungsergebnissen größer. Die Ergebnisse unterscheiden sich auch in dem jeweiligen Wert für das kritische Druckverhältnis (Maximum der jeweiligen Kurve). Unter Berücksichtigung des realen Verhaltens von Gasen ergeben sich deutlich kleiner kritische Druckverhältnisse im Vergleich zum idealen Gas.

In **Abb. 12** sind die Maximalwerte des dimensionslosen Massenstroms für verschiedene Eintrittsdruckverhältnisse aufgetragen. Bei sehr niedrigen Eintritts-druckverhältnissen stimmen die Lösungen für reale Gase (numerische Lösung) und für ideale Gase überein. Mit zunehmendem Eintrittsdruck-verhältnis ergeben sich immer größere Abweichungen.

Die numerische Lösung für reale Gase ist relativ allgemeingültig anwendbar. Dennoch müssen bei Strömungen mit sehr großem Wärmeaustausch über die Wand oder bei extrem großen Drücken und damit auch sehr großen Gasdichten ggf. der Wärme-austausch ($dq \neq 0$) und die Wandreibung ($ds \neq 0$) zusätzlich berücksichtigt werden. Darüber hinaus sollte generell geprüft werden, ob die Enthalpiefunktion bzw. die Zustands-gleichung für die jeweilige Berechnung der Zustandsänderung des Gases ausreichend genau ist.

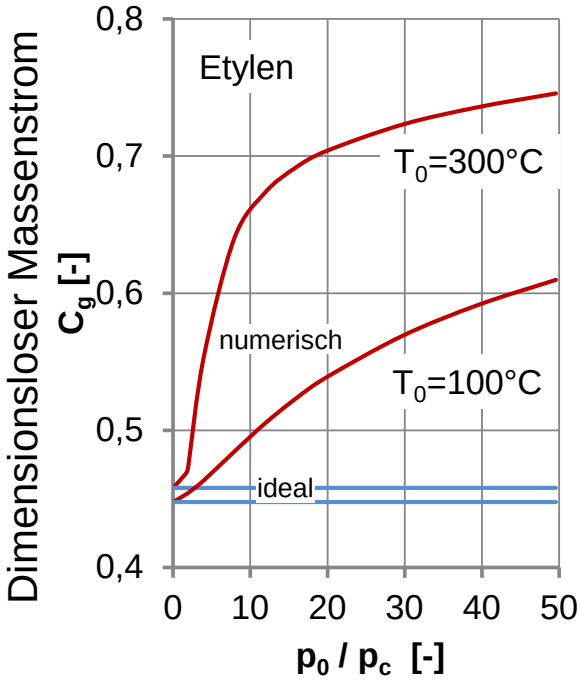

Abb. 12: Vergleich von Berechnungs-gleichungen zur Bestimmung des dimensionslosen Massenstroms bei unterschiedlichen Eintrittsdruckverhält-nissen für Ethylen bei zwei Eintritts-temperaturen.

Es ist nicht auszuschließen, das Kondensat ausfällt, wenn die Taulinie während der Durchströmung einer Düse unterschritten wird. In diesem Fall sind die Gleichungen für Zweiphasenströmung anzuwenden.

Aktuelle Regelwerke [12, 70] für Sicherheitsarmaturen geben lediglich einen Hinweis darauf, dass die realen Eigenschaften von Gasen bei der Auslegung der Armaturen zu berücksichtigen sind. Wie dies erfolgen soll, ist nicht dargestellt. Erschwerend kommt hinzu, das für sehr große Drücke keine Prüfstände bei den Herstellern der Armaturen zur Verfügung stehen. Die Ausflussziffern von Armaturen können in diesem Fall lediglich extrapoliert werden. Die Messungen an einem Hochdruckventil, vgl. **Kapitel 4**, haben gezeigt, dass diese Extrapolation mit großen Unsicherheiten behaftet ist.

7.6 Massenstrom durch Düsen bei Gas/Flüssigkeitsgemischen

Die Berechnung des Massenstroms durch eine Düse bei Strömungen von Gemischen aus Gasen und Flüssigkeiten ist mit einem geeigneten Ansatz für das spezifische Volumen innerhalb der Düse möglich, siehe universelle Düsengleichung in Kapitel 7.4. Je nach Verweilzeit des Gemisches (Relaxationszeit) und Druckgradient in der Düse stellen sich geringe oder sehr deutliche thermodynamische und/oder mechanische und/oder stoffliche Ungleichgewichte ein.

Grundsätzlich sind zur Beschreibung der Phasenzusammensetzung und damit auch des spezifischen Volumens von Gas/Flüssigkeitsgemischen zwei Ansätze üblich:

1. **1-Fluid-Modelle** (Homogene Gleichgewichtsmodelle), die auf der Annahme einer homogen vermischten Strömung im thermodynamische Gleichgewicht beruhen und mit empirischen Faktoren korrigiert werden, und
2. **2-Fluid-Modelle** bzw. Separationsmodelle, bei denen die Gas- und Flüssigkeitsphasen unabhängig voneinander bilanziert und mit (empirischen) Schließungsansätzen gekoppelt werden. Die Phasen strömen dabei mit verschiedenen, phasengemittelten Strömungsgeschwindigkeiten und können unterschiedliche Temperaturen haben.

1-Fluid-Modelle sind deutlich weiter verbreitet und umfangreicher validiert, tendenziell einfacher aufgebaut und lassen sich sicherer extrapolieren. Für die Auslegung von Sicherheitseinrichtungen mit Hilfe eines Düsenströmungsmodells sind 1-Fluid-Modelle besser geeignet.

7.6.1 Massenstrom und Kompressibilität des Fluids

Der Massenstrom durch eine Düse stellt sich in Abhängigkeit von den Eintrittsbedingungen in die Düse und der Änderung des spezifischen Volumens vom Gemisch (Kompressibilität des Fluids) bei der Durchströmung der Düse ein. Die Kompressibilität des Fluids wird durch die Dichteänderung des Gases und die Verdampfung von Flüssigkeit infolge des Druckabfalls bis zum Düsenhals bestimmt. Der Massenstrom lässt sich jedoch nicht beliebig erhöhen. Er ist auf einen Maximalwert (kritischer Massenstrom) begrenzt, der ebenfalls sehr stark von der Kompressibilität des Gemisches beeinflusst wird.

Der dimensionslose Massenstrom in **Abb. 13** (rote Kurve) steigt mit abnehmendem Druckverhältnis zwischen dem Austritt und dem Eintritt $\eta = p/p_0$ bis auf den kritischen Massenstrom beim kritischen Druckverhältnis η_{crit} an. Eine weitere (messbare) Steigerung des Massenstroms bei gleichen Eintrittsbedingungen ist nicht mehr möglich. Bei typischen Zweiphasenströmungen im industriellen Bereich mit einem

hohen Flüssigkeitsanteil nimmt das kritische Druckverhältnis Werte von 0,8 bis 0,9 an und liegt damit deutlich höher als bei kompressiblen Gas/Dampfströmungen.

Ein Maß für die Kompressibilität der Zweiphasenströmung ist der sogenannte „Omega-Parameter“ bzw. der Kompressibilitätskoeffizienten ω in der Zustandsgleichung für Gas/Flüssigkeitsgemische nach J. Leung [63]. Damit wird der Zusammenhang zwischen dem dimensionslosen spezifischen Volumen v^* und dem Druckverhältnis η bei einer Entspannung eines homogenen Gas/Flüssigkeitsge-misches wiedergegeben:

$$v^* = \dot{x} \cdot \frac{v_g}{v_0} + (1-\dot{x}) \cdot \frac{v_l}{v_0} = \omega \cdot \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) + 1 . \qquad (34)$$

Zur Beschreibung des Kompressibilitätskoeffizienten gibt es zahlreiche Modellansätze in der Literatur, vgl. z.B. [63 ,64, 66].

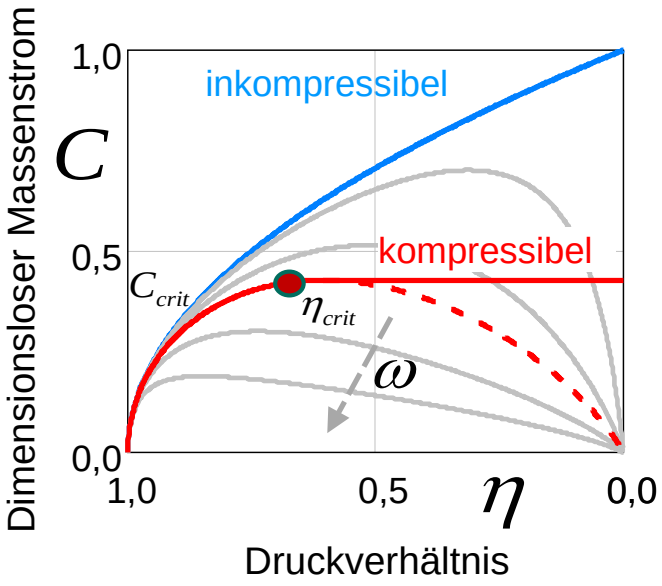

Abb. 13: Dimensionsloser Massenstrom abhängig vom Druckverhältnis

Der dimensionslose Massenstrom C ist in **Abb. 13** für verschiedene Kompressibilitätskoeffizienten ω als Funktion des Druckverhältnisses η dargestellt. Bei inkompressiblen Flüssigkeiten wird kein Maximum erreicht (blaue Kurve). Die Durchströmung in der Düse bleibt hydrodynamisch unterkritisch. Dagegen stellt sich bei kompressiblen Medien ein Maximum ein (rote Kurve). Dieses Maximum verschiebt sich von geringeren Werten des Kompressibilitätskoeffizienten (geringere Kompressibilität) zu größeren Werten. Dabei wird der dimensionslose Massenstrom durch die Düse geringer.

Bei Gasen wird der kritische Massenstrom erreicht, wenn sich im engsten Strömungsquerschnitt der Düse Schallgeschwindigkeit (Mach-Zahl = 1) einstellt. Im Falle von mehrphasigen Strömungen ist die Schallgeschwindigkeit keine eindeutige physikalische Größe mehr. Sie kann auf verschiedene Weise definiert werden.

Bei der eindimensionalen Betrachtung einer Düsenströmung wird vereinfachend angenommen, dass sich im engsten Strömungsquerschnitt der kritische Druck einstellt

und der Druck stromabwärts davon spontan auf den Gegendruck abfällt (Drucksprung). Auch die übrigen Größen ändern sich nach dieser Theorie sprunghaft. Für typische Auslegungsrechnungen ist diese Vorstellung ausreichend genau (vgl. auch die genauere Modellierung in Kapitel 3).

Die Zustandsänderung einer anfangs unterkühlten Flüssigkeit oder einer Zweiphasenströmung mit einem hohen Flüssigkeitsanteil ist annähernd isotherm. Die hohe Wärmekapazität der Flüssigkeit im Vergleich zum Dampf und die gute Durchmischung der Phasen in der Düse führen zu einem Temperaturausgleich ohne nennenswerte Temperaturabsenkung der Flüssigkeit. Bei anfangs überhitzten Dämpfen oder Zweiphasenströmungen mit sehr hohem Dampfanteil ändert sich die Temperatur des Dampfes dagegen eher isentrop. Diese Unterschiede bei der Durchströmung sind lange Zeit nicht beachtet worden. Die Kompressibilität des Gemisches wurde von den Modellen nur sehr ungenau beschrieben, entsprechend groß waren die Unsicherheiten beim Massenstrom. So haben J. Leung [63], Henry und Fauske [65], R. Darby [73] sowie Diener und Schmidt [66, 74, 75] ihre Modelle auf der Basis isothermer Betrachtungen hergeleitet. Erst 2011 hat Schmidt [46] ein Modell für Zweiphasenströmungen mit einem Übergang zwischen isothermer und isentroper Strömung vorgeschlagen. Damit konnten alle Phasenzustände erfasst werden. Diese Modell wurde stetig erweitert. Nachfolgend sind die Berechnungsmodelle für den dimensionslosen Massenstrom durch Düsen und deren Entwicklung zusammengestellt.

7.6.2 Homogene Gleichgewichtsströmung (HEM)

J. Leung [63] hat den Kompressibilitätskoeffizienten für eine homogene Strömung im thermodynamischen Gleichgewicht hergeleitet. Für die analytische Lösung waren zahlreiche Annahmen erforderlich, beispielsweise:

- Die Zustandsänderung ist adiabt reversibel. Reibungseffekte und der Wärmeaustausch über die Wand werden nicht berücksichtigt.
- Die Änderung der Temperatur mit dem Druck entlang der Siedeline wird mit der Gleichung von Clausius Clapeyron für Reinstoffe beschrieben.
- Das spezifische Volumen der Flüssigkeit ist vernachlässigbar gering im Vergleich zum spezifischen Volumen des Dampfes. Diese Annahme ist gültig, wenn die Zustandsänderung weit entfernt ist vom thermodynamisch kritischen Punkt.
- Die Wärmekapazität der Flüssigkeit ist so groß, dass die Zustandsänderung des Dampfes bei der Durchströmung der Düse isotherm erfolgt. Diese Annahme ist zulässig, solange der Flüssigkeitsanteil in der Strömung deutlich überwiegt.

- Die spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit und die Verdampfungswärme bleiben konstant. Auch diese Annahme trifft nur weit entfernt vom thermodynamisch kritischen Punkt zu.

Auf der Basis dieser Annahmen lässt sich das Integral der universellen Düsengleichung bei vernachlässigbarer Eintrittsgeschwindigkeit für ein siedendes Gemisch, das reibungsfrei durch eine adiabate Düse strömt, lösen. Für den dimensionslosen Massenstrom ergibt sich damit:

$$C = \frac{\sqrt{\omega_{N=1} \cdot ln\left(\frac{1}{\eta_{th}}\right) - \left(\omega_{N=1} - 1\right)\left(1 - \eta_{th}\right)}}{\omega_{N=1}\left(\frac{1}{\eta_{th}} - 1\right) + 1}, \tag{35}$$

$$\omega_{N=1} = \frac{1}{\kappa_0}\frac{\dot{x}_0 \cdot v_{g0}}{v_0} + \frac{cp_{l0} \cdot T_0 \cdot p_0}{v_0} \cdot \left[\frac{v_{g0} - v_{l0}}{\Delta h_{v0}}\right]^2, \tag{36}$$

$$v_0 = \dot{x}_0 \cdot v_{g0} + (1 - \dot{x}_0) \cdot v_{l0}. \tag{37}$$

Der dimensionslose Massenstrom ist danach nur vom Kompressibilitätskoeffizienten bei thermodynamischen Gleichgewichtsbedingungen $\omega_{N=1}$ und dem Druckverhältnis η_{th} zwischen dem Düsenhals und dem Eintritt abhängig. Der Kompressibilitätskoeffizient kann mit den Stoffdaten des Gemisches am Eintritt berechnet werden. Wenn das Verhältnis zwischen dem Gegendruck am Düsenaustritt und dem Druck am Düseneintritt η_b kleiner ist als das hydrodynamisch kritische Druckverhältnis $\eta_{crit,eq}$, dann wird der dimensionslose Massenstrom C mit dem kritischen Druckverhältnis $\eta_{th} = \eta_{crit,eq}$ berechnet. Im anderen Fall, bei unterkritischer Strömung, wird das Gegendruckverhältnis $\eta_{th} = \eta_b$ verwendet.

Das kritische Druckverhältnis ergibt sich mathematisch aus dem Maximum $dC/d\eta_{th} = 0$ und ist numerisch zu bestimmen:

$$\begin{aligned} &\eta_{crit,eq}{}^2 + \left(\omega_{N=1}{}^2 - 2 \cdot \omega_{N=1}\right)\left(1 - \eta_{crit,eq}\right)^2 + \ldots \\ &\qquad \ldots + 2 \cdot \omega_{N=1}{}^2 \cdot \ln\left(\eta_{crit,eq}\right) + 2 \cdot \omega_{N=1}{}^2 \cdot \left(1 - \eta_{crit,eq}\right) = 0 \end{aligned}. \tag{38}$$

Für Kompressibilitätskoeffizienten größer als 1 hat Leung eine analytische Näherungsfunktion angegeben:

$$\omega_{N=1} \geq 1: \quad \eta_{crit,eq} = 0,55 + 0,217 \cdot \ln \omega_{N=1} - 0,046 \cdot \left(\ln \omega_{N=1}\right)^2 + 0,004 \cdot \left(\ln \omega_{N=1}\right)^3. \tag{39}$$

Mit dem Modell ergeben sich sehr geringe Massenströme, weil der Siedeverzug und der Schlupf nicht berücksichtigt sind. Es wird häufig als unterer Grenzwert für den Massenstrom verwendet. Für Auslegungsrechnungen ist das Modell insbesondere bei kleinen Dampfgehalten deutlich zu ungenau.

Das Modell ist nicht für anfangs unterkühlte Strömungen $\eta_S < 1$ anwendbar.

Das Modell von Leung wurde als Basismodell für das HNE-DS Modell verwendet, in dem dann sowohl der Siedeverzug als auch der Schlupf berücksichtigt worden sind.

7.6.3 Massenstrom bei siedender Zweiphasenströmung (HNE-saturated)

Diener und Schmidt [66, 74] haben zunächst das Modell von Leung [63] für siedende Zweiphasenströmungen weiter entwickelt und einen Ungleichgewichtsfaktor zur Berücksichtigung des Siedeverzugs eingeführt, ähnlich wie ihn Henry und Fauske [65] verwenden. Damit konnte das thermodynamische Ungleichgewicht bei Strömungen mit sehr großen Druckgradienten berücksichtigt werden.

Diener und Schmidt leiteten eine Gleichung für den Ungleichgewichtsfaktor N zunächst physikalisch her. Sie nahmen dabei an, dass die Abweichung des Strömungsmassendampfanteils im engsten Strömungsquerschnitt der Düse vom thermodynamischen Gleichgewicht mit einem Exponentialansatz beschrieben werden kann:

$$\left.\frac{d\dot{x}}{d\eta}\right|_{th} = N \cdot \left[\left.\frac{d\dot{x}_{eq}}{d\eta}\right|_{th}\right]^a , \tag{40}$$

$$N = \left[\dot{x}_0 + \Delta\dot{x}_{th,eq}\right]^a ; \quad N \in 0..1 \ . \tag{41}$$

Wenn der Ungleichgewichtsfaktor als ein Mittelwert zwischen Eintritt und Düsenhals betrachtet wird, dann lässt sich eine Gleichung für den Kompressibilitätskoeffizienten angeben:

$$\omega(N) = \frac{1}{\kappa_0}\frac{\dot{x}_0 \cdot v_{g0}}{v_0} + \frac{cp_{l0} \cdot T_0 \cdot p_0}{v_0} \cdot \left[\frac{v_{g0} - v_{l0}}{\Delta h_{v0}}\right]^2 \cdot N \tag{42}$$

$$N = \left(\dot{x}_0 + cp_{l0} \cdot T_0 \cdot p_0 \cdot \left(\frac{v_{g0} - v_{l0}}{\Delta h_{v0}{}^2}\right) \cdot ln\left(\frac{1}{\eta_{th}}\right)\right)^a . \tag{43}$$

Der Exponent a ist ein Maß für den Siedeverzug. Ein Wert von Null entspricht dem Gleichgewichtszustand (HEM-Modell, spontane Verdampfung gemäß thermischem Gleichgewicht) und ein Wert von unendlich entspricht einer Strömung im totalen Ungleichgewicht (Frozen Flow, keine Verdampfung).

Der Exponent muss durch Anpassung an Messdaten für das jeweilige Bauteil bestimmt werden. Er hängt u.a. von der Verweilzeit des Gemisches und vom Druckgradienten in der Düse ab. Für siedende Gemische gilt:

$$C = \frac{\sqrt{\omega(N)\cdot ln\left(\frac{1}{\eta_{th}}\right) - \left(\omega(N)-1\right)\left(1-\eta_{th}\right)}}{\omega(N)\left(\frac{1}{\eta_{th}}-1\right)+1} \tag{44}$$

Zur Vereinfachung der Berechnung haben Diener und Schmidt für das hydrodynamisch kritische Druckverhältnis die Gleichung des homogenen Gleichgewichtsmodells vorgeschlagen. Der Ungleichgewichtsfaktor wird bei dieser Berechnung nicht berücksichtigt. Eine Fehlerkompensation erfolgt durch die Anpassung des Exponenten „a“ an Messdaten:

$$\begin{aligned}&\eta_{crit,eq}{}^2 + \left(\omega_{N=1}{}^2 - 2\cdot\omega_{N=1}\right)\left(1-\eta_{crit,eq}\right)^2 + ... \\ &\quad ... + 2\cdot\omega_{N=1}{}^2\cdot\ln\left(\eta_{crit,eq}\right) + 2\cdot\omega_{N=1}{}^2\cdot\left(1-\eta_{crit,eq}\right) = 0\end{aligned} \tag{45}$$

Mit dem Kompressibilitätskoeffizienten für die Gleichgewichtsströmung $\omega_{N=1}$ wird das kritische Druckverhältnis $\eta_{crit,eq}$ bestimmt und damit ein Ungleichgewichtsfaktor N hergeleitet ($\eta_{th} = \eta_{crit,eq} \vee \eta_{th} = \eta_b$), der dazu dient, den Kompressibilitätskoeffizienten zu korrigieren und damit den dimensionslosen Massenstrom C zu berechnen. Das Modell gilt nur für Gemische, die bereits am Eintritt in die Düse sieden ($0 \le \dot{x}_0 \le 1$, $\eta_S = 1$).

Die Messungen von Sozzi et.al. [76] in **Abb. 14** zeigen den Einfluss des Siedeverzugs am Beispiel einer mit Wasser/Wasserdampf durchströmten Düse mit einem engsten Strömungsquerschnitt von 12,1 mm. In den Versuchen wurde die Länge der Austrittsleitung zwischen 0 und 1768 mm variiert. Die Eintrittsbedingungen waren identisch. Bei Düsen ohne anschließende Leitung wird ein Massenstrom erreicht, der rund dem dreifachen des Massenstroms bei sehr langen Leitungen entspricht. Das thermodynamische Ungleichgewicht der Zweiphasenströmung ist bei kurzen Düsen am größten. Die Verdampfung setzt erst hinter dem Düsenhals ein, während sich entlang der langen Düse nahezu thermodynamisches Gleichgewicht einstellen kann.

Übertragen auf Sicherheitsarmaturen bedeuten die Ergebnisse: die sehr kurzen Strömungskanäle in Ventilen werden mit dem homogenen Gleichgewichtsmodell viel zu ungenau modelliert. Der Massenstrom ist ein vielfaches zu gering. Für die zuverlässige Auslegung ist dieses Modell nicht geeignet. Mit dem HNE-DS Modell wird das thermodynamische Ungleichgewicht berücksichtigt. Die Ergebnisse sind deshalb erheblich genauer, insbesondere wenn der Exponent „a“ an gemessene Werte angepasst wird.

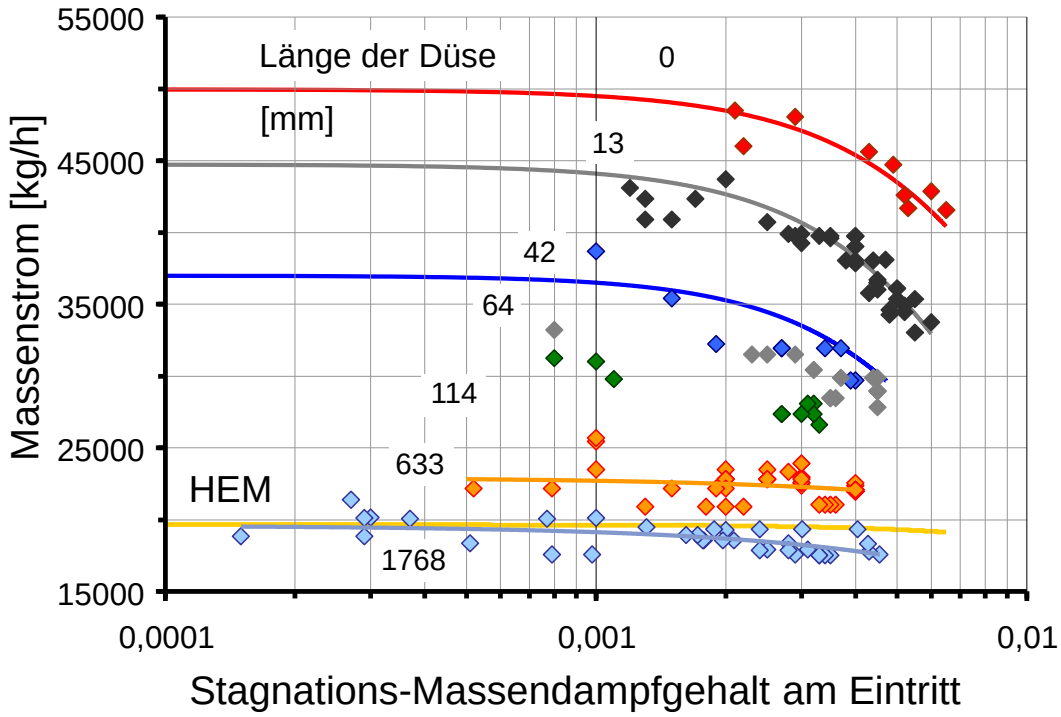

Abb. 14: Wasser/Wasserdampf-Massenstrom durch eine Düse mit 12,1 mm Durchmesser mit geraden Leitungen unterschiedlicher Länge am Austritt bei unterschiedlichen Eintritts-Dampfgehalten nach Sozzi et.al. [76]

7.6.4 Massenstrom bei anfangs unterkühlter Flüssigkeit (HNE-DS subcooled)

Schmidt [77 und **Anlage 7**] hat das HNE-DS Modell für anfangs unterkühlte Flüssigkeiten erweitert und mit sehr vielen Messdaten an Düsen, Sicherheits- und Stellventilen verglichen. Nach der Modellvorstellung strömt zunächst die Flüssigkeit nahezu isotherm durch die Düse, bis der Dampfdruck zur Temperatur am Eintritt unterschritten wird. Jetzt setzt der Verdampfungsprozess ein. Damit ergibt sich aus der Integration der universellen Düsengleichung für eine reibungsfreie Strömung ohne Wärmeaustausch mit der Wand eine Gleichung für den dimensionslosen

Massenstrom, der zusätzlich von dem Unterkühlungsgrad der Flüssigkeit am Eintritt der Düse $\eta_s = p_S(T_0)/p_0$ abhängt:

$$C = \frac{\sqrt{(1-\eta_S)+\omega(N)\cdot\eta_S\cdot ln\left(\frac{\eta_S}{\eta_{th}}\right)-(\omega(N)-1)(\eta_S-\eta_{th})}}{\omega(N)\left(\frac{\eta_S}{\eta_{th}}-1\right)+1}, \tag{46}$$

$$\omega(N) = \frac{1}{\kappa_0}\frac{\dot{x}_0\cdot v_{g0}}{v_0} + \frac{cp_{l0}\cdot T_0\cdot p_0\cdot\eta_S}{v_0}\cdot\left[\frac{v_{g0}-v_{l0}}{\Delta h_{v0}}\right]^2\cdot N, \tag{47}$$

$$N = \left(\dot{x}_0 + cp_{l0}\cdot T_0\cdot p_0\cdot\eta_S\cdot\left(\frac{v_{g0}-v_{l0}}{\Delta h_{v0}{}^2}\right)\cdot ln\left(\frac{\eta_S}{\eta_{th}}\right)\right)^a. \tag{48}$$

Durch Anpassung an Messdaten von Sozzi und Sutherland [76], die Düsen mit unterschiedlich langen Auslaufrohren auch bei anfangs unterkühlten Flüssigkeiten vermessen haben, findet Schmidt den Exponenten a, in dem die Länge der Düse enthalten ist:

$$a = \frac{7.5}{\frac{l_{pipe}}{d_0}+7.5}\cdot(\eta_S)^{-0.6}. \tag{49}$$

Für kurze Düsen wird daraus

$$a = (\eta_S)^{-0.6}, \tag{50}$$

während bei sehr langen Düsen der Exponent gegen Null geht und damit den Wert für das thermodynamische Gleichgewicht annimmt.

Das kritische Druckverhältnis kann in diesem Fall nicht mehr unter der Annahme einer homogenen Gleichgewichtsströmung berechnet werden, es ist iterativ zu bestimmen, wobei der Ungleichgewichtsfaktor zu berücksichtigen ist:

$$\begin{aligned}\eta_{crit}{}^2 + \left(\omega(N)^2 - 2\cdot\omega(N)\right)\left(1-\eta_{crit}\right)^2 + ... \\ ... + 2\cdot\omega(N)^2\cdot\ln\left(\eta_{crit}\right) + 2\cdot\omega(N)^2\cdot\left(1-\eta_{crit}\right) = 0\end{aligned}. \tag{51}$$

Schmidt schlägt vor, den kritischen Massenstrom durch schrittweise Absenkung des Druckverhältnisses zu bestimmen. Daraus ergeben sich die Kurvenscharen in **Abb. 15:** je nach Unterkühlungsgrad am Eintritt in die Düse:

$$\frac{dC}{d\eta} = 0 \quad \rightarrow \quad max[C(\eta);\ \ \eta \in \eta_b..1]\,. \tag{52}$$

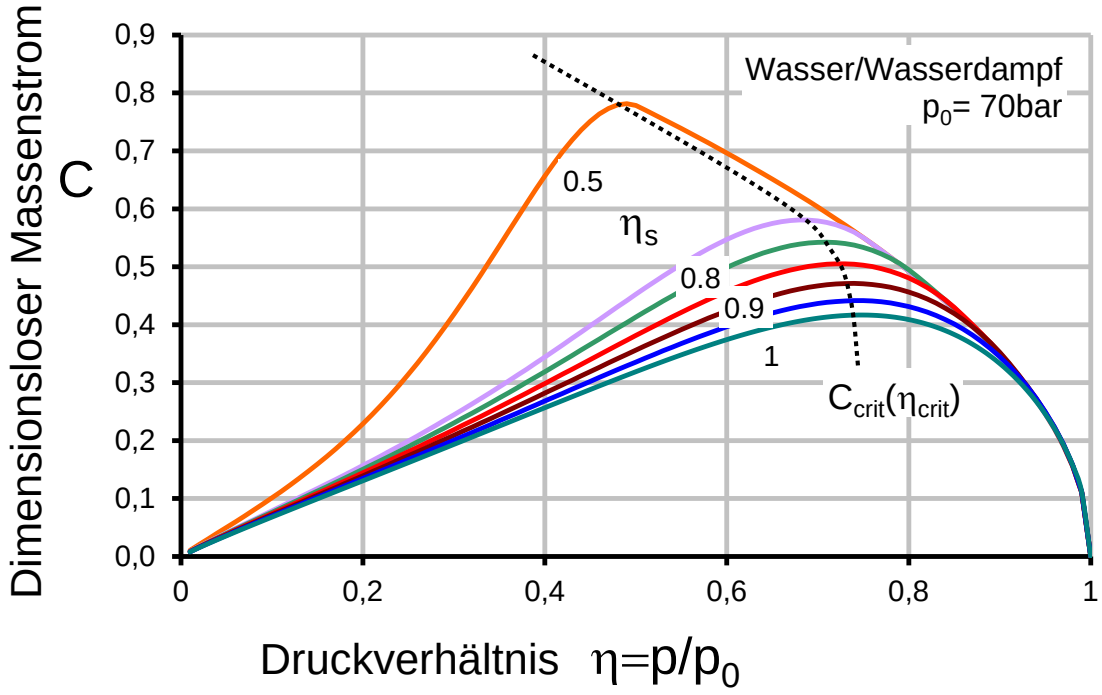

Abb. 15: Dimensionsloser Massenstrom als Funktion des Druckverhältnisses im engsten Strömungsquerschnitt bei verschiedenen Unterkühlungsgraden

Das erweiterte Modell (HNE subcooled) gilt nur für anfangs unterkühlte Flüssigkeiten ($\dot{x}_0 = 0\,, 0 \le \eta_s \le 1$).

Die beiden HNE Modelle (HNE saturated und HNE subcooled) liefern für siedende Flüssigkeiten ohne Dampfanteil nicht die gleichen Ergebnisse (**Abb 16,** Punkt 3). Die Unterschiede der beiden Modelle sind am größten bei siedenden Flüssigkeiten. Hier ist das HNE subcooled Modell für anfangs unterkühlte Flüssigkeiten genauer als das Modell für siedende Gemische [78]. Weitere Ungenauigkeiten der beiden Modelle ergeben sich bei Strömungen mit hohem Dampfanteil (**Abb. 16**, Punkt 1). Hier trifft die Annahme einer isothermen Zweiphasen-Strömung nicht zu. Gegenüber numerischen Berechnungen unter Gleichgewichtsbedingungen (**Abb. 16**, Punkt 3) sind die Ergebnisse jedoch erheblich genauer, weil der Siedeverzug berücksichtigt wird.

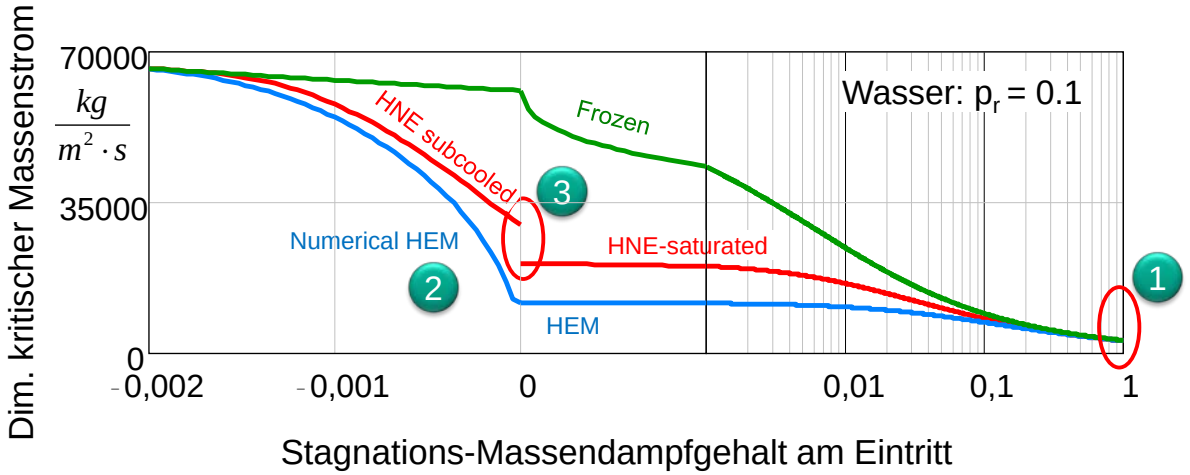

Abb.16: Dimensionsloser kritischer Massenstrom berechnet nach unterschiedlichen Modellen in Abhängigkeit des Massendampfgehalts bei Wasser/Wasserdampfströmung [78]

7.6.5 Massenstrom bei anfangs unterkühlten und siedenden Gemischen (HNE-S)

Die großen Abweichungen der HNE-DS Modelle für siedende (HNE saturated) und anfangs unterkühlte Flüssigkeiten (HNE subcooled) waren unbefriedigend. Auch die Anwendung von zwei Modellen je nach Massendampfgehalt am Eintritt der Düse war nicht befriedigend. Zuletzt stimmen die Ergebnisse des HNE saturated Modell nicht überein mit denen für reine Gasströmung [46, 78]. Deshalb hat Schmidt das HNE-S Modell hergeleitet und an Messdaten angepasst.

Strömt eine anfangs unterkühlte Flüssigkeit in die Düse, dann kann es durch den Druckabfall bei der Durchströmung zu einer Unterschreitung des Dampfdrucks und damit zu einer teilweisen Verdampfung der Flüssigkeit kommen, Fall B und C in **Abb. 7** (links). Die Berechnung des Massenstroms lässt sich in diesem Fall in zwei Abschnitten durchführen. Zunächst wird eine Flüssigkeitsströmung betrachtet bis der Sättigungsdampfdruck der Flüssigkeit erreicht ist. Die Strömung kann näherungsweise als isotherm betrachtet werden. Anschließend folgt die verdampfende Zweiphasenströmung bis zum engsten Strömungsquerschnitt der Düse:

$$C = \frac{1}{v_{th}^{*}} \sqrt{-\int_{1}^{\eta_s(T_0)} v^{*}\, d\eta - \int_{\eta_s(T_0)}^{\eta_{th}} v^{*}\, d\eta} \,. \qquad (53)$$

Darin ist η_s das Sättigungs-Dampfdruckverhältnis bei Verdampfungsbeginn bzw. der Unterkühlungsgrad der Flüssigkeit:

$$\eta_s = \frac{p_s(T_0)}{p_0}. \qquad (54)$$

Bei anfangs unterkühlten Flüssigkeiten ($\eta_s < 1$) beginnt der Siedevorgang innerhalb der Düse, wenn der Druck durch den Druckabfall vom Eintrittsdruck p_0 zumindest bis auf den Siededruck zur Temperatur am Eintritt $p_s(T_0)$ abgefallen ist. Dagegen liegen bei eingangs gesättigten Dampf/Flüssigkeitsgemischen gleich zu Beginn Siedebedingungen vor ($\eta_s = 1$).

Bei sehr großen Massendampfanteilen stimmt die Annahme einer isothermen Strömung nicht mehr. Deshalb hat Schmidt [46, 78] einen Mischungsansatz für die Zustandsänderung eines Zweiphasengemisches in der Düse vorgeschlagen: nach dieser Modellvorstellung strömen Dampf und Flüssigkeit separat voneinander vom Eintritt in die Düse bis zu einer beliebigen Stelle x im Düsenkanal. Der Dampf entspannt isentrop auf den dort vorherrschenden Druck, während die Flüssigkeit ihre Temperatur nicht verändert. An der Stelle x werden beide Phasen spontan gemischt und die Mischungstemperatur berechnet, **Abb. 17**.

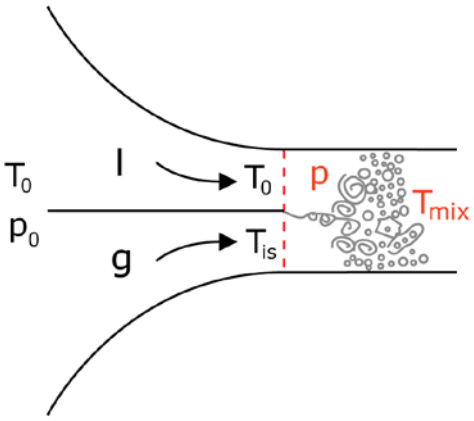

Abb. 17: Strömungsarten beim Durchströmen von Düsen.

Dieser Ansatz führt dazu, dass bei reiner Dampfströmung der Dampf isentrop entspannt wird, während bei reiner Flüssigkeitsströmung die Temperatur unverändert bleibt, **Abb. 18**. Die Mischungszahl k ist in Gleichung 59 wiedergegeben.

Mit diesem Modell konnte erstmals der gesamte Bereich der Zweiphasenströmung hinreichend genau beschrieben werden. Nach dem HNE-S Modell gilt für den dimensionslosen Massenstrom abhängig vom Kompressibilitätskoeffizienten $\omega(N)$ und dem Druckverhältnis im engsten Strömungsquerschnitt (Düsenhals) η_{th} [55]:

$$C = \frac{\sqrt{\omega(N)\cdot\eta_s\cdot\ln\left(\frac{\eta_s}{\eta_{th}}\right) - (\omega(N)-1)(\eta_s-\eta_{th})}}{\omega(N)\left(\frac{\eta_s}{\eta_{th}}-1\right)+1}. \qquad (55)$$

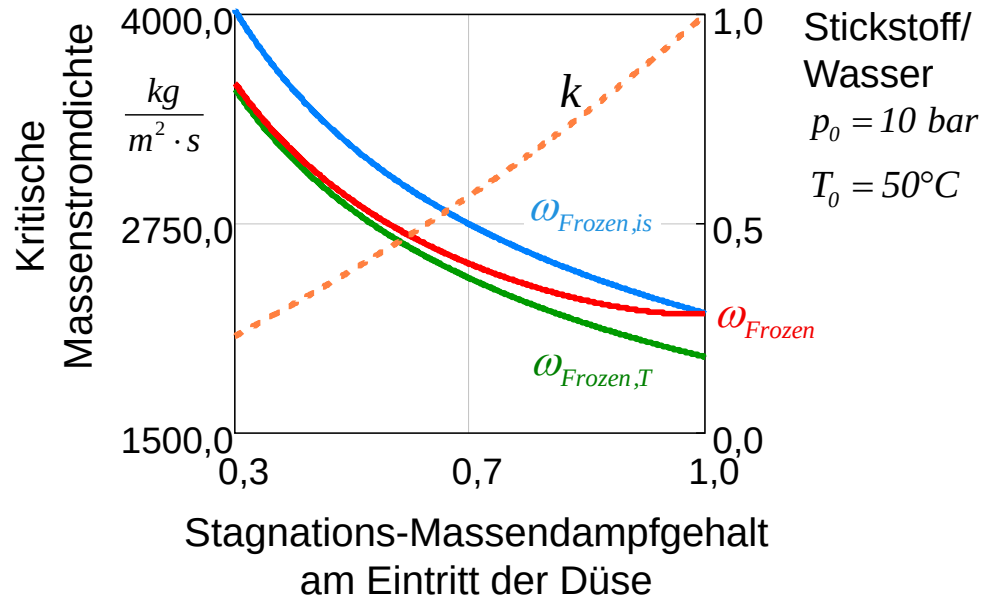

Abb. 18: Kritische Massenstromdichte in Abhängigkeit vom Massendampfgehalt berechnet für isotherme (blau) und isentrope (grün) Zustandsänderungen sowie nach dem Mischungsansatz von Schmidt (rot) [78]

Unter Berücksichtigung des thermodynamischen Ungleichgewichtes ergeben sich folgende Gleichungen für den Kompressibilitätskoeffizienten [46, 78]:

$$\omega(N) = \omega_{Frozen} + \omega_{Flash} \cdot N \,, \tag{56}$$

$$\omega_{Frozen} = \dot{x}_0 \cdot \frac{v_{gs}}{v_0} \cdot \left[(1-k) + \frac{k}{\left(\frac{1}{\eta_g} - 1\right)} \left(\left(\frac{1}{\eta_g}\right)^{\frac{1}{\kappa}} - 1 \right) \right], \tag{57}$$

$$\text{mit} \quad \eta_g = \eta_{g,crit} \text{ wenn } \eta_b \le \eta_{g,crit} = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad oder \quad \eta_g = \eta_b \text{ wenn } \eta_b > \eta_{g,crit} \,, \tag{58}$$

$$k = \frac{\dot{x}_0}{\dot{x}_0 + (1-\dot{x}_0) \cdot \frac{cp_{l0}}{cp_{gs}}}; \qquad \mathrm{k} \in (0..1) \,, \tag{59}$$

$$\omega_{Flash} = \frac{cp_{lS} \cdot T_0 \cdot p_0 \cdot \eta_s}{v_0} \cdot \frac{(v_{gS} - v_{l0})^2}{\Delta h_{vS}^2} \text{; mit } v_{g,S} = \frac{1}{\eta_s} \cdot \frac{T_S}{T_0} \cdot v_{g0} \,, \tag{60}$$

$$N = \left[\dot{x}_{eq,th} \right]^a , \tag{61}$$

$$\dot{x}_{eq,th} = \dot{x}_0 + \omega_{Flash} \cdot \frac{v_0}{v_{gS} - v_{l0}} \cdot ln\left(\frac{\eta_s}{\eta_{th}} \right) \quad \text{Verdampfung} , \tag{62}$$

$$\dot{x}_{eq,th} = \dot{x}_0 - \omega_{Flash} \cdot \frac{v_0}{v_{gS} - v_{l0}} \cdot ln\left(\frac{\eta_s}{\eta_{th}} \right) \quad \text{Kondensation} , \tag{63}$$

$$a = \frac{7.5}{\frac{l_{pipe}}{d_0} + 7.5} \cdot \left(\eta_s \right)^{-0.6} + \frac{3}{5} \cdot \Gamma \quad \text{mit } \Gamma = \frac{\dot{x}_0}{0.003} \quad \text{wenn } \dot{x}_0 < 0.003 \quad \text{sonst } \Gamma = 1 \quad . \tag{64}$$

Für sehr kurze Düsen ist die Auslauflänge (Rohrlänge in den Versuchen von Sozzi und Sutherland [76]) l_{pipe} gleich Null:

$$a = \left(\eta_s \right)^{-0.6} + \frac{3}{5} \cdot \Gamma \quad \text{(kurze Düsen, Sicherheitsventile, Stellventile)} . \tag{65}$$

Der Anteil ω_{Frozen} beschreibt die Kompressibilität des Dampfes infolge der Druckänderung in der Düse, während ω_{Flash} die Kompressibilität durch die Verdampfung von Flüssigkeit bzw. die Kondensation von Dampf beschreibt. Der Ungleichgewichtkoeffizient N ist ein Maß für die Abweichung des Dampfgehaltes vom thermodynamischen Gleichgewicht. $N = 1$ entspricht einer Strömung im thermodynamischen Gleichgewicht (Homogeneous Equilibrium Flow), während ein Wert von $N = 0$ dem totalen Ungleichgewicht gleichkommt (Frozen Flow). Je nach Relaxationszeit der Strömung stellt sich der tatsächliche Dampfgehalt zwischen diesen beiden extremen Werten ein.

Der Ungleichgewichtskoeffizient wird empirisch durch einen Vergleich mit Messdaten bestimmt. Eine zuverlässige physikalische Lösung ist bisher nicht entwickelt worden. Dazu sind die Einflussgrößen zu vielfältig.

Der dimensionslose Massenstrom durch eine Düse C lässt sich mit Gl. 55 bestimmen, wenn das Druckverhältnis ausgehend von dem Wert 1 schrittweise abgesenkt wird bis entweder das Gegendruckverhältnis η_b oder das kritische Druckverhältnis η_{crit} erreicht worden ist, **Abb. 19**. Bei dem Maximum des dimensionslosen Massenstroms lässt sich das kritische Druckverhältnis ablesen.

Das kritische Druckverhältnis kann jedoch auch für eine Strömung mit thermodynamischem Ungleichgewicht noch analytisch bestimmt werden. Dazu sind Gl. 55 und deren Untergleichungen nach dem Druckverhältnis abzuleiten und anschließend zu Null zu setzen. Die mathematische Umformung des Ausdrucks führt zu [78]:

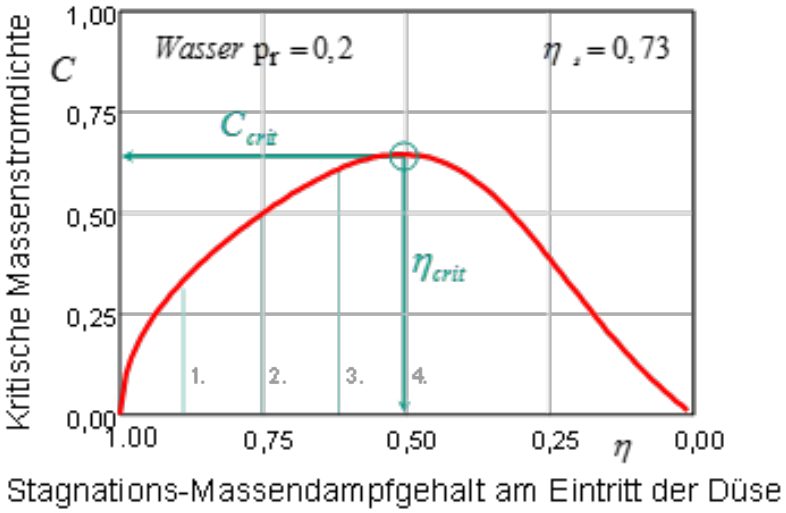

Abb. 19: Dimensionsloser Massenstrom in Abhängigkeit des Druckverhältnisses bei Wasser/-Wasserdampf-Strömung

$$\left[\omega+\Omega\cdot\left(1-\frac{\eta_{crit}}{\eta_s}\right)\right]\cdot\frac{2\cdot\gamma}{v_{th}^{*}}-\omega\left(1-\frac{\eta_{crit}}{\eta_s}\right)+\Omega\cdot\left[\left(1-\frac{\eta_{crit}}{\eta_s}\right)+ln\left(\frac{\eta_{crit}}{\eta_s}\right)\right]-\frac{\eta_{crit}}{\eta_s}=0\,, \tag{66}$$

$$\mathrm{v}^{*}=\frac{v_{th}}{v_0}=\omega\cdot\left(\frac{\eta_s}{\eta_{crit}}-1\right)+1\,, \tag{67}$$

$$\gamma=\frac{\eta_s}{\eta_{crit}}\left[\frac{1}{\eta_s}-1-\omega\cdot ln\left(\frac{\eta_{crit}}{\eta_s}\right)-(\omega-1)\cdot\left(1-\frac{\eta_{crit}}{\eta_s}\right)\right], \tag{68}$$

$$\Omega=a\cdot\frac{v_0}{v_{g,s}-v_{l,0}}\cdot\omega_{Flash}{}^{2}\cdot(\dot{x}_{eq,th})^{a-1}\,. \tag{69}$$

Die Gleichungen lassen sich nicht mehr nach dem kritischen Druckverhältnis η_{crit} explizit auflösen. Eine iterative Lösung ist jedoch einfach möglich. Dies gilt insbesondere für eine Schreibweise der Gleichungen, bei denen das kritische Druckverhältnis η_{crit} in Abhängigkeit des Kompressibilitätskoeffizienten ω und weiteren Konstanten dargestellt wird. Zunächst wird $\eta_{crit}\in(\eta_b..1)$ geschätzt und damit der Ungleichgewichtsfaktor N sowie der Kompressibilitätsfaktor ω berechnet, um anschließend die Schätzung über die folgenden Gleichungen zu verbessern, bis die Lösung ausreichend genau ist [78]:

$$\eta_{crit}=\eta_s\left[1+\frac{1}{2\cdot\Gamma_1}\left(\Gamma_2\pm\sqrt{\Gamma_2^2-4\cdot\Gamma_1\cdot\Gamma_3}\right)\right]\quad\text{mit}\quad\eta_{crit}\in(\eta_b..1)\,, \tag{70}$$

$$\Gamma_1 = \frac{(1-\omega)}{2}\left[\Omega - (1-\omega)\right], \tag{71}$$

$$\Gamma_2 = \frac{\Omega}{2}\left[\frac{2}{\eta_s} - 1 - \frac{\dot{x}_0}{\omega_{Flash}} \cdot \frac{v_{g,s} - v_{l,0}}{v_0} \cdot (1+\omega)\right] + \frac{1}{2} a \cdot (\omega - \omega_{Frozen})(1+\omega) - \omega^2 + 1, \tag{72}$$

$$\Gamma_3 = \omega\left(\frac{1}{\eta_s} - 1\right) - \frac{1}{2} + \left[\frac{\dot{x}_0}{\omega_{Flash}} \cdot \frac{v_{g,s} - v_{l,0}}{v_0} - \frac{a \cdot (\omega - \omega_{Frozen})}{\Omega}\right]\left(\frac{\Omega}{2} - \omega^2\right). \tag{73}$$

Bei der Schätzung sollte jeweils darauf geachtet werden, dass die Wurzel in Gleichung 70 keine negativen Werte annehmen darf. Andernfalls ist die Schätzung zu korrigieren. Von den mathematisch möglichen Lösungen der Gleichung 70 ist nur diejenige physikalisch sinnvoll, die in dem Bereich zwischen 1 und dem Gegendruckverhältnis η_b liegt.

Die angegebenen Gleichungen für den Kompressibilitätskoeffizienten und das kritische Druckverhältnis stellen die allgemeinste analytische Form der universellen Düsengleichung dar. Sie gelten gleichermaßen für anfangs unterkühlte, für siedende und für anfangs überhitzte Strömungen. Bei großen Flüssigkeitsanteilen ist die Zustandsänderung des Gemisches nahezu isotherm, die Wärmekapazität der Flüssigkeit und die gute Durchmischung der Phasen gleichen den Temperaturabfall des Dampfes schnell aus. Bei großen Dampfgehalten wird dagegen eine isentrope Zustandsänderung berechnet. Dadurch entsprechen die Ergebnisse dieses Modells auch den Grenzfällen nach ISO 4126-7 für den Fall nicht-kondensierender Dampfströmung und nicht-verdampfender Flüssigkeitsströmung. **Abb. 20** zeigt am Beispiel einer Wasser/Wasserdampfströmung mit unterschiedlichen Dampfgehalten am Düseneintritt, dass der Übergangsbereich siedender Flüssigkeiten bzw. Gemische mit sehr geringen Dampfgehalt stetig durchlaufen wird und auch die isentrope Dampfströmung jetzt richtig erfasst wird (Dampfgehalt x_0=1 in **Abb. 20**).

Grundsätzlich lassen sich das thermodynamische Ungleichgewicht (Siede- bzw. Kondensationsverzug) und das mechanische Ungleichgewicht (Schlupf) der Strömung experimentell nicht voneinander trennen. Der Siedeverzug hat einen erheblich größeren Einfluss auf den Massenstrom im Vergleich zum Schlupf. In dem Ungleichgewichtsfaktor N des HNE-S Modells sind beide Anteile empirisch berücksichtigt. Die zusätzliche Korrektur mit einem Schlupffaktor ist bei verdampfenden Zweiphasenströmungen nicht erforderlich. Bei nicht-verdampfenden Strömungen ist der Einfluss des Schlupfes jedoch zu berücksichtigen.

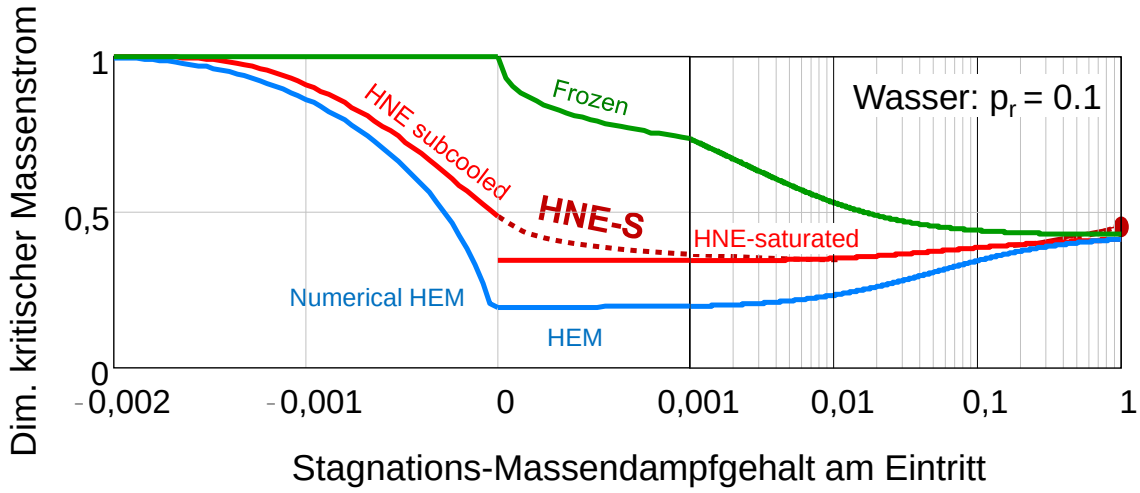

Abb.20: Kritischer Massenstrom berechnet nach unterschiedlichen Modellen in Abhängigkeit des Massendampfgehalts bei Wasser/Wasserdampfströmung

Im Vergleich zu den Modellen von Diener und Schmidt für siedende Strömungen und dem Modell von Schmidt für anfangs unterkühlte Strömungen ist das erweiterte Modell von Schmidt allgemeingültiger und gibt bei sehr geringen Dampfgehalten am Eintritt der Düse sowie bei sehr großen Dampfgehalten deutlich verbesserte Ergebnisse [78]. **Abb. 21** zeigt der Vergleich mit Messdaten von Sozzi et.al. für eine Düse mit einem Durchmesser vom Düsenhals von 12,7 mm, die mit Wasser/Wasserdampf durchströmt wurde. Messungen und Rechnungen stimmen sehr gut überein.

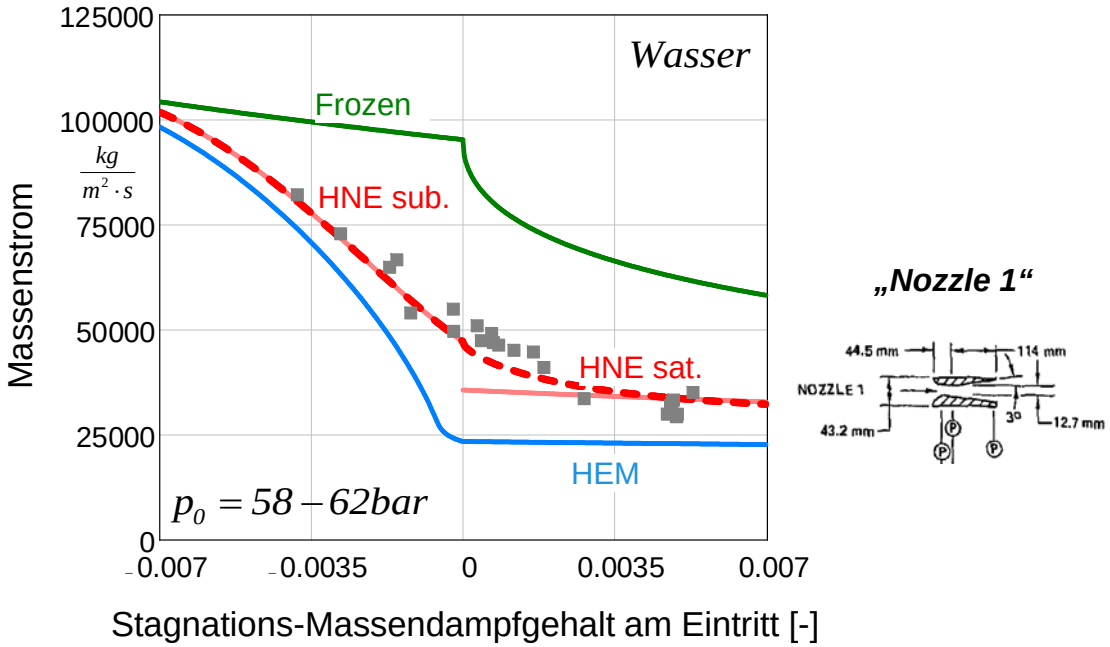

Abb. 21: Kritischer Massenstrom berechnet nach unterschiedlichen Modellen in Abhängigkeit des Massendampfgehalts bei Wasser/Wasserdampfströmung

7.6.6 Frozen Flow (nicht-verdampfende Strömungen)

Bei nicht-verdampfenden Strömungen, beispielsweise Luft/Wasser bei Umgebungsbedingungen, vereinfacht sich der Kompressibilitätskoeffizient zu $\omega = \omega_{Frozen}$. Der Unterkühlungsgrad entfällt in den Gleichungen. Damit gilt für den dimensionslosen Massenstrom:

$$C_{Frozen,hom} = \frac{\sqrt{\omega_{Frozen} \cdot ln\left(\frac{1}{\eta_{th}}\right) - (\omega_{Frozen} - 1)(1 - \eta_{th})}}{\omega_{Frozen}\left(\frac{1}{\eta_{th}} - 1\right) + 1}. \qquad (74)$$

Für den Kompressibilitätskoeffizienten gilt:

$$\omega_{Frozen} = \dot{x}_0 \cdot \frac{v_{g,s}}{v_0} \cdot \left[(1-k) + \frac{k}{\left(\frac{1}{\eta_{g,crit}} - 1\right)} \left(\left(\frac{1}{\eta_{g,crit}}\right)^{\frac{1}{\kappa}} - 1 \right) \right] \quad \text{mit} \quad \eta_{g,crit} = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \qquad (75)$$

$$k = \frac{\dot{x}_0}{\dot{x}_0 + (1-\dot{x}_0) \cdot \frac{cp_{l0}}{cp_{gs}}}; \qquad \mathrm{k} \in (0..1). \qquad (76)$$

Die Grenzwerte für die isotherme Flüssigkeitsströmung und die isentrope Gasströmung nach ISO 4126-7 werden mit der Gleichung eingehalten.

Mit der Gleichung 74 wird der Massenstrom eines homogen durchmischten Gas/Flüssigkeitsgemisches beschrieben. Durch das Voreilen der Gasphase gegenüber der Flüssigkeit strömt jedoch mehr Masse pro Zeiteinheit durch den Querschnitt. Dieses mechanische Ungleichgewicht lässt sich nach dem Modell von Simpson et. al. [79] beschreiben:

$$C_{Frozen} = \phi_{slip} \cdot C_{Frozen,hom}, \qquad (77)$$

$$\phi_{slip} = \frac{\sqrt{\frac{v_0}{v_{l0}}}}{\sqrt{1 + \dot{x}_0 \cdot \left[\left(\frac{v_{g0}}{v_{l0}}\right)^{1/6} - 1\right] \cdot \left[1 + \dot{x}_0 \cdot \left[\left(\frac{v_{g0}}{v_{l0}}\right)^{5/6} - 1\right]\right]}}. \qquad (78)$$

In **Abb.22:** ist der Einfluss des Schlupffaktors ϕ_{slip} in Abhängigkeit vom Stagnationsgasgehalt am Eintritt und dem Verhältnis der spezifischen Volumina von Gas und Flüssigkeit am Eintritt der Düse wiedergegeben. Mit zunehmender Annäherung an den kritischen Punkt wird der Einfluss kleiner. Bei großen Dichteunterschieden und Gasgehalten von 5-10 Gew.% ist der Einfluss am größten.

Der Schlupffaktor wurde anhand von Messungen an Stellventilen bestimmt und bei Sicherheitsventilen überprüft.

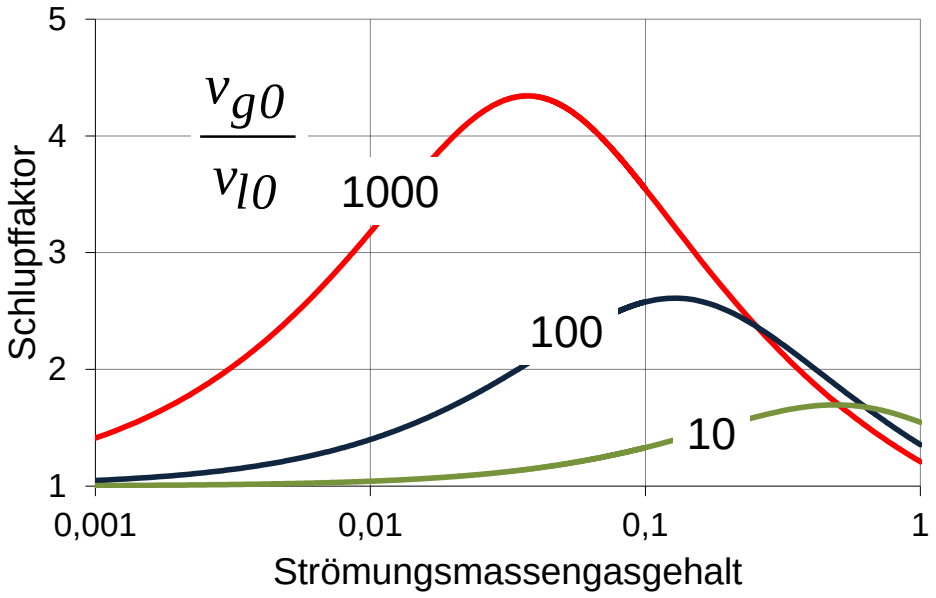

Abb.22: Schlupffaktor in Abhängigkeit des Stagnations-Massengasgehalts am Eintritt der Düse und des Verhältnisses der spezifischen Volumina von Gas und Flüssigkeit.

7.7 Das HNE-CSE Modell

Das HNE-S Modell ist insbesondere für Stellventile nicht anwendbar, weil die kinetische Energie im Zulauf nicht berücksichtigt wird und es gilt nicht für sehr lange Düsen. Der Massenstrom durch Rohrleitungen, als Grenzfall von sehr langen Düsen ohne Verengung, lässt sich damit nicht zuverlässig berechnen.

Schmidt et. al. [35, 36, 37] haben das HNE-S Modell erweitert:

1. Die kinetische Energie am Eintritt wurde berücksichtigt.
2. Reibungsverluste an der Wand und zwischen den Phasen einer Zweiphasenströmung in der Düse wurden eingeführt.

3. Die Änderung der potentiellen Energie der Strömung ist im Modell enthalten. Vertikal aufwärts gerichtete Strömungen lassen sich dadurch erfassen.

Der dimensionslose Massenstrom wird ausgehend von der universellen Düsengleichung analytisch abgeleitet. **Abb. 23** zeigt ein Strömungselement als Bilanzraum für den ersten Hauptsatz der Thermodnynamik.

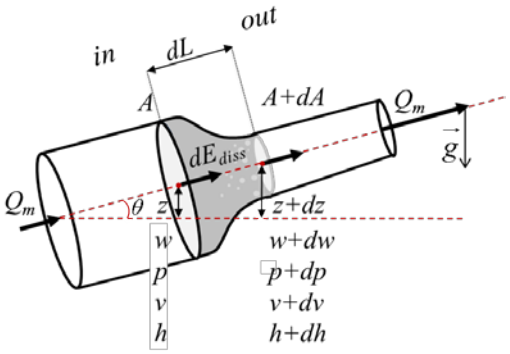

Abb.23: Strömungselement einer Düse mit den sich ändernden Größen.

Die universelle Düsengleichung lässt sich analytisch lösen, wenn alle Strömungsgrößen auf einen fiktiven Stagnationszustand (Index “t“ für total) bezogen werden, ähnlich wie bei dem HNE-S Modell, das jedoch nur für diesen Sonderfall gilt. Für die universelle Düsengleichung gilt [35]:

$$C = \frac{1}{v_{th}^{*}} \cdot \sqrt{\frac{-\int_{\eta_0}^{\eta_{th}} v^{*} \cdot d\eta - \frac{g \cdot \sin\theta \cdot L}{v_{0,t} \cdot p_{0,t}}}{1 - \frac{w_0^{\,2}}{w_{th}^{\,2}} \cdot \left(1 - \frac{2}{w_0^{\,2}} \int dE_{diss}\right)}} = \frac{Q_{m,Düse}}{A_{th} \cdot \sqrt{2\frac{p_{0,t}}{v_{0,t}}}} \cdot \qquad (79)$$

Darin sind $v_{0,t}$ und $p_{0,t}$ das spezifische Volumen und der Eintrittsdruck bezogen auf einen fiktiven Stagnationszustand. Der Reibungswiderstand der Strömung lässt sich in dimensionsloser Form als Reibungsbeiwert $K_{R,0}$ darstellen, und das Geschwindigkeitsverhältnis Γ lässt sich über die Kontinuitätsbeziehung über das Flächenverhältnis und die spezifischen Volumina ausdrücken:

$$K_{R,0} = \frac{2}{w_0^{\,2}} \int dE_{diss} \quad \text{und} \quad \Gamma = \frac{w_0^{\,2}}{w_{th}^{\,2}} = \left(\frac{A_0^{\,2}}{A_{th}^{\,2}}\right)\left(\frac{v_{th}^{\,2}}{v_0^{\,2}}\right). \qquad (80)$$

Damit ergibt sich das HNE-CSE-Modell für Düsenströmungen [35] in der allgemeinsten Form:

$$C = \frac{\eta_{\text{th}}}{\left[\omega \cdot (1-\eta_{\text{th}}) + \eta_{\text{th}}\right]} \cdot \sqrt{\frac{(\eta_s - \eta_{\text{th}}) \cdot (1 - \omega + \omega \cdot \ln\left(\frac{\eta_s}{\eta_{\text{th}}}\right) - \frac{g \cdot \sin\Theta \cdot L}{p_{0.\text{t}} \cdot v_{0.\text{t}}}}{1 - \Gamma^2 + \zeta_{\text{out}}}}\,, \tag{81}$$

$$\omega = \omega_{Frozen} + \omega_{Flash} \cdot N\,, \tag{82}$$

$$\omega_{Frozen} = \dot{x}_{0,t} \cdot \frac{v_{gs,t}}{v_{0,t}} \cdot \left[(1-k) + \frac{k}{\left(\frac{1}{\eta_g} - 1\right)} \left(\left(\frac{1}{\eta_g}\right)^{\frac{1}{\kappa}} - 1 \right) \right], \tag{83}$$

$$k = \frac{\dot{x}_{0,t}}{\dot{x}_{0,t} + (1 - \dot{x}_{0,t}) \cdot \frac{cp_{l0,t}}{cp_{gs,t}}}; \qquad \text{k} \in (0..1)\,, \tag{84}$$

$$\omega_{Flash} = \frac{cp_{l_{0,\text{t}}} \cdot T_{0,\text{t}} \cdot p_{0,\text{t}} \cdot \eta_s}{v_{0,\text{t}}} \cdot \left[\frac{v_{g0,\text{t}} - v_{l0,\text{t}}}{\Delta h_{v_{0,\text{t}}}{}^2} \right]^2, \tag{85}$$

$$N = \left(\dot{x}_{0,\text{t}} + cp_{l_{0,\text{t}}} \cdot T_{0,\text{t}} \cdot p_{0,\text{t}} \cdot \left(\frac{v_{g0,\text{t}} - v_{l0,\text{t}}}{\Delta h_{v_{0,\text{t}}}{}^2} \right) \cdot ln\left(\frac{\eta_s}{\eta_{th}}\right) \right)^a, \tag{86}$$

$$\Gamma = \left(\frac{A_{th}}{A_0}\right) \cdot \left[\frac{\omega \cdot (1-\eta_0) + \eta_0}{\omega \cdot (1-\eta_{th}) + \eta_{th}} \cdot \frac{\eta_{th}}{\eta_0} \right]. \tag{87}$$

Das HNE-CSE Modell beschreibt den dimensionslosen Massenstrom durch eine Düse, die als Basismodell für alle Rohrleitungskomponenten angewendet werden kann. Dazu zählen Sicherheitsventile, Stellventile, Rohrbögen, Rohrleitungen, T-Stücke, Klappen, Blenden, Düsen und andere. **Tab. 4** zeigt einige Sonderfälle. Mit dem Modell lässt sich auch der fiktive Stagnationszustand vor dem Eintritt einer Düse bestimmen.

Das HNE-CSE Modell gilt für hydrodynamisch unterkritische und kritische Strömung. Die Kompressibilität der Strömung, verursacht durch die Dichteänderung und die Verdampfung, wird mit der Zustandsgleichung für Zweiphasenströmungen berücksichtigt. Thermodynamische Ungleichgewichte sind in dem Ungleichgewichtskoeffizienten N enthalten.

Tab. 4: Sonderfälle für die Düsenströmung nach dem HNE-CSE Modell.

Fall	Bemerkungen	
Ideale Düsenströmung des HNE-S Modells	Stagnationsbedingungen am Eintritt (unendlich großes Reservoir) Reibungsfreie Strömung; Horizontale Düsenströmung:	$\Gamma = 0$ $K_{R,0} = 0$ $\frac{g \cdot \sin\theta \cdot L}{v_{0,t} \cdot p_{0,t}} = 0$
Inkompressible Rohrströmung	Konstante Strömungsgeschwindigkeit	$\Gamma = 1$ $K_{R,0} \neq 0$
Kompressibe Rohrströmung	Reibungsbehaftete Strömung in einem Rohr konstanten Querschnitts	$\Gamma = \left(\frac{v_0^*}{v_{th}^*} \right)^2$ $K_{R,0} \neq 0$

Das HNE-CSE Modell kann auch für Mehrkomponenten-Mehrphasenströmungen angewendet werden, wenn die Siedetemperaturen der einzelnen Komponenten nicht um mehr als 100 K voneinander abweichen. Andernfalls gelten die Annahmen der analytischen Lösung nicht mehr zuverlässig.

Ein Beispiel für die Anwendung des Modells für die Strömung durch eine Berstscheibenabblaseleitung zeigt Schmidt [36]. Das HNE-CSE Modell ist so aufgebaut, das die Zweiphasenmultiplikatoren, die für viele Rohrleitungselemente veröffentlicht sind, in das Modell als Reibungsbeiwert integrierbar sind [35, 37]. Solche Modelle gelten üblicherweise nur für hydrodynamisch unterkritische Strömungen. Mit dem HNE-CSE Modell ist automatisch eine physikalisch fundierte Extrapolation bis zur kritischen Strömung im engsten Strömungsquerschnitt enthalten. Viele kommerzielle Rechencodes zeigen gerade dort inkonsistente Berechnungen des Massenstroms.

7.8 Numerische Berechnung des Massenstroms durch Düsen

In vielen kommerziell zu erwerbenden Rechenprogrammen werden Stoffdaten für viele Fluide und eine numerische Berechnung des Massenstroms durch Düsen angeboten. Bei den Stoffdaten kann in der Regel zwischen Ausgleichsfunktionen (Beispielsweise nach DIPPR oder NIST) und Zustandsgleichungen ausgewählt werden. In jedem Fall sollte sorgfältig geprüft werden, in welchem Bereich die Gleichungen mit Messwerten validiert wurden. Andernfalls können erhebliche Fehler bei der Berechnung des Massenstroms durch Düsen auftreten.

Im Allgemeinen werden thermodynamische, mechanische und stoffliche Ungleichgewichte bei der Durchströmung einer Düse nicht berücksichtigt – Siedeverzug, Kondensationsverzug und Schlupf zwischen den Phasen gehen nicht in die

Berechnungen ein. Die Ergebnisse basieren auf der Annahme eines vollständigen Gleichgewichts, einer homogenen Vermischung beider Phasen und von homogen verteilten Komponenten innerhalb der Phasen.

Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen von Massenströmen durch Düsen sind oft wesentlich ungenauer als die der empirischen Methoden, bei denen Ungleichgewichte berücksichtigt worden sind. Mit numerischen Rechenmethoden lassen sich jedoch die Stoffeigenschaften in der Nähe des kritischen Punktes und die Eigenschaften von Mehrkomponenten-Zweiphasensystemen genauer beschreiben als mit den empirischen Methoden. Zur genaueren Berechnung des Massenstroms müssen jedoch die Ungleichgewichte zusätzlich erfasst werden.

Näherungsweise können die folgenden Gleichungen für die numerische Berechnung des dimensionslosen Massenstroms herangezogen werden [35]:

$$C = \frac{1}{v_{th}^*} \cdot \sqrt{\frac{-\int_{\eta_0}^{\eta_{th}} v^* \cdot d\eta - \frac{g \cdot \sin\theta \cdot L}{v_0 \cdot p_0}}{1 - \Gamma \cdot (1 - \zeta_0)}}, \tag{88}$$

$$v^* = \left[\dot{x} \cdot \frac{v_g}{v_0} + (1 - \dot{x}) \cdot \frac{v_l}{v_0} \cdot S \right] \sqrt{\dot{x} - \frac{1 - \dot{x}}{S^2}}. \tag{89}$$

Darin ist $S = w_g / w_l$ der Schlupf zwischen den beiden Phasen. Er muss empirisch bestimmt werden. Die spezifischen Volumina der einzelnen Phasen v_g und v_l werden mit geeigneten Stoffdatenbeziehungen, beispielsweise Zustandsgleichungen, bestimmt. Alternativ kann der Schlupf auch mit einem Schlupf-Korrekturfaktor oder Slipfaktor ϕ_{slip} berücksichtigt werden, vgl. Gleichung 78. In diesem Fall wird die Strömung zunächst vereinfachend homogen betrachtet und der dimensionslose Massenstrom anschließend mit dem Slipfaktor ϕ_{slip} korrigiert.

Der Strömungsmassendampfgehalt wird maßgeblich vom thermodynamischen Ungleichgewicht der Strömung beeinflusst. Ausgehend von einem Anfangszustand mit dem Dampfgehalt $\dot{x}_0$ kann das Ungleichgewicht bei der Strömung durch eine Düse als Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht mit einem Ungleichgewichts-faktor N^+ dargestellt werden. Der Ungleichgewichtsfaktor entspricht dem Verhältnis aus den Gradienten des Dampfgehaltes bei einer realen Strömung und einer Strömung im thermodynamischen Gleichgewicht

$$N^+ = \frac{\left(\frac{d\dot{x}}{d\eta}\right)}{\left(\frac{d\dot{x}_{eq}}{d\eta}\right)} \qquad N^+ \in \{0..1\} \,. \tag{90}$$

Er wird von sehr vielen Faktoren beeinflusst, beispielsweise dem Druckabfall in der Düse, den Eigenschaften des Fluids, dem Dampfgehalt am Eintritt. Es ist versucht worden, den Ungleichgewichtsfaktor mit der Anzahl von Keimen im Fluid und dem Blasenwachstum zu korrelieren. Allerdings gibt es bisher keine genauen Angaben zu Keimzahlen in industriellen Fluiden. Ohne diese Angaben ergeben sich sehr große Fehler bei der Berechnung des Massenstroms. Je größer die Zeit (Relaxationszeit) ist, damit ein Fluid innerhalb der Durchströmung einer Düse nach einem sehr schnellen Druckabfall durch Verdampfung von Flüssigkeit die Temperatur im thermodynamischen Gleichgewicht wieder erreicht, desto näher liegt der Wert des Ungleichgewichtsfaktors bei dem Wert Eins.

Der Ungleichgewichtsfaktor muss an Messdaten angepasst werden. Als erste Näherung darf der Ungleichgewichtsfaktor aus dem HNE-CSE Modell für die Berechnung des Strömungsmassendampfgehaltes eingeführt werden:

$$\dot{x} = \dot{x}_0 + \int_{\eta_0}^{\eta} N^+ \frac{d\dot{x}_{eq}}{d\eta} d\eta \cong \dot{x}_0 + N \cdot \int_{\eta_0}^{\eta} \frac{d\dot{x}_{eq}}{d\eta} d\eta \,. \tag{91}$$

Vergleichsrechnungen zwischen der numerischen Lösung und dem HNE-CSE Modell für eine Wasser/Wasserdampf-Strömung ergaben gute Übereinstimmungen der Rechenergebnisse untereinander und mit Messdaten, **Abb. 24**. Ein Vergleich mit anderen Medien und mit Mehrkomponenten-Systemen konnte bislang noch nicht durchgeführt werden. Hier fehlen bislang experimentelle Daten.

Es ist nicht zu erwarten, dass numerische Rechenprogramme genauere Ergebnisse liefern als die analytischen Methoden, solange in beiden Modellen die gleichen empirischen Untermodelle und Annahmen enthalten sind.

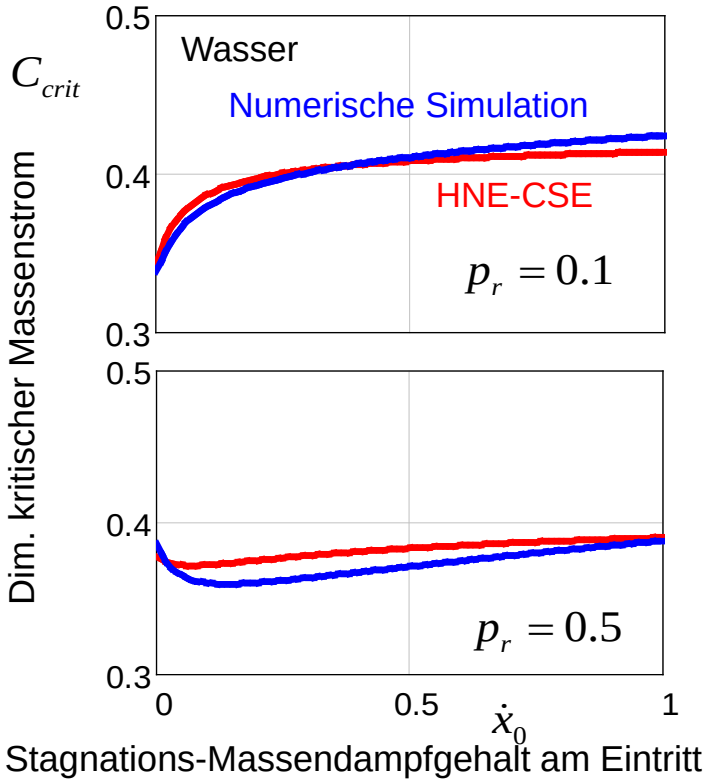

Abb.24: Vergleich der Berechnung des dimensionslosen Massenstroms mit dem numerischen Modell einschließlich Ungleichgewichtsfaktor und dem HNE-CSE Modell

7.9 Übertragung der Modelle in den Stand der Sicherheitstechnik

Zur Auslegung von Sicherheitsarmaturen werden weltweit Düsenströmungsmodelle eingesetzt, die in Kombination mit einem experimentell zu bestimmenden Durchflusskoeffizienten eine zuverlässige Bestimmung des Massenstroms ermöglichen. Bei industrietypischen Strömungen muss dabei jedoch beachtet werden, dass Fluide reale Eigenschaften aufweisen und die Durchströmung von Düsen oftmals mit starken Ungleichgewichtseffekten verbunden ist. Dazu zählen thermodynamische Ungleichgewichte (Siedeverzug) und mechanische Ungleichgewichte (Schlupf). In kommerziellen Rechenprogrammen werden diese Effekte nicht oder nur in sehr begrenztem Umfang berücksichtigt.

Für überkritsche reale Gase mit Drücken bis zu 3500 bar wurde ein Modell analog dem isentropen Strömungsmodell für ideale Gase hergeleitet. In dieses Modell gehen mittlere Stoffdaten ein. Gegenüber diesem analytischen Modell kann der Massenstrom numerisch noch genauer bestimmt werden. Beide Modelle werden mittlerweile in der Hochdrucktechnik zur Auslegung von sicherheitsrelevanten Komponenten angewendet [56].

In den letzten Jahren sind schrittweise empirische Modelle für Düsenströmungen entwickelt worden, mit denen die Ungleichgewichtseffekte bei der Strömung von

Gas/Flüssigkeitsgemischen berücksichtigt werden. Die Modellentwicklung verlief vom homogenen Gleichgewichtsmodell über das HNE-DS-Modell mit den beiden Variaten für anfangs unterkühlte Flüssigkeiten und siedenden Gemische. Mit dem HNE-S Modell konnten beide Modelle in einem vereint werden. Der Grenzfall für isentrope Dampfströmungen ist mit einem Mischungsansatz abgebildet worden. Dieses Modell wurde weiterentwickelt zum HNE-CSE Modell, bei dem zusätzlich die kinetische Energie im Zulauf, vertikale Strömungen und die Reibungsverluste an der Wand sowie innerhalb des Fluids einbezogen worden sind.

Das HNE-CSE Modell kann in der Praxis sehr universell angewendet werden. Es gilt für alle Arten von sicherheitsrelevanten Armaturen wie Sicherheits-, Stellventile, Blenden, Düsen, Klappen, Rohrbögen, T-Stücke, gerade Rohrleitungen etc. In dieses Modell können die Modelle auf Basis von Zweiphasenmultiplikatoren aus der Literatur einbezogen werden. Mit dem HNE-CSE Modell sind physikalisch basierte Gleichungen vorgegeben, die eine konsistente Extrapoloation bis zur hydrodynamisch kritischen Strömung erlauben. Alternativ kann das Modell an wenige Messdaten angepasst werden und damit im Einzelfall sehr genaue Ergebnisse liefern.

In der Industrie werden die dargestellten Modelle bereits angewendet [36, 37, 67, 78, 79]. In den kommenden Jahren sollte das HNE-CSE Modell in unterschiedlichste Regelwerke für sicherheitsrelevante Armaturen einbezogen werden. Für Sichereits-ventile wird das HNE-DS Modell bereits verwendet [67 ,12], bei Stellventilen und Berstscheiben ist das HNE-CSE Modell vorgeschlagen [80]. Die Genauigkeit des Modells wurde bei diesen Armaturen durch einen Vergleich mit mehr als 5000 Messdaten an unterschiedlichsten Größen und bei verschiedenen Medien dargestellt [77].

Die Forschungsergebnisse für Düsenströmungsmodelle haben es letztlich ermöglicht eine neue Bemessungsrichtlinie für sicherheitsrelevante Armaturen zu schaffen. Die Ergebnisse sind bereits oder werden künftig in den Stand der Sicherheitstechnik übernommen.

8 Zusammenfassung

Sicherheitstechnik ist eine sehr breit gefächerte Querschnittsdisziplin mit der Aufgabe Mensch und Umwelt vor den Gefahren von Maschinen, Prozessen und technischen Anlagen zu schützen. Während im 19ten Jahrhundert Anlagen durch Erfahrungs-wissen sicher gestaltet worden sind, ist in der Sicherheitstechnik heute eine sehr systematische Analyse von Gefahren und Risiken üblich. Dazu ist eine spezielle Denkweise im Umgang mit stochastischen Prozessen und Unsicherheiten bei der

Modellierung hilfreich, die der Verfahrenstechniker oder Chemieingenieur ebenso wenig im Studium erlernt wie ein Maschinenbauer oder Chemiker.

Die Sicherheitstechnik selbst und ihre Sicherheitskonzepte sind über lange Zeiträume entstanden, beginnen mit Grundlagenforschungen, die anwendungsorientiert zu speziellen sicherheitstechnischen Apparaten oder Modellen geführt haben. Diese Apparate und Modelle sind anschließend eingebunden worden in Sicherheitskonzepte für spezielle Anlagen wie Chemiereaktoren oder Gashochdruckleitungen.

In der vorliegenden Arbeit ist die Breite der Sicherheitstechnik und ihre Entwicklung an sehr unterschiedlichen Beispielen verdeutlicht worden. Grundlegende Erkenntnisse aus der Zweiphasenströmung führen zu Modellen wie der Auslegung von klassischen Notentlastungsleitungen oder zur Entwicklung von Rückhalteeinrichtungen. Diese sind Bestandteil von sehr unterschiedlichen Anlagensicherheitskonzepten bei Wärmeübertragern, in der Hochdrucktechnik oder bei Multipurpose-Anlagen. Die Forschung zu Grundlagen der Zweiphasenströmung führt auch zu neuen Sicherheitskonzepten für Gashochdruckleitungen.

Am Beispiel von sicherheitsrelevanten Armaturen ist die langjährige Entwicklung von Modellen zur Bemessung dieser Bauteile aufgezeigt worden. Ausgehend von einem einfachen Düsenmodell wurden immer mehr Parameter berücksichtigt, um nicht nur sicherheitsrelevante Ventile und Berstscheiben auszulegen, sondern auch Klappen, Blenden, Stellventile und andere Armaturen. Durch eine hinreichende Validierung der Modelle entstehen aus der Forschung neue Erkenntnisse für eine signifikante Weiterentwicklung des Stands der Sicherheitstechnik.

9 Nomenklatur

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A	Fläche	m^2
a	Koeffizient der kubischen Zustandsgleichung Gl. 28	—
a	Exponentieller Ansatz (Siehe: Gleichung 49)	—
b	Koeffizient der kubischen Zustandsgleichung Gl. 28	—
C	Durchflusskoeffizient	—
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	J/(kg K)
c_v	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen	J/(kg K)
D	Außendurchmesser	m
d	Innendurchmesser	m
E	Energie	J
g	Gravitationskonstante	m/s^2
H	Höhe	m
h	Spezifische Enthalpie	J/kg
Δh_V	Verdampfungswärme	J/kg
K_d	Ausflussziffer des Ventils	—
K_{dr}	Zuerkannte Ausflussziffer des Ventils	—
K_p	Gradient des Realgasfaktors bei konstanter Temperatur	—
K_R	Reibungsbeiwert	—
K_T	Gradient des Realgasfaktors bei konstantem Druck	—
L	Länge	m
N	Ungleichgewichtskoeffizient	—
N^+	Ungleichgewichtskoeffizient bei numerischer Betrachtung	
p	Druck	N/m^2
p_a	Umgebungsdruck	N/m^2
p_b	Gegendruck	N/m^2
p_r	Reduzierter Druck	—
q	Spezifische Wärme	J/kg
Q_m	Massenstrom	kg/s
R	Universelle Gaskonstante	J/(mol·K)
s	Spezifische Entropie	J/(kg·K)
S	Parameter der kubischen Zustandsgleichung Gl. 28	—
T	Temperatur	K
v	Spezifisches Volumen	m^3/kg
v^*	Dimensionsloses spezifisches Volumen	—
w	Geschwindigkeit	m/s
$\dot{\chi}$	Strömungsmassengasgehalt	—
Z	Realgasfaktors	—

Griechische Zeichen:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
α	Variable (siehe: Gleichung 28)	—
κ	Isentropenkoeffizient	—
ζ	Druckverlustbeiwert	—
π	Variable (siehe Gleichung 22)	—
ϕ	Variable (siehe Gleichung 77)	—
ω	Kompressibilitätskoeffizient	—
Ω	Variable (siehe Gleichung 66)	—
ω_{Pitzer}	Pitzer-Faktor (siehe Gleichung 30)	—
γ	Variable (siehe Gleichung 66)	—
Γ	Geschwindigkeitsverhältnis	—
ε	Volumetrischer Gasgehalt	—
η_s	Sättigungs-Dampfdruckverhältnis	—
η	Druckverhältnis (siehe Gleichung 12)	—
θ	Neigungswinkel	°

10 Literaturverzeichnis

1. Meyers Konversationslexikon, Bibliographisches Institut Leipzig, 4. Auflage, 1885-1892, S. 456
2. Richtlinie 2012/18/EU des europäischen Parlaments und des Rates vom 4. Juli 2012 zur Beherrschung der Gefahren schwerer Unfälle mit gefährlichen Stoffen, zur Änderung und anschließenden Aufhebung der Richtlinie 96/82/EG des Rates, „Seveso III-Richtlinie“, http://eur-lex.europa.eu/legal-content/DE/TXT/?uri=CELEX:32012L0018 (abgerufen am 16.02.2016)
3. Zwölfte Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Störfall-Verordnung - 12. BImSchV), zuletzt geändert am 31.08.2015, http://www.gesetze-im-internet.de/bimschv_12_2000/ (abgerufen am 15.02.2016)
4. BASF SE: Explosion in einem Ammoniumnitratlager im Werk Oppau, 1921, BASF SE Ludwigshafen Oppau
5. Schmidt, J.: Process and Plant Safety – Research & Education Strategy to Keep Long Term Competences, Chemical Engineering Transactions, 31 (2013), S. 421-426
6. Positionspapier des DECHEMA/GVC-Forschungsausschusses „Sicherheits-technik in Chemieanlagen“: Kompetenzsicherung und –weiterentwicklung in der Sicherheitstechnik. Dechema/GVC, März 2004
7. CSE Center of Safety Excellence, www.cse-institut.de vom 22.06.2015
8. Schmidt, J.: Vorlesung Prozess- und Anlagensicherheit, WS 2015, Technische Universität Kaiserslautern
9. Schmidt, J; Giesbrecht, H.: Absicherung von Semi-Batch Reaktoren. Chem.-Ing. Technik Vol. 68 (1996) 9, S. 1144-1145
10. Schmidt, J.; Westphal, F.: Praxisbezogenes Vorgehen bei der Auslegung von Sicherheitsventilen und deren Abblaseleitungen für die Durchströmung mit Dampf/Flüssigkeits-Gemischen – Teil 1 (Practical procedure for the sizing of safety valves and their relief lines for the flow of vapor/liquid mixtures – Part 1), Chem.-Ing.-Tech. 69 (1997) 6, S. 776-792
11. Schmidt, J.; Westphal, F.: Praxisbezogenes Vorgehen bei der Auslegung von Sicherheitsventilen und deren Abblaseleitungen für die Durchströmung mit Dampf/Flüssigkeits-Gemischen – Teil 2 (Practical procedure for the sizing of safety valves and their relief lines for the flow of vapor/liquid mixtures – Part 2), Chem.-Ing.-Tech. 69 (1997) No. 8, S. 1074-1091.
12. ISO-4126-10: Safety devices for protection against excessive pressure – sizing of safety valves for gas/liquid two-phase flow. DIN Deutsches Institute für Normung e.V., Beuth Verlag GmbH, Berlin. 2010
13. Molter, E.: Sicherheitsventil und Berstscheibe – vergessene Welt oder Herausforderung? Chemie Ingenieur Technik. Volume 79, Ausgabe 9, page 1439, September, 2007

14. Wehmeier, G.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen der Vorgänge bei der Druckentlastung von Chemiereaktoren. Dissertation Universität Dortmund, 1994
15. Schmidt, J.; Friedel, L.: Two-Phase Pressure Drop Across Sudden Contractions in Duct Areas. Int. J. Multiphase Flow 23 (1997) 2, S. 283-299
16. Schmidt, J.; Friedel, L.: Two-Phase Pressure Change Across Sudden Expansions in Duct Areas. Chem. Eng. Comm. 141-142 (1996), S. 175-190
17. Schmidt, J.; Friedel, L.: Two-Phase Pressure Change Across Sudden Expansions in Duct Areas. 31th Meeting of the European Two-Phase Flow Group, Piacenza, Italien. 6.-8. Juni 1994
18. Schmidt, J.; Friedel, L.: Two-Phase Pressure Drop Across Sudden Contractions in Duct Areas. 30th Meeting of the European Two-Phase Flow Group, Hannover. 7.-10. Juni 1993
19. Schmidt, J.: Berechnung und Messung der Druckänderung über scharfkantige plötzliche Rohrerweiterungen und -verengungen bei Gas/Dampf-Flüssigkeitsströmung. Fortschritt-Berichte, VDI-Reihe 7, Nr. 236. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1993
20. Poli, M.: Untersuchungen zu Druckentlastungsvorgängen nicht-schäumender, schäumender sowie reaktiver dreiphasiger Systeme Dissertation Technische Universität Berlin, 2008
21. Webseite des CSE-Instituts, CSE Center of Safety Excellence, Joseph-von-Fraunhofer Str. 9, 76237 Pfinztal: www.cse-institut.de, Schwerpunktthema Experimental Safety.
22. Stephan, P.; Schaber, K.; Stephan, K.; Mayinger, F.:Thermodynamik. Grundlagen und technische Anwendungen: Band 2: Mehrstoffsysteme und chemische Reaktionen. Springer Verlag Heidelberg, 15. Auflage 2010
23. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.; Van der Geld, C.W.M.: Frictional pressure drop in high viscous vertical adiabatic two-phase flow. Joint meeting of the US and European DIERS User Groups, Hamburg, Germany 13./16.06.2011
24. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.: Two-phase pressure drop in vertical upward pipe flow with gas and a viscous liquid, Int. Journal of Multiphase Flow, paper submitted 2014.
25. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.; Van der Geld, C.W.M.: Phase and velocity distributions in vertically upward high-viscosity two-phase flow. Int. Journal of Multiphase Flow 34 (2008) 4, S. 363–374
26. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.; Van der Geld, C.W.M.: Dimensionierung von Rohrleitungen für die Durchströmung mit einem Zweiphasengemisch aus Gas und zäher Flüssigkeit. 20. Jahrestagung der GVC/Dechema, 11.-13. Juni 2002, Wiesbaden
27. Jerinić, D.; Schmidt, J.; Piontek, M.: Berechnung der Kondensation von schwerflüchtigen Komponenten in Ferngasleitungen. GWF Gas Erdgas 01/2009 (Februar 2009)
28. Jerinić, D.; Schmidt, J.; Fischer, K.; Friedel, L.: Measurement of the triethylene glycol solubility in supercritical methane at pressures up to 9 MPa. Fluid Phase Equilibria 264 (2008), S. 253–258

29. Jerinić, D.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur partiellen Kondensation von Triethylenglykol in einer Ferngasleitung. Shaker Verlag Aachen, 2013
30. Jerinić, D.; Schmidt, J.; Friedel, L.: Bewertung von Zustandsgleichungen für Erdgase. Chemie Ingenieur Technik 81 (2009) 9, S. 1397-1415
31. Jerinić, D.; Schmidt, J.: Modelling of the heat and mass transfer with retrograde condensation in high pressure natural gas transmission lines. 19th International Symposium on Transport Phenomena, Reykjavik, Island, August 17 to 21, 2008
32. Jerinić, D.; Schmidt, J.; Friedel, L.: Bewertung von Zustandsgleichungen zur Berechnung der retrograden Kondensation schwerflüchtiger Komponenten aus dem Erdgas. Dechema Jahrestagung 2006, Wiesbaden (Veröffentlichung in Chemie Ingenieur Technik 78 (2006) 9, S. 1298-1299)
33. Schmidt, J. (Editor): Process and Plant Safety – Applying Computational Fluid Dynamics (CFD), Wiley Verlag 2011.
34. REMBE GmbH Safety + Control, Brilon
35. Schmidt J.; Claramunt S.: Sizing of Rupture Disks for Two-Phase Gas/Liquid Flow According to HNES-Model. Proc. 17th Annual International Symposium Mary Kay O'Connor Process Safety Center, College Station Texas, S.166-206, 28.-31. Oktober 2014.
36. Schmidt J. (2015): How to Size a Rupture Disk Vent-line for Two-Phase Gas/Liquid Flow based on Current Engineering Practices. American Institute of Chemical Engineers, 2015 Spring Meeting, 11th Global Congress on Process Safety, Austin, Texas, April 27-29, 2015.
37. Schmidt, J.; Claramunt, S., "Sizing of Rupture Disks for Two-Phase Gas/Liquid Flow According to HNES-Model", AChE Journal 2015, eingereicht im Mai 2015.
38. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.: Design of Cyclone Separators for Emergency Relief Systems. Process Safety Progress, Vol. 20 (2001) 1, S. 6 – 16
39. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.: Design of Cyclone Separators for Emergency Relief Systems. 1st Internet Conference on Process Safety. Veranstalter: Prosicht GmbH, Wilhelmstr. 2, 59067 Hamm. 27.-29. Januar 1998
40. Giesbrecht, H.; Schmidt, J.: Auslegung von Zyklonabscheidern für Notentspannungssysteme. Prof. Lenze, Feuerungstechnik – Kaleidoskop aus aktueller Forschung und Entwicklung , Festschrift zum 65. Geburtstag von Prof Leuckel. Engler Bunte Institut, Bereich Feuerungstechnik, Universität Karlsruhe. (1997), S. 513-534
41. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.: Auslegung von Zyklonabscheidern für Notentlastungssysteme. Chem.-Ing. Technik 69 (1997) 3, S. 312-319
42. Schmidt, J; Giesbrecht, H.; Ringelspacher, H.: Abscheider für Notentlastungssysteme. Dechema Jahrestagung, Wiesbaden. 30. Mai - 01. Juni 1995
43. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.; Ringelspacher, H.: Design of centrifugal separators for Emergency Vent Line Systems. Loss Prevention and Safety Promotion in the

Process Industries, Volume 1, Edited by J.J. Mewes, J.J. Pasman and E.E. De Rademaker. Elsevier Science BV. Amsterdam, 1995

44. Schmidt, J; Giesbrecht, H.; Ringelspacher, H.: Auslegung von Zyklonabscheidern für Notentlastungssysteme. Chem.-Ing. Techn. 67 (1995) 9, S. 1126-1127
45. Friedel, L; Schmidt, J.; Wehmeier, G.: Modelling of transient reactor and catchtank vessel pressure and of mass discharge during emergency venting. 7th Intern. Symposium on Loss Prevention in the Process Industries, Taormina, Italien, 4.-8. May 1992
46. Schmidt, J.: Sizing of safety valves for multi-purpose plants according to ISO 4126-10. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 25 (2011) 1, S. 181-191
47. Schmidt, J.; Wehmeier, G.; Mohl, K.-D.:Process Control by means of Safety related CFD: a future perspective. Achema 2003
48. Schmidt J.: Evaluation of uncertainties for a safety valve vent system compared to a model-based on-line vessel protection in a (certified) process controller, European Two-Phase Flow Group Meeting, Joint Research Centre, Ispra, Italien, 2001 (vertraulich)
49. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.: Evaluation of uncertainties for a safety valve vent system compared to a model-based on-line vessel protection in a (certified) process controller. 3rd European Congress of Chemical Engineering, 26-28 June 2001, Nürnberg
50. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.: Absicherung von Reaktoren durch Sicherheitsventile oder modellgestützte PLT-Schutzeinrichtungen? 5. Fachtagung Anlagen-, Arbeits- und Umweltsicherheit, Köthen, VDI GVC-Verlag S. 289-299
51. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.: From Emergency Venting to Process Control: Safety System For Detection of Feed Accumulation in Polymerisation Reactors. 9th International Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. Barcelona, Spanien, 4.-8. Mai 1998.
52. Schmidt, J.; Giesbrecht, H.: Absicherung von Semibatch-Reaktoren gegen unzulässige Drücke. Herausgeber: Prof. Mewes, Prof. Plöcker, Dr. Redecker, VDI-Jahrbuch 1997, 5. Jahrgang. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf. (1997), 233-249
53. Schmidt, J.: Auslegung von Schutzeinrichtungen für wärmeübertragende Apparate, VDI Wärmeatlas, Kapitel L 2.3, 11. Auflage, Springer Verlag, 2013, S. 1307-1319
54. Schmidt, J.: Sizing of Safety Devices for Heat Exchangers. VDI Heat Atlas, Chapter L 2.3, Springer Verlag, 2010, S. 1137-1149
55. Schmidt, J.: Auslegung von Schutzeinrichtungen für wärmeübertragende Apparate. Chemie Ingenieur Technik, 81 (2009), 1–2, S. 79-95
56. Eggers, R. (Editor): Industrial High Pressure Applications: Processes, Equipment and Safety,Chapter J. Schmidt: Sizing of High Pressure Safety Valves for Gas Service. Wiley Verlag 2012
57. Schmidt, J.; Stoessel, F.: Sicherheits- und Rückhalteeinrichtungen für Mehrzweckanlagen, Teil 1 – Sicherheitskonzept und Schutzeinrichtungen. Chemie Ingenieur Technik, 83 (2011) 8, S. 1173-1187

58. Schmidt, J.: Auslegung von Sicherheitsventilen für Mehrzweckanlagen nach ISO 4126-10. Chemie Ingenieur Technik, 83 (2011) 6, S. 796-812
59. Schmidt, J.:Sicherheits- und Rückhalteeinrichtungen für Mehrzweckanlagen, Teil 2 – Rückhalteeinrichtungen. Chemie Ingenieur Technik, 83 (2011) 8, S. 1188-1199
60. Schmidt, J.: Empfehlung eines harmonisierten Sicherheitskonzeptes als Erweiterung des DVGW-Regelwerkes. 28. IRO Oldenburger Rohrleitungsforum, Oldenburg, 6./7. Februar 2014
61. Schmidt, J.: Sicherheit von Erdgas-Hochdruckleitungen im internationalen Vergleich am Beispiel von Deutschland und der Schweiz. IRO Oldenburger Rohrleitungsforum, Oldenburg, 6./7. Februar 2014
62. Fisher, H.G. et al.: Emergency Relief System Design Using DIRES Technology: The Design Institute for Emergency Relief Systems (DIERS) Project Manual. AICHE, New York. 1992.
63. Leung, J.C.: A generalized correlation for one-component homogeneous equilibrium flashing choked flow. AIChE Journal 32 (1986) 10, S. 1743-1746.
64. API 520, Sizing, selction, and installation of pressure-relieving devices in refineries, Part I sizing and selection. American Petroleum Institute, 7th Edition, January 2000.
65. Henry, R.E.; Fauske, H.K.: The Two-Phase Critical Flow of One-Component Mixtures in Nozzles, Orifices, and Short Tubes. J. Heat Transfer Vol. 93 (1971) 5, S. 179-187.
66. Diener, R.; Schmidt, J.: Sizing of throttling devices for gas liquid two-phase flow, Part 2: control valves, orifices and nozzles. Process Safety Progress, 24 (2005) 1, S. 29-37.
67. Schmidt, J. et al.: Sizing of Safety Valves for Two Phase Gas/Liquid Mixtures. 10th Int. Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industrie, Stockholm, 19-21 of June 2001
68. Beune, A.: Analysis of high pressure safety valves, PhD thesis. Eindhoven, the Netherlands: Eindhoven University of Technology, 2009 (supervisor: J. Schmidt)
69. Beune, A., Kuerten, J.G.M., Schmidt, J.: Numerical calculation and experimental validation of safety valve flows at pressures up to 600 bar. AIChE Journal, 57 (2011) 12, S. 3285-3298
70. DIN-EN-ISO 4126-7: Sicherheitseinrichtungen gegen unzulässigen Überdruck – Teil 7: Allgemeine Daten (ISO 4126-7:2013). DIN Deutsches Institute für Normung e.V., Beuth Verlag GmbH, Berlin 2013
71. Schmidt, J.; Peschel, W.; Beune, A.: Experimental and theoretical studies on high pressure safety valves: sizing and design supported by numerical calculations (CFD). Chemical Engineering & Technology, 32, (2009) 2, S. 252–262
72. Schmidt, J.; Peschel, W.; Beune, A.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zu Hochdruck-Sicherheitsventilen – Auslegung und Design unterstützt durch numerische Rechenmethoden (CFD). Forschung im Ingenieurwesen, 73 (2009) 2, S. 105-117

73. DARBY, R. (2004) On two-phase frozen and flashing flows in safety relief valves Recommended calculation method and the proper use of the discharge coefficient, Journal of Loss Prevention Vol. 17, No. 4, 255-259
74. Diener, R.; Schmidt, J.: Sizing of Throttling Device for Gas/Liquid Two-Phase Flow, Part 1: Safety Valves. Process Safety Progress, 23 (2004) 4, S. 335-344
75. Diener, R.; Schmidt, J.: Extended w-method applicable for low inlet mass flow qualities. 13th Mtg ISO/TC185/WG1, Ludwigshafen, Germany, 15/16 June 1998
76. Sozzi, G.L.; Sutherland, W.A. (1975) Critical flow of saturated and subcritical water at high pressure. General Electric, San Jose, Co, NEDO-13418 (1975)
77. Schmidt, J.: Sizing of Nozzles, Venturis, Orifices, Control and Safety Valves for Initially Subcooled Gas/Liquid Two-Phase Flow – the HNE-DS method. Forsch. Ing. Wesen. 71 (2007), S. 47-58
78. Schmidt, J.: Joint Meeting of the European and US DIERS user groups, Hamburg, Germany (2011)
79. Simpson, H.C.; Rooney, D.H.; and Grattan, E.: Two phase flow through gate valves and orifice plates. International conference on the physical modelling of multi-phase flow, Coventry, 19.-20. April 1983.
80. Schmidt, J., Egan, S.: Case Studies of Sizing Pressure Relief Valves for Two-Phase Flow. Chem. Eng. Technol. 32 (2009) 2, S. 263–272
81. Schmidt, J.: Auslegung von Sicherheitsventilen bei einer Druckentlastung von Gas/Flüssigkeitsgemischen nach ISO 4126-10. Technische Sicherheit, June 2011 S. 37-44

11 Originalarbeiten

11.1 Anlage 1

Schmidt, J.; Giesbrecht, H.:
Two-phase pressure drop in vertical upward pipe flow with gas and a viscous liquid.
Int. Journal of Multiphase Flow, paper submitted Dez. 2014.

11.2 Anlage 2

Schmidt, J.; Giesbrecht, H.; van der Geld, C.W.M.:
Phase and velocity distributions in vertically upward high-viscosity two-phase flow.
Int. Journal of Multiphase Flow 34 (2008) 4, S. 363–374

11.3 Anlage 3

Schmidt, J.; Claramunt, S.:
Sizing of Rupture Disks for Two-Phase Gas/Liquid Flow According to HNES-Model,
AIChE Journal 2015, eingereicht im Mai 2015.

11.4 Anlage 4

Schmidt, J.; Giesbrecht, H.:
Design of Cyclone Separators for Emergency Relief Systems.
Process Safety Progress, 20 (2001) 1, S. 6 – 16

11.5 Anlage 5

Schmidt, J.:
Auslegung von Schutzeinrichtungen für wärmeübertragende Apparate,
VDI Wärmeatlas, Kapitel L 2.3, 11. Auflage, Springer Verlag, 2013, S. 1307-1319

11.6 Anlage 6

Schmidt, J.
Sizing of safety valves for multi-purpose plants according to ISO 4126-10.
Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 25 (2011) 1, S. 181-191

11.7 Anlage 7

Schmidt, J.:
Sizing of Nozzles, Venturis, Orifices, Control and Safety Valves for Initially Sub-cooled Gas/Liquid Two-Phase Flow – the HNE-DS method.
Forsch. Ing. Wesen, 71 (2007) S. 47-58