

# Berechnung der Durchströmung und der Kennwerte von Sicherheitsventilen

## Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

## Doktoringenieur

von Dipl.-Ing. Todor Zahariev

geb. am 20.02 1966 in Sofia

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik  
der Otto-von Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Hans Joachim Kecke

Prof. Dr.-Ing. Ulrich Hauptmanns

Dr.-Ing. Bernhard Föllmer

Promotionskolloquium am 15. 11. 2001

# Kurzfassung

Es wurde die Durchströmung im Sicherheitsventil mittels des kommerziellen CFD-Programmsystems CFX-TASCflow der Firma AEA Technology analysiert. Die Entspannungsverhältnisse wurden untersucht. Sie stellen den entscheidenden Punkt der Arbeitsweise von Sicherheitsventilen und bestimmen somit die Kennwerte. Es wurde die Durchströmung von typischen Bauformen berechnet. Wesentlichen Einfluß spielen die Hubhilfen. Dementsprechend wurden den Bauarten zuzuordnende spezielle Hubhilfen untersucht. Ergänzend wurde der Entspannungsverlauf im h-s Diagramm verfolgt. Es bestätigt sich, daß im Beschleunigungsbereich geringe Entropiezunahme stattfindet. Die Drosselung erfolgt in der Verzögerungsstrecke.

Die Untersuchungen bieten einen guten Einblick in die Ventildurchströmung und ermöglichen gezielten Eingriff in die Charakteristiken.

Am Beispiel wurde gezeigt, daß die Ergebnisse der Berechnungen mit experimentellen Untersuchungen sehr gut übereinstimmen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stand der Technik und Fragestellung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Vorschriften/Regelungen</b>	<b>7</b>
3.1	Einteilung der Sicherheitsventile (DIN 3320) . . . . .	8
3.1.1	Einteilung der Sicherheitsventile nach ihrer Öffnungscharakteristik nach DIN 3320, AD-A2 und TRD-421 . . . . .	8
3.1.2	Einteilung der Sicherheitsventile nach ihrer Bauart . . . . .	10
3.2	Massestrombestimmung . . . . .	11
3.2.1	Physikalische Grundlagen . . . . .	11
3.2.2	Vorschriften . . . . .	12
3.3	Vorgegebene Kennlinien und SV-Arbeitsweise . . . . .	18
3.3.1	Kennlinien . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Konstruktionen und -Durchströmung</b>	<b>23</b>
4.1	Konstruktionen . . . . .	23
4.2	Sicherheitsventildurchströmung / Strömungsphänomene . . . . .	24
<b>5</b>	<b>Numerische Berechnung</b>	<b>34</b>
5.1	Strömungsfeld-Bestimmungsgleichungen . . . . .	34
5.2	Diskretisierung der Transportgleichungen . . . . .	43

5.3	Numerische Strömungssimulation in primitiven Variablen . . . . .	48
5.4	Herangezogenes Berechnungsprogramm . . . . .	50
5.5	Randbedingungen / Vernetzung (allgemein) . . . . .	51
5.6	Untersuchungsziel und Ergebnisdarstellung . . . . .	54
<b>6</b>	<b>Sicherheitsventilmodell ohne Hubhilfe</b>	<b>58</b>
6.1	Entspannungsverlauf bei geringer Öffnung . . . . .	59
6.2	Entspannungsverlauf bei großer Öffnung . . . . .	64
6.3	Energiebetrachtung, Reibungsverlust durch Wand- reibung und Freistrah- begrenzung . . . . .	66
6.4	Kraftbeiwert $k_{sv}$ und Ausflußzahl $\alpha$ . . . . .	69
<b>7</b>	<b>Variationen der Hublockengeometrie</b>	<b>71</b>
7.1	Variationen des Durchmessers der Hublockenschräge $d_{HG,I}$ . . . . .	72
7.2	Variationen des Hublockenwinkels $\beta$ . . . . .	77
<b>8</b>	<b>Ventilmodell mit speziellem Entspannungsverlauf</b>	<b>86</b>
8.1	Modell mit Zwischenentspannung . . . . .	86
8.2	Variation der Hubhilfe . . . . .	101
<b>9</b>	<b>Verifizierung mittels experimenteller Untersuchungen</b>	<b>107</b>
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>111</b>

## Formelzeichen und Indizes

### Formelzeichen

$A$	$[m^2]$	Strömungsquerschnitt
$a$	$[m/s^2]$	Beschleunigung
$c_p$	$[kJ/(kg \cdot K)]$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_v$	$[kJ/(kg \cdot K)]$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$d$	$[m]$	Durchmesser
$d_0$	$[m]$	engster Strömungsdurchmesser vor dem Sitz
$d_{HG,I}$	$[m]$	Durchmesser der Hublockenschräge
$d_{Sitz,m}$	$[m]$	mittlerer Sitzdurchmesser
$f$	$[-]$	Vektor, Gradient eines Skalars
$f_i$	$[N/m^3]$	Volumenbezogene Kraft
$F$	$[N]$	Kraft
$F_S$	$[N]$	Strömungskraft
$F_{S0}$	$[N]$	Bezugskraft
$h$	$[m]$	Öffnungshub
$I$	$[N \cdot s]$	Impuls
$k$	$[kJ]$	kinetische Energie
$k_{sv}$	$[-]$	Kraftbeiwert
$L_\varepsilon$	$[m]$	Länge des größten Wirbels
$L_{ex}$	$[J]$	Exergie
$m$	$[kg]$	Masse
$M$	$[kg/kmol]$	Molmasse
$M$	$[-]$	Machzahl
$0(\Delta x)$	$[-]$	Approximationsfehler
$p$	$[Pa]$	statischer Druck
$p_A$	$[Pa]$	Umgebungsdruck
$p_{An}$	$[Pa]$	Ansprechdruck
$p_B$	$[Pa]$	Betriebsdruck
$p_G$	$[Pa]$	Gegendruck
$p$	$[Pa]$	Öffnungsdruck
$p_{R,0}$	$[Pa]$	Ruhedruck

$p_{Schl}$	$[Pa]$	Schließdruck
$Pr$	$[-]$	Prandtl-Zahl
$q_{ideal}$	$[kg/h]$	theoretisch möglicher Massestrom
$q_m$	$[kg/h]$	Massestrom gemessen
$r, \Theta, z$	$[-]$	Zylinderkoordinaten
$\mathbf{R}$	$[J/kmol \cdot K]$	universelle Gaskonstante
$R_{HG}$	$[m]$	Hubglockenradius
$s$	$[kJ/K]$	Entropie
$S$	$[-]$	Quellterm
$S_{An}$	$[Pa]$	Sicherheitsabstand beim Ansprechen
$S_{Schl}$	$[Pa]$	Sicherheitsabstand beim Schließen
$t$	$[s]$	Zeit
$T_{R,0}$	$[K]$	Ruhetemperatur
$Tu$	$[-]$	Turbulenzgrad
$u, v, w$	$[m/s]$	Geschwindigkeitskomponenten
$U$	$[m/s]$	resultierende Geschwindigkeit
$V$	$[m^3]$	Kontrollvolumen
$x, y, z$	$[m]$	kartesische Koordinaten
$Z$	$[-]$	Kompressibilitätsfaktor/Realgasfaktor
$\alpha$	$[-]$	Ausflußziffer, Durchflußbeiwert
$\alpha_{zu}$	$[-]$	zuerkannte Ausflußziffer
$\alpha$	$[^\circ]$	Machsche Winkel
$\beta$	$[^\circ]$	Hubglockenwinkel
$\Gamma$	$[m^2/s]$	Diffusionskoeffizient
$\Delta x$	$[m]$	Abstand zwischen zwei benachbarten Rechenpunkten
$\delta$	$[^\circ]$	Umlenkung
$\epsilon$	$[-]$	Dissipation
$\kappa$	$[-]$	Isentropenexponent
$\lambda$	$[W/(K \cdot m)]$	Wärmeleitfähigkeit
$\mu$	$[-]$	Kontraktionskoeffizient
$\mu$	$[kg/(m \cdot s)]$	dynamische Zähigkeit
$\nu$	$[^\circ]$	Prandtl-Meyer-Winkel
$\Pi$	$[-]$	Druckverhältnis
$\rho$	$[kg/m^3]$	Dichte

$\rho_{R,0}$	$[kg/m^3]$	Ruhedichte
$\Phi$	$[-]$	allgemeine Strömungsgröße
$\kappa$	$[-]$	Druckmittelbeiwert
$\psi$	$[-]$	Ausflußfunktion
$\psi_{max}$	$[-]$	Ausflußfunktion bei kritischer Entspannung

## Indizes

### *Hochgestellte Indizes*

- \* kritischer Zustand
- gemittelte Größe
- ’ stochastische Größe
- ^ Pseudogröße

### *Tiefgestellte Indizes*

- i, j k Gitterpunktindizes
- max maximaler Wert
- nb benachbarte Elemente
- vc vena contracta, strömungstechnisch
- HG Hubglocke
- 0 Eintritt; Bezugspunkt
- 1 Systemeintritt (Armatuur)
- 2 Systemaustritt (Armatuur)

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Mach-Zehnder-Interferogramm der Strömung durch ein ebenes Ventil, sowie Linien konstanter Machzahl [1] . . . . .	4
2.2	CFD-Trends, [2] . . . . .	6
3.1	Druckzuordnung und Toleranzen bei Sicherheitsventilen . . . . .	9
3.2	Einteilung der Sicherheitsventile . . . . .	11
3.3	Ausflußfunktion $\Psi$ in Abhängigkeit vom Druckverhältnis $1 - \frac{p_A}{p_{R,0}}$ für unterschiedliche Isentropenexponenten $\kappa$ . . . . .	13
3.4	Korrekturfaktor $K_2$ nach RGW/BDS . . . . .	15
3.5	Gegendruckbeiwert E nach API-ASME . . . . .	17
3.6	Ausflußfunktion nach API-ASME in Abhängigkeit vom Adiabatenexponenten . . . . .	17
3.7	Mögliche Öffnungscharakteristik eines Normal-Sicherheitsventils . . . . .	19
3.8	Mögliche Öffnungscharakteristik eines Vollhub-Sicherheitsventils . . . . .	21
3.9	Mögliche Öffnungscharakteristik eines Proportional-Sicherheitsventils . . . . .	22
4.1	Sitz-Kegel-Gestaltung von Sicherheitsventilen . . . . .	24
4.2	Vereinfachtes Modell . . . . .	26
4.3	PRANDTL-MEYER-ECKENUMSTRÖMUNG mit $M > 1$ , ab $A_1$ als ebenes Problem angesehen . . . . .	28
4.4	PRANDTL-MEYER-ECKENUMSTRÖMUNG mit $M = 1,355$ unter Berücksichtigung verschiedener Druckverhältnisse . . . . .	29
4.5	Machsche Linien beim rotationssymmetrischen Modell . . . . .	31

4.6	statischer Druck entlang der Machschen Linie, rotationssymmetrisch nach Abbildung 4.5 (b), Ruhewerte $p_{R,0} = 6$ bar; $T_{R,0} = 300$ K . . . . .	31
4.7	Machzahl entlang der Machschen Linie, rotationssymmetrisch nach Abbildung 4.5 (b), Ruhewerte $p_{R,0} = 6$ bar; $T_{R,0} = 300$ K . . . . .	32
4.8	Zustandsverlauf, h - s Diagramm . . . . .	33
5.1	Numerische Simulation von Strömungen . . . . .	35
5.2	Bilanz am Kontrollvolumen . . . . .	36
5.3	Berechnung turbulenter Strömungen; Allgemeingültigkeit und Rechenaufwand	41
5.4	Rechengitter . . . . .	44
5.5	Kontrollvolumen . . . . .	46
5.6	Vernetzung . . . . .	53
5.7	Kräftebilanz auf den federbelasteten Einbauten für die Sicherheitsventilmodelle . . . . .	56
5.8	Definition des mittleren Sitzdurchmessers für die durchgeführten Sicherheitsventilberechnungen . . . . .	57
6.1	Geometrie des Ventilmodells mit flachem Teller; $d_0 = 77$ mm; $d_{Sitz,m} = 84,7$ mm; $h = 23,1$ mm; $h/d_0 = 0,3$ . . . . .	59
6.2	Zustandsverlauf bei der Ventildurchströmung; kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ .	60
6.3	mittlere Stromlinien für das Ventilmodell ohne Hubhilfe; kleine Öffnung .	61
6.4	berechnete Machzahl- und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austrittseitig, unterschiedliche Druckverhältnisse, kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	62
6.5	berechneter Druckverlauf $p_R/p_{R,0}$ auf dem Teller für das Ventilmodell ohne Hubhilfe bei kleiner Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	63
6.6	Zustandsverlauf; große Öffnung $h = 23,1$ mm $h/d_0 = 0,3$ ; $p_{R,0} = 6$ bar . . .	64
6.7	berechnete Machzahl- und Druckverteilung in der Symmetrieebene, im Sitzbereich austrittsseitig, große Öffnung $h/d_0 = 0,3$ ; $p_{R,0} = 6$ bar . . . . .	65

6.8	berechnete Stromlinien und Druckverlauf für das Ventilmodell ohne Hubhilfe; bei kleiner Öffnung $h/d_0 = 0,1$ , $\Pi = 0,1\bar{6}$ . . . . .	67
6.9	Druckprofile; Ruhe- und statischer Druck sowie Stromlinien für kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	68
6.10	berechnete Kraftkennlinie $k_{sv} = f(h)$ für das Ventilmodell ohne Hubhilfe; $\Pi = 0,1\bar{6}$ ; $p_{R,0} = 6$ bar . . . . .	69
6.11	berechnete Kräfte am Ventilmodell ohne Hubhilfe . . . . .	70
6.12	Ausflußziffer $\alpha = f(h)$ für das Ventilmodell ohne Hubhilfe; $\Pi = 0,1\bar{6}$ . . . . .	70
7.1	Variationen des Durchmessers der Hubglockenschräge $d_{HG,I}$ , $\beta = 45^\circ$ . . . . .	73
7.2	Zustandsverlauf, unterschiedliche Durchmesser der Hubglockenschräge, $d_{HG,I}$ , $\beta = 45^\circ$ , kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	74
7.3	Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austrittseitig, unterschiedliche Durchmesser der Hubglockenschräge, $d_{HG,I}$ , $\beta = 45^\circ$ , kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	75
7.4	Kennlinie $k_{sv} = f(h)$ , $\beta = 45^\circ$ , kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	76
7.5	Kennlinie $\alpha = f(h)$ , $\beta = 45^\circ$ , kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	76
7.6	durchgeführte Hubglockenwinkelvariationen . . . . .	78
7.7	Zustandsverlauf, Hubglockenwinkelvariationen, kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	78
7.8	Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austrittseitig, Variationen des Hubglockenwinkels, kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	79
7.9	Kennlinie $k_{sv} = f(h)$ , $d_{HG,I} = 136$ . . . . .	80
7.10	Kennlinie $\alpha = f(h)$ , $d_{HG,I} = 136$ . . . . .	80
7.11	Zustandsverlauf, kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	81
7.12	Zustandsverlauf, große Öffnung $h/d_0 = 0,3$ . . . . .	82
7.13	Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austrittseitig, kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ ; a) $\beta = 0^\circ$ ; b) $\beta = 90^\circ$ . . . . .	83
7.14	Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austrittseitig, große Öffnung $h/d_0 = 0,3$ ; a) $\beta = 0^\circ$ ; b) $\beta = 90^\circ$ . . . . .	84

7.15 Kennlinie $k_{sv} = f(h)$ . . . . .	85
7.16 Kennlinie $k_{sv} = f(h)$ . . . . .	85
8.1 Geometrie des Ventilmodells; spezieller Entspannungsverlauf; $d_0 = 17$ mm; $d_{Sitz,m} = 84,7$ mm; $h/d_0 = 0,25$ . . . . .	87
8.2 Kennfeld $k_{sv} = f(h, p_{R,0})$ , Geometrie gemäß Abbildung 8.1 . . . . .	88
8.3 berechnetes Ventilmodell, Zellen der äußeren Kontur des Strömungsgebietes; $d_0 = 17$ mm; $d_{Sitz,m} = 84,7$ mm; $h/d_0 = 0,25$ . . . . .	89
8.4 Machzahl- und Ruhedruckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austrittseitig; $h/d_0 = 0,1$ ; $\Pi = 0,01\bar{6}$ . . . . .	91
8.5 Entspannungsverlauf: a) qualitativ b) qualitativ und berechnet . . . . .	92
8.6 Zustandsverlauf, Geometrie nach Abb. 8.1; kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	94
8.7 Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austritt- seitig, kleine Öffnung $h/d_0 = 0,1$ ; a) $p_{R,0} = 2$ bar; b) $p_{R,0} = 6$ bar; $p_{R,0} = 25$ bar	96
8.8 Druckverhältnis $p_{st,Zwischenraum}/p_A$ ; $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	97
8.9 Kennlinie $k_{sv} = f(p_{R,0})$ , Austritt gegen Atmosphäre, $h/d_0 = 0,1$ . . . . .	97
8.10 Zustandsverlauf, Geometrie nach Abb. 8.1; $p_{R,0} = 6$ bar . . . . .	98
8.11 Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austritt- seitig; $p_{R,0} = 60$ bar a) $h/d_0 = 0,05$ ; b) $h/d_0 = 0,15$ ; c) $h/d_0 = 0,25$ ; . . . . .	99
8.12 Druckverlauf $p/p_{R,0}$ auf dem Teller; $p_{R,0} = 6$ bar . . . . .	100
8.13 Kennlinie $k_{sv} = f(h)$ , Geometrie nach Abb. 8.1 . . . . .	100
8.14 durchgeführte Variationen der Geometrie der Hubhilfe . . . . .	101
8.15 Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austritt- seitig; $h/d_0 = 0,1$ ; $\Pi = 0,16\bar{6}$ a) Grundvariante; b) Variante A; c) Variante B; $\beta = 45^\circ$ . . . . .	103
8.16 Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austritt- seitig; $h/d_0 = 0,15$ ; $\Pi = 0,16\bar{6}$ a) Grundvariante; b) Variante A; c) Variante B; $\beta = 45^\circ$ . . . . .	104

8.17	Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austritts-	
	seitig; $h/d_0 = 0,15$ ; $\Pi = 0,16\bar{6}$ a) Grundvariante; b) Variante A; c) Variante	
	B; $\beta = 45^\circ$ . . . . .	105
8.18	Vergleich: Kennlinie $k_{sv} = f(h)$ . . . . .	106
8.19	Vergleich: Kennlinie $\alpha = f(h)$ . . . . .	106
9.1	Bopp & Reuther Prüfanlage nach [34] . . . . .	108
9.2	Strömungs-Kraft-Kennfeld eines Sicherheitsventiles . . . . .	109
9.3	Vergleich von Strömungskraft und Haubendruck zwischen Berechnung und	
	Experiment in Abhängigkeit vom Systemdruck bei kleiner Öffnung . . . . .	109
9.4	Vergleich von Strömungskraft und Haubendruck zwischen Berechnung und	
	Experiment in Abhängigkeit vom Hub, $\Pi = 0,05$ ; $p_{R,0} = 20$ bar . . . . .	110

# Tabellenverzeichnis

3.1	Anforderungen an die Öffnungs - bzw. Schließdruckdifferenz von Sicherheitsventilen in unterschiedlichen Normen . . . . .	9
3.2	API-ASME für <b>gegendruckempfindliche</b> Sicherheitsventile (Gase und Dämpfe) . . . . .	16
3.3	API-ASME für <b>gegendruckunempfindliche</b> Sicherheitsventile (Gase und Dämpfe) . . . . .	16
4.1	Zustandsgrößen im Querschnitt $A_1$ , isentrop, eindimensional . . . . .	30
4.2	Zustandsgrößen nach der Umlenkung, isentrop, eindimensional . . . . .	30
5.1	allgemeine Randbedingungen für die numerischen Berechnungen . . . . .	52
6.1	Hub und Systemdruckvariationen für das Ventilmodell ohne Hubhilfe . . .	58
8.1	Hub und Systemdruckvarianten für das Ventilmodell nach Abbildung 8.1 . .	88

# Kapitel 1

## Einleitung

In vielen technischen Anlagen, insbesondere bei Kraftwerken zur Stromerzeugung, bei Chemieanlagen sowie bei Heizungs- und Fernwärmeanlagen ist es notwendig, in einem durch Metallwandungen von der Umgebung abgegrenzten System aus Behältern und Rohrleitungen einen den atmosphärischen Luftdruck überschreitenden Überdruck zu erzeugen. Die Wandungen des abgeschlossenen Systems sind entsprechend den technischen Sicherheitsvorschriften und Regelwerken so zu dimensionieren, daß sie auch bei einer zugelassenen Überschreitung des planmäßigen Betriebsdruckes nicht zerstört werden. Alle Komponenten des Systems müssen so ausgelegt werden, daß sie einem Grenzdruck, dem sogenannten maximal zulässigen Betriebsüberdruck, standhalten.

Erst bei einer Überschreitung des maximal zulässigen Betriebsüberdruckes wird das abgeschlossene System gefährdet. Es kann in extremen Fällen bersten und so zu erheblichen Personen- und Sachschäden führen. Jedoch schon bei einem Riß oder Leck in den Wandungen besteht z. B. im Falle heißer Medien eine Verbrennungsgefahr. Enthält das abgeschlossene System giftige oder radioaktive Substanzen, so genügt schon ein Undichtwerden an Flansch- bzw. Abschlußorganen zur Belastung oder Gefährdung der Umwelt. Aus diesen Gründen ist es notwendig, eine Überschreitung des maximal zulässigen Betriebsüberdruckes durch geeignete, druckbegrenzende Sicherheitsarmaturen weitgehend auszuschließen. Die zunehmende Bedeutung dieser Armaturengruppe folgt unmittelbar aus der Gefährdung durch die heutigen Anlagengrößen. Durch den Einsatz von Sicherheitsarmaturen wird ferner eine ansonsten notwendige Überdimensionierung der Ausrüstung vermeidbar.

Von derartigen Armaturen muß also eine sehr hohe Zuverlässigkeit erwartet werden. Obwohl selten in Funktion, muß bei Gefährdung stets eine sichere Reaktionsfähigkeit gewähr-

leistet sein. Einfacher, funktionssicherer Aufbau und möglichst selbsttätige Arbeitsweise sind Forderungen, die zu erfüllen sind.

Eine wichtige und häufig benutzte Armatur zur Begrenzung des Druckes in einem abgeschlossenen System ist das federbelastete Sicherheitsventil. Es wird schon seit Jahrzehnten eingesetzt und arbeitet bei richtiger Bemessung bezüglich eines bekannten abzublasenden Mediums und bei Installation mit kurzen, verlustarmen Zuström- und Abblaseleitungen sehr zuverlässig. Dabei ist hervorzuheben, daß es keine Fremdenergie benötigt und somit z. B. auch bei Stromausfall voll funktionstüchtig ist.

In den letzten Jahren sind die an federbelastete Sicherheitsventile gestellten Anforderungen erheblich gestiegen. Genannt wird hier beispielhaft das Gesetz über die Herstellerhaftung bei fehlerhaften Produkten vom Januar 1990. Das Bauteilkennzeichen, das vom TÜV als Zulassung für Federsicherheitsventile vergeben wird, reicht heute im Rahmen der Produkthaftung nicht mehr zur Abwendung von Anwenderansprüche in Schadensfällen aus. Insbesondere beim Einsatz in Kernkraftwerken müssen in vielen Fällen nicht nur sicherheitstechnische, sondern auch regelungs-technische Aufgabenstellungen erfüllt werden. Oft können die Ventile nur über relativ lange Zuström- und Austrittsleitungen mit teils erheblichen Strömungsverlusten installiert werden. Es entstehen Druckverluste und Eigengegendrücke. Durch Abblasen von mehreren Ventilen in einen Sammelbehälter sind unterschiedliche Fremdgedrücke möglich.

Viele der bisherigen serienmäßig hergestellten federbelasteten Sicherheitsventile genügen den neuen, höheren Anforderungen nur teilweise. Darüberhinaus kann in vielen Fällen nicht sicher beurteilt werden, wie sich ein Ventil unter vorgesehenen Installationsbedingungen verhalten wird. Aus diesem Grund ist es notwendig, das Verhalten federbelasteter Sicherheitsventile weiter zu erforschen. Diese Arbeit soll dazu einen Beitrag leisten, insbesondere im Hinblick auf die Durchströmung mit kompressiblen Medien.

# Kapitel 2

## Stand der Technik und Fragestellung

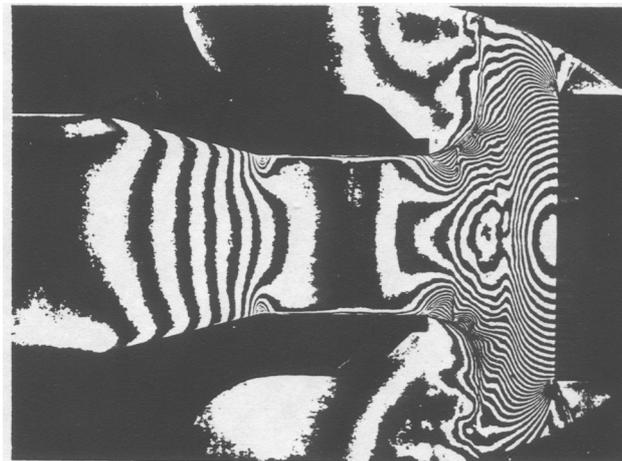
Die Erzeugnisentwicklung in der Armaturenindustrie beruht vor allem auf umfangreichen Erfahrungen beim Hersteller, was nicht zuletzt auch zur Spezialisierung bei anspruchsvollen Armaturen geführt hat. Die hohen Anforderungen hinsichtlich der Funktionstüchtigkeit der Sicherheitsventile haben zu zunehmenden Untersuchungen von Einzeleffekten wie Öffnungsverhalten bei Gegendruck, Verhältnisse beim instationären Öffnungsvorgang oder Durchflußabhängigkeit vom Druckverhältnis geführt. Der Strömungsverlauf (Abbildung 2.1) wurde u. a. mittels ebener Ventilmodelle auf optischem Weg untersucht [1]. Dadurch wurde die Formulierung entsprechender Zusatzkorrekturen zur Bemessung von Sicherheitsventilen gefördert. Im Mittelpunkt aller Untersuchungen stehen:

1. Das Öffnungsverhalten
2. Die Schluckfähigkeit

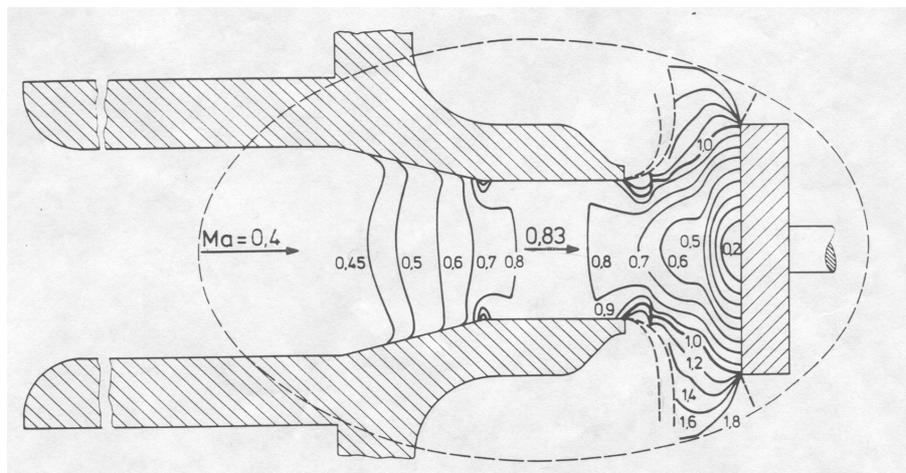
Die Eignung für die vorgesehenen Betriebsverhältnisse und die Übereinstimmung mit den anzuwendenden technischen Regeln erfolgt durch eine Bauteilprüfung oder Einzelprüfungen vor dem Einsatz der Sicherheitsventile. Dieser Arbeitsweise sind Grenzen gesetzt:

- durch den erheblichen Aufwand der experimentellen Nachweisführung der Leistungsparameter
- durch die begrenzte Aussagefähigkeit hinsichtlich der Wirkung aller in Frage kommenden Anlagensituationen bzw. Fahrweisen

- durch die begrenzte Variationsmöglichkeit zur Findung einer angepaßten Arbeitsweise des Ventils an die Anlagenverhältnisse.



(a) Mach-Zehnder-Interferogramm



(b) Linien konstanter Machzahl

Abbildung 2.1: Mach-Zehnder-Interferogramm der Strömung durch ein ebenes Ventil, sowie Linien konstanter Machzahl [1]

Ebenso trifft dies für das eigene Bemühen des Produzenten um Optimierung der Konstruktion zu. Bei Kenntnis, daß schon geringe Geometrieänderungen wesentliche Auswirkungen auf die Durchströmung und damit auf die Funktion haben, wurden anspruchsvolle Prüfanlagen errichtet. Die anforderungsgerechte Arbeitsweise eines Feder-Sicherheitsventiles (An-

sprechen, Öffnen und Schließen innerhalb vorgegebener Grenzen) ist nur durch eine genaue Abstimmung von Strömungskraft und Federkraft zu erreichen. Die Federkennlinien sind zumeist linear und konstruktiv leicht zu bestimmen. Die Strömungskennlinien sind dagegen von Natur aus nichtlinear, sie hängen von vielen Einflüssen ab, wie z. B. der Teller-, Hublocken- und Gehäusegeometrie, aber auch von den Betriebs- und Einbaubedingungen. Zu nennen sind insbesondere auch die Längen der Zu- und Ableitungen.

Antwort auf diese Herausforderung kann die Hinzuziehung der numerischen Strömungsfeldberechnung sein. Entwickelt vor allem in Bereich der Luft- und Raumfahrt, also bei vergleichsweise einfacheren Außenströmungen, ist derzeit ein Stand erreicht, der auch komplizierte Innenströmungen der Berechnung zugänglich macht.

Als wesentlicher Vorteil der numerischen Berechnung muß herausgestellt werden, daß neben der möglichen, erheblichen Einschränkung des experimentellen Aufwandes zum einen leicht Variantenuntersuchungen im Sinne der Optimierung möglich sind und zum anderen das gesamte Strömungsfeld ermittelt wird. Letzteres ermöglicht eine gezielte Optimierung und auch den Einblick in die Strömungsverhältnisse im einzelnen, so u. a. das Erkennen von zu erwartenden Hystereerscheinungen bzw. der Ursachen derselben.

Eine weitere Fragestellung ist die Vorhersage der Verhältnisse bei Sicherheitsventilen großer Nennweiten bei dann auch veränderten Gehäuseproportionen gegenüber kleineren Nennweiten, die experimentell einer Analyse schwer zugänglich sind.

Die Anwendung der numerischen Strömungsfeldberechnung auf die komplizierte Armaturdurchströmung wird von folgenden Entwicklungsfaktoren entscheidend positiv beeinflusst:

- Generelle Verbesserungen der CFD Software (Mathematische Modelle, numerische Verfahren usw.)
- Leistungsfähigere Computer bei sinkenden Kosten
- Kooperation zwischen CFD Entwicklern und Anwendern aus der Industrie
- Anpassung der Software an Kundenwünsche

Die Akzeptanz der numerischen Berechnung, gefolgt vom Einzug in die Konstruktionsabteilungen, setzt die in sich gekoppelte Bearbeitungsmöglichkeit von konstruktivem Entwurf, Festigkeitsberechnung, Strömungsfeldberechnung und Fertigungsvorbereitung (s. Abbildung 2.2) voraus.

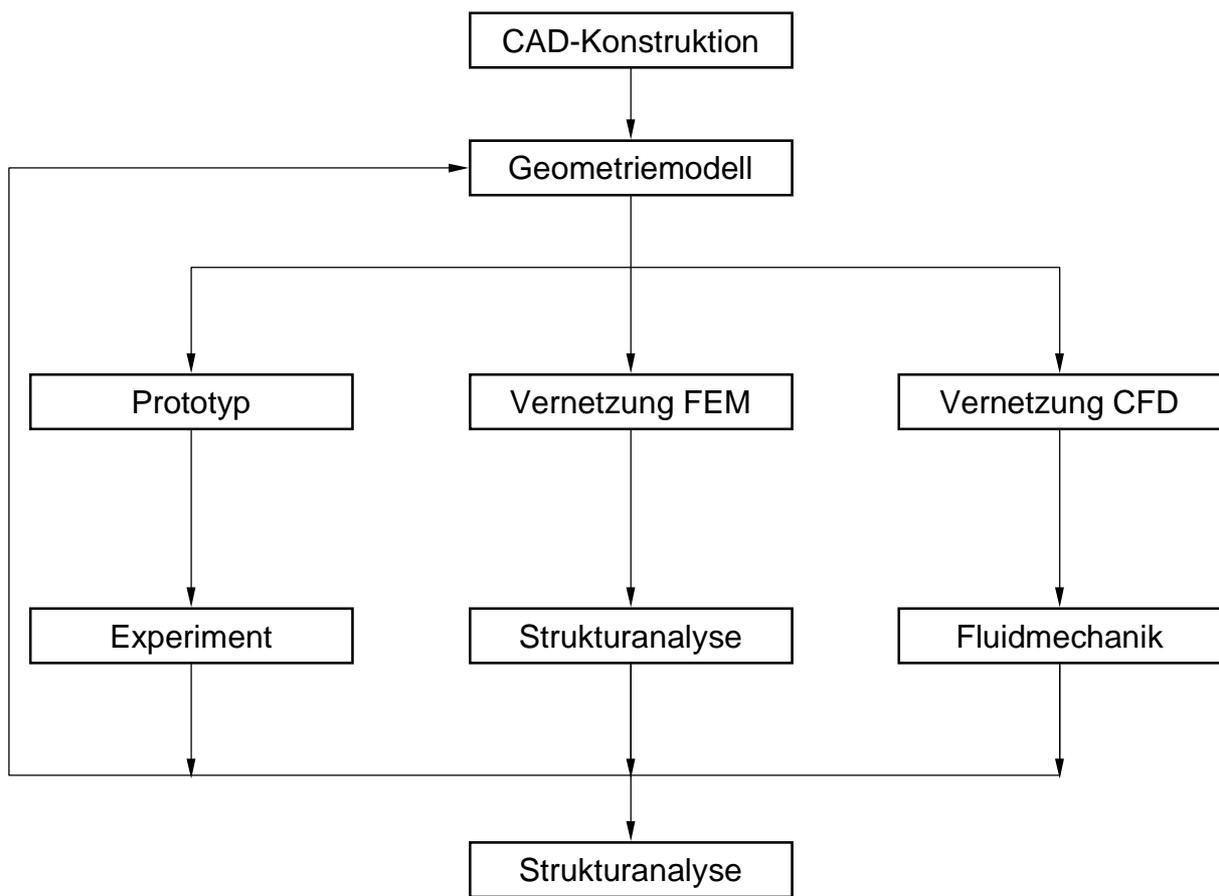


Abbildung 2.2: CFD-Trends, [2]

# Kapitel 3

## Vorschriften/Regelungen

Die Bedeutung der Sicherheitseinrichtungen für Mensch, Anlage und Umwelt, sowie die daraus resultierenden hohen technisch-konstruktiven Anforderungen, die an die Funktionstüchtigkeit der Armatur gestellt werden, führten zu einem umfassenden Vorschriftenwerk. Es umfaßt Festlegungen zu den Bauarten im Zusammenhang mit ihrer Leistungsfähigkeit, technische Forderungen zur Gestaltung wie ebenso zur Werkstoffauswahl, Festlegungen zur Bemessung, zu den Einbaubedingungen und andererseits auch zu Kontrollen, Prüfungen und zur Kennzeichnung.

Die Deutsche Norm für Sicherheitsventile ist DIN 3320 "Sicherheitsabsperrventile; Begriffe, Größenbemessung, Kennzeichnung" [3]. Die Norm ist vollständig in zwei Sprachen (Deutsch und Englisch) veröffentlicht. Dadurch wird der unmittelbare Vergleich mit der Norm ISO 4126 [5] über Sicherheitsventile erleichtert. Die DIN-Norm beinhaltet in erster Linie Begriffe, weitergehend Festlegungen über Größenbemessung und die Kennzeichnung. Die Norm ISO 4126 enthält vorrangig Begriffe sowie Festlegungen über Festigkeits- und Funktionsprüfungen. Der Begriffskatalog in der DIN-Norm ist umfangreicher als der in der ISO-Norm, indessen sind die Begriffe identisch.

Zu den wichtigsten für Sicherheitsventile verbindlichen Vorschriften in Deutschland gehören das AD<sup>1</sup>-Merkblatt A2 [6] für Druckbehälter, TRD<sup>2</sup> 421 für Dampfkessel und die SR Sicherheitsventile (Sicherheitstechnische Richtlinien gegen Drucküberschreitung). Enthalten sind Festlegungen über Einbaubedingungen (der Druckverlust in der Zuleitung darf nicht > 3% vom Ansprechdruck betragen), Kennzeichnung und mitzuliefernde Dokumentation.

---

<sup>1</sup>AD=Arbeitsgemeinschaft Druckbehälter

<sup>2</sup>TRD=Technische Regeln Dampfkessel

Dazu kommen Festlegungen der verschiedenen Industriezweige, Verbände und Überwachungsvereine.

In ehemaligen RGW-Mitgliedsländer sind z. T bis zum heutigen Zeitpunkt die RGW-Normen verbindlich, z. B. der Bulgarische Staatliche Standard BDS 12961-83 "Sicherheitstechnik, Überdruckbehälter, Anforderungen an Sicherheitsventile" [7], er entspricht der Norm RGW 3085 [8].

Für die angelsächsischen Regionen ist die ASME-Norm "Rules for Construction of Power Boilers" Sec. I für Dampfkessel und Sec. VIII für Druckbehälter [9], [10] verbindlich. Die Bemessungsgleichungen sind gemäß für diese Region üblichen Maßeinheiten angegeben. Die Norm beinhaltet Angaben über Korrekturfaktoren, die von der Mehrheit der Sicherheitsventil-Hersteller verwendet werden.

## **3.1 Einteilung der Sicherheitsventile (DIN 3320)**

### **3.1.1 Einteilung der Sicherheitsventile nach ihrer Öffnungscharakteristik nach DIN 3320, AD-A2 und TRD-421**

#### **Normal-Sicherheitsventile**

Ein Normal-Sicherheitsventil ist eine Armatur, die nach dem Ansprechen (Hubbeginn) innerhalb eines Druckanstieges von max. 10 % den für den abzuführenden Massestrom erforderlichen Hub erreicht. An die Öffnungscharakteristik werden keine weiteren Anforderungen gestellt. Diese Sicherheitsventile schließen innerhalb einer Druckabsenkung von 10% bei kompressiblen und 20% bei inkompressiblen Medien unter dem Ansprechdruck.

Die Angaben in der RGW/BDS-Norm beziehen sich auf den Arbeitsdruck, s. Abbildung 3.1 und beinhalten verbindliche Aussagen über den zulässigen Druckanstieg übereinstimmend (10% Druckanstieg) mit der DIN Norm.

Die Angaben nach ASME beziehen sich auf den Ansprechdruck, s. Abbildung 3.1 und weichen von den Anforderungen in der DIN-Norm ab, s. Tabelle 3.1.

Tabelle 3.1: Anforderungen an die Öffnungs - bzw. Schließdruckdifferenz von Sicherheitsventilen in unterschiedlichen Normen

Normbezeichnung	Öffnungsdruckdifferenz in % oder bar	Schließdruckdifferenz in % oder bar
DIN/AD-A2 und TRD 421	10% bezogen auf Ansprechdruck	Bis 3 bar: kompressibel 0,3 bar inkompressibel 0,6 bar > 3 bar: kompressibel 10% inkompressibel 20%
RGW/BDS	10% bezogen auf Arbeitsdruck	keine Angaben
API-ASME (ASME I)	3% bezogen auf Ansprechdruck	< 4,6 bar: 0,275 bar > 4,6 und < 17: 6 % > 17 und < 26: 0,103 bar > 26: 4 %

s. auch ASME VIII

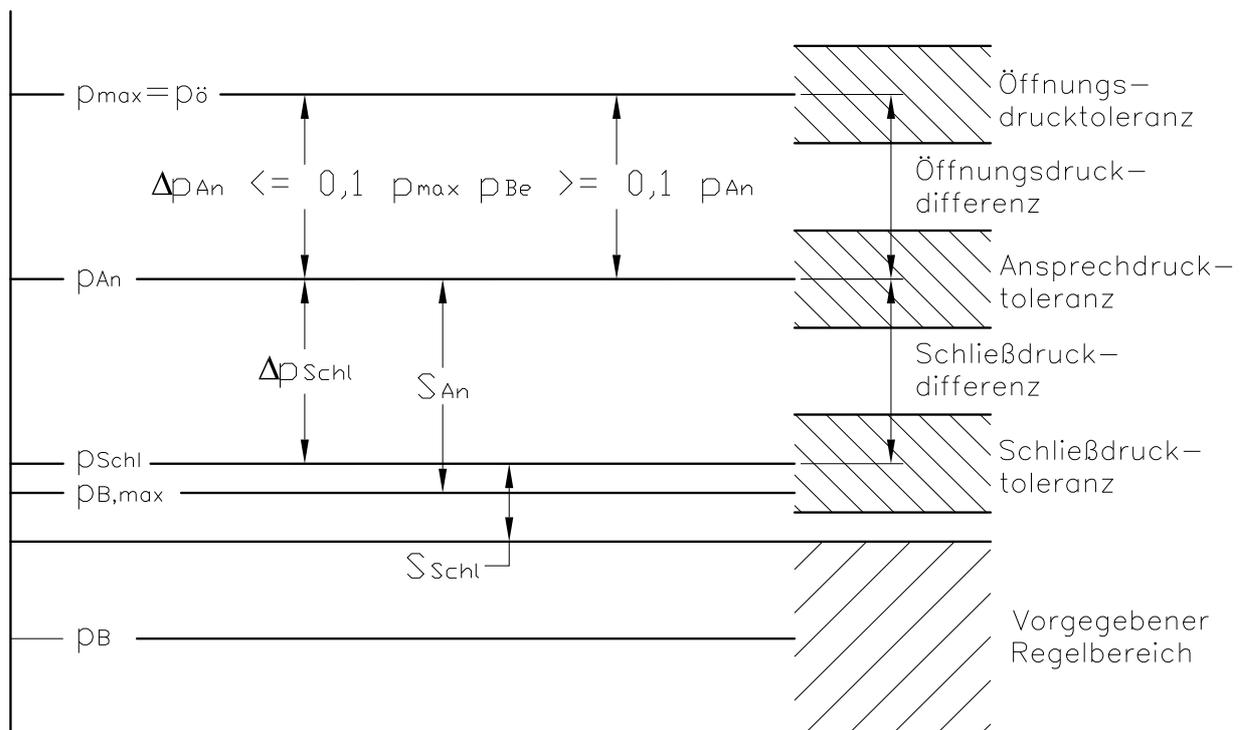


Abbildung 3.1: Druckzuordnung und Toleranzen bei Sicherheitsventilen

### **Vollhub-Sicherheitsventile**

Ein Vollhub-Sicherheitsventil ist eine Armatur, die nach dem Ansprechen (Hubbeginn) innerhalb von 5% Drucksteigerung schlagartig bis zum konstruktiv begrenzten Hub öffnet. Der Anteil des Hubes bis zum schlagartigen Öffnen (Proportionalbereich) darf nicht mehr als 20% des Gesamthubes betragen.

### **Proportional-Sicherheitsventil**

Ein Proportional-Sicherheitsventil ist eine Armatur, die nach dem Ansprechen nahezu stetig mit dem Druckanstieg öffnet. Hierbei darf ein plötzliches Öffnen ohne Drucksteigerung über einen Bereich von mehr als 10% des Hubes nicht auftreten. Diese Sicherheitsventile erreichen nach dem Ansprechen (Hubbeginn) innerhalb eines Druckanstieges von maximal 10% den für den abzuführenden Massestrom erforderlichen Hub.

## **3.1.2 Einteilung der Sicherheitsventile nach ihrer Bauart**

### **Direktbelastetes Sicherheitsventil**

Ein direktbelastetes Sicherheitsventil ist eine Armatur, bei der der unter dem Ventilteller wirkenden Öffnungskraft eine Schließkraft durch Feder oder Gewicht entgegenwirkt.

### **Gesteuertes Sicherheitsventil**

Ein gesteuertes Sicherheitsventil besteht aus Hauptventil und Steuereinrichtung. Auch direktwirkende Sicherheitsventile mit Zusatzbelastung, bei denen bis zum Erreichen des Ansprechdruckes eine zusätzliche Kraft die Schließkraft verstärkt, können dieser Kategorie ggf. zugeordnet werden.

Abbildung 3.2 zeigt zusammenfassend die Einteilung der Sicherheitsventile.

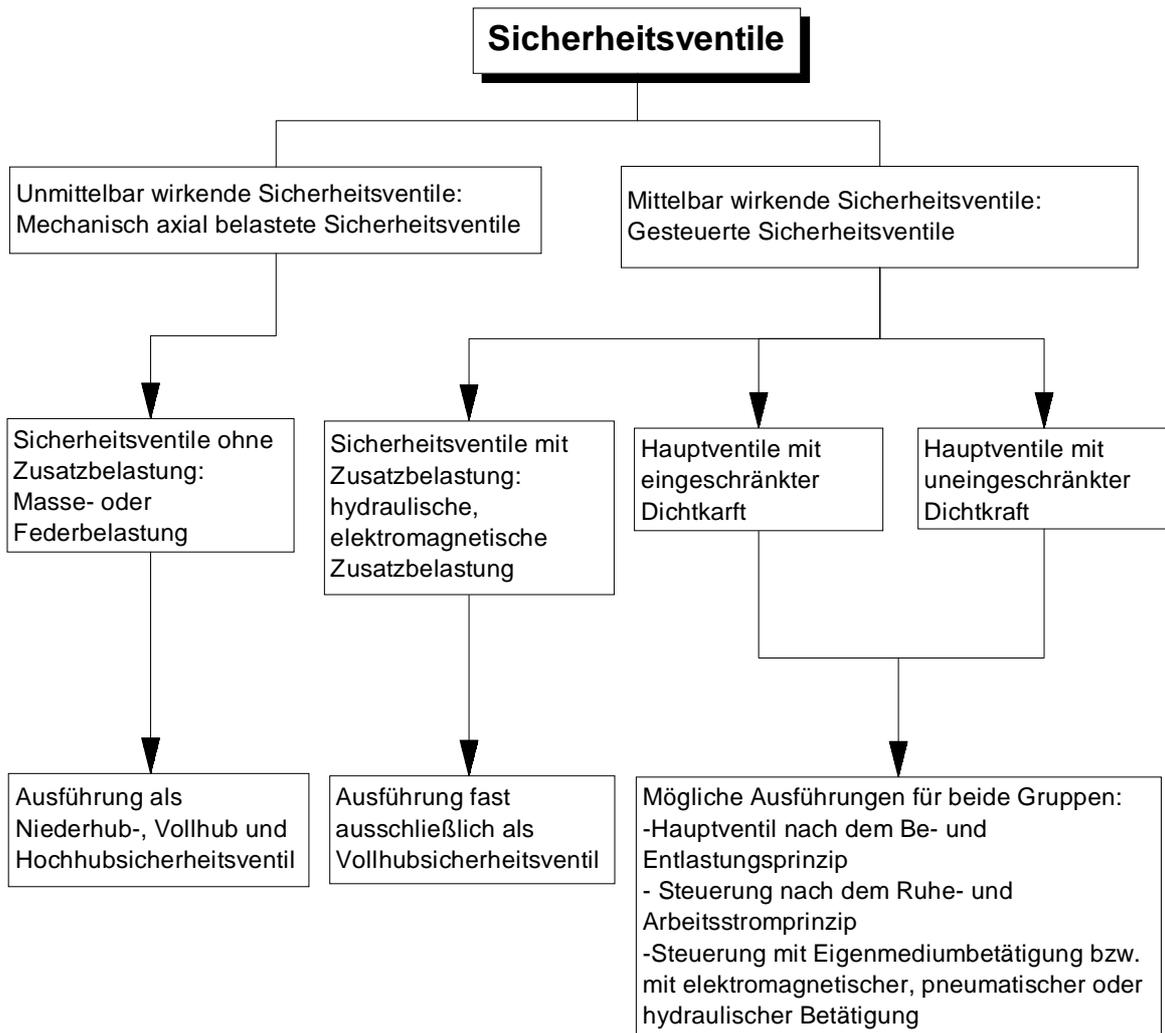


Abbildung 3.2: Einteilung der Sicherheitsventile

## 3.2 Massestrombestimmung

### 3.2.1 Physikalische Grundlagen

Idealisierend kann das Sicherheitsventil als eine gut gerundete Düse verstanden werden, durch die ein Gas konstanter spezifischer Wärme adiabat und isentrop aus einem Kessel (Ruhedruck  $p_{R,0}$ ) in die Umgebung (Druck  $p_A$ ) ausströmt [12]. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung und der Impulsgleichung nach de Saint Venant und Wantzel der Massestrom:

$$q_{m,ideal} = A \cdot \psi \cdot \sqrt{2 \cdot p_{R,0} \cdot \rho_{R,0}} \quad (3.1)$$

für  $\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \leq \frac{p}{p_{R,0}} < 1$  gilt für die Ausflußfunktion  $\psi$  die Beziehung:

$$\psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \left[ \left(\frac{p_A}{p_{R,0}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_A}{p_{R,0}}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (3.2)$$

für  $0 < \frac{p}{p_{R,0}} \leq \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$ , also überkritische Entspannung nimmt die Ausflußfunktion ihren maximalen Wert an, s. Abbildung 3.3.

$$\psi = \psi_{max} = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa+1}} \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (3.3)$$

Die Ermittlung des abführbaren Massestromes bzw. des engsten Strömungsquerschnittes ist - in verschiedenen Formen - in mehreren Vorschriften enthalten. Die unterschiedlichen Bemessungsgleichungen benutzen unterschiedliche Maßsysteme und Einheiten, beziehen sich auf unterschiedliche Drücke (Ansprechdruck, Öffnungsdruck), sowie benutzen verschiedene Korrekturfaktoren. Nachfolgend soll auf ausgewählte Normen kurz eingegangen werden.

### 3.2.2 Vorschriften

#### Die Ausflußziffer

Die Ausflußziffer  $\alpha$  kennzeichnet die Schluckfähigkeit des Sicherheitsventils, ist definiert als das Verhältnis des gemessenen zum theoretisch möglichen Massenstrom  $\alpha = \frac{q_m}{q_{ideal}}$ . Bei Ermittlung des Durchflußbeiwertes  $\alpha$  ist ein zusätzlicher Sicherheitsfaktor von 10% heranzuziehen. Somit ergibt sich die zuerkannte Ausflußziffer zu  $\alpha_{zu} = \frac{\alpha}{1,1}$ . Die Zuerkennung der Ausflußziffer  $\alpha_{zu}$  erfolgt im Rahmen von Bauteilzulassungen nach nationalen und auch nach internationalen Regelwerken.

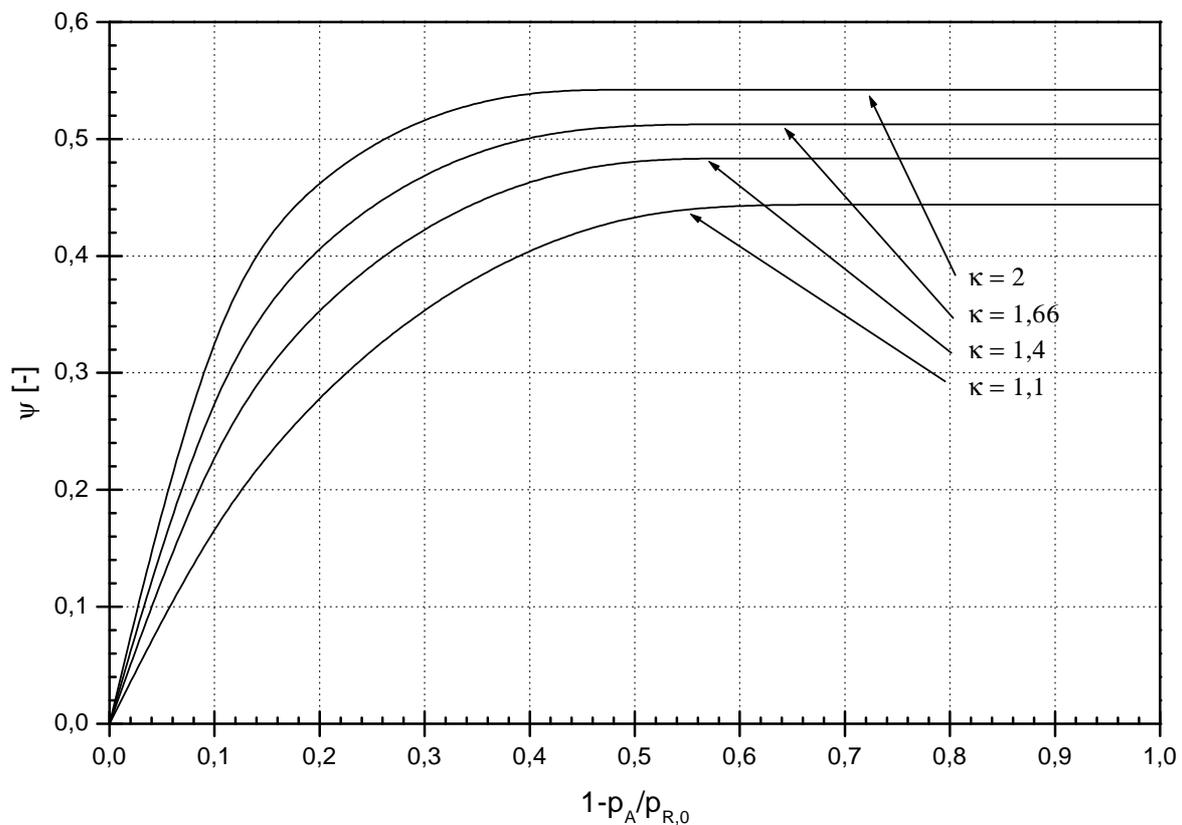


Abbildung 3.3: Ausflußfunktion  $\Psi$  in Abhängigkeit vom Druckverhältnis  $1 - \frac{p_A}{p_{R,0}}$  für unterschiedliche Isentropenexponenten  $\kappa$

### Methode ISO 4126

Der Massestrom von Gasen (Dämpfen) ist bei einer unter dem kritischen Druckverhältnis  $p^*$  ablaufenden Entspannung zu bestimmen nach:

$$q_m = \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot p_{R,0} \cdot C \cdot \sqrt{\frac{M}{Z \cdot T_R}} \quad (3.4)$$

wobei

$$C = 3,949 \cdot \sqrt{\kappa \cdot \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} \quad (3.5)$$

ist. Um die Berechnungen zu erleichtern, sind die Werte von  $C$  für verschiedene  $\kappa$  in Tabellenform angegeben.

Für trockene Sattdämpfe sind folgende Beziehungen angegeben:

für Systemdrücke  $p_{R,0} \leq 110$  bar gilt  $q_m = 0,525 \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot p_{R,0}$

für  $110 < p_{R,0} \leq 220$  bar  $q_m = 0,525 \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot p_{R,0} \cdot \left( \frac{2,764 \cdot p_{R,0} - 1000}{3,324 \cdot p_{R,0} - 1061} \right)$

Hinsichtlich Formelzeichen und Maßeinheiten gilt:

Aktuelle Formelzeichen	$q_m$	$\alpha_{zu}$	$A_0$	$p_{R,0}$	$\psi$	M	Z	$T_{R,0}$
Maßeinheit	kg/h	-	mm <sup>2</sup>	bar	-	kg/kmol	-	K
Formelzeichen ISO	$q_m$	K	A	P	C	M	Z	T
Maßeinheit	kg/h	-	mm <sup>2</sup>	bar	-	kg/kmol	-	K

### Methode AD-Merkblatt A2

Den Massestrom von Gasen (Dämpfen) erhält man bei einer unter dem kritischen Druckverhältnis  $p^*$  ablaufenden Entspannung aus

$$q_m = 5,55 \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot \psi \cdot p_{R,0} \cdot \sqrt{\frac{M}{Z \cdot T_{R,0}}} \quad (3.6)$$

Der Massestrom für Wasserdampf errechnet sich bei atmosphärischem Gegendruck zu

$$q_m = \frac{\alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot p_{R,0}}{\chi} \quad (3.7)$$

wobei der Druckmittelbeiwert  $\chi$  vom spezifischen Volumen, wie folgt abhängt:

$$\chi = \frac{0,621}{\psi} \cdot \sqrt{\rho \cdot v}$$

### Methode RGW/BDS

Der Massestrom ist zu bestimmen nach:

$$q_m = K_1 \cdot K_2 \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot p_{R,0} \quad (3.8)$$

$K_1$  - berücksichtigt die physikalisch-chemischen Eigenschaften des Mediums (Gas oder Dampf) in Abhängigkeit von dem Betriebsparameter vor dem Sicherheitsventil. Er errechnet sich nach

$$K_1 = 5,46 \cdot \psi_{max} \cdot \sqrt{\frac{M}{T_{R,0}}} \quad (3.9)$$

Für Wasserdampf sind die Angaben für  $K_1$  als Diagramm angegeben.

$K_2$  - berücksichtigt der Einfluß des Druckverhältnisses. Die Angaben für  $K_2$  liegen ebenfalls als Diagramm vor, beispielhaft mit Abb. 3.4 angegeben.

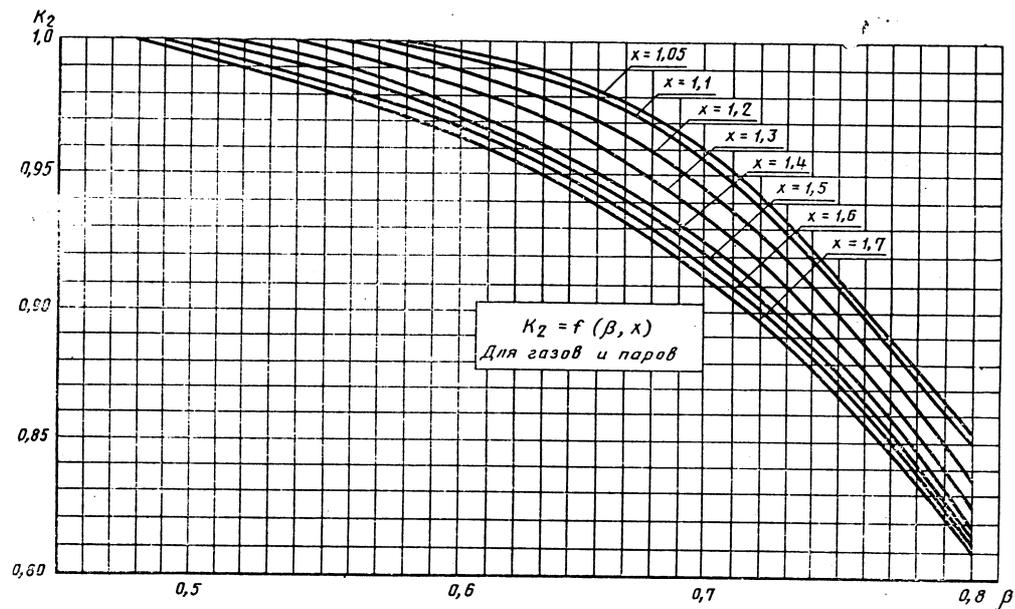


Abbildung 3.4: Korrekturfaktor  $K_2$  nach RGW/BDS

Bezüglich der Formelzeichen und Maßeinheiten gilt hier:

Aktuelle Formelzeichen	$q_m$	$\alpha_{zu}$	$A_0$	$p_{R,0}$	$\psi$	M	Z	$T_{R,0}$
Maßeinheit	kg/h	-	mm <sup>2</sup>	bar	-	kg/kmol	-	K
Formelzeichen ISO	$q_m$	K	A	P	C	M	Z	T
Maßeinheit	kg/h	-	mm <sup>2</sup>	bar	-	kg/kmol	-	K

### Methode API-ASME

Die für angelsächsische Maßeinheiten ausgelegte Bemessungsgleichung API-ASME stimmt für Gase/Dämpfe auf SI - Maßeinheiten umgeformt - mit dem Gleichungen aus AD-A2

überein. Es werden hier Gegendruckeinflüsse durch entsprechende Korrekturfaktoren berücksichtigt. Die Gleichungen für die Ermittlung des Massestromes sind nachfolgend zusammengefaßt.

Tabelle 3.2: API-ASME für **gedruckempfindliche** Sicherheitsventile (Gase und Dämpfe)

Medium	Massenstrom
Gase (Dämpfe)	$q_m = 8,36 \cdot 10^{-3} \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot c \cdot E_e \cdot p_{R,0} \cdot \sqrt{\frac{M}{Z \cdot T_{R,0}}}$
Gesättigter Dampf	$q_m = 0,57 \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot E_e \cdot p_{R,0}$
Überhitzter Wasserdampf	$q_m = 0,57 \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot E_e \cdot H \cdot p_{R,0}$

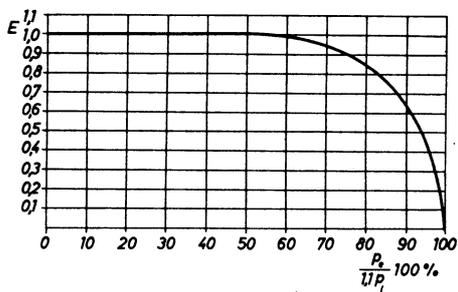
Tabelle 3.3: API-ASME für **gedruckunempfindliche** Sicherheitsventile (Gase und Dämpfe)

Medium	Massenstrom
Gase (Dämpfe)	$q_m = 8,36 \cdot 10^{-3} \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot c \cdot E_e \cdot p_{R,0} \cdot \sqrt{\frac{M}{Z \cdot T_{R,0}}}$
Gesättigter Dampf	$q_m = 0,57 \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot E_e \cdot p_{R,0}$
Überhitzter Wasserdampf	$q_m = 0,57 \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot E_e \cdot H \cdot p_{R,0}$

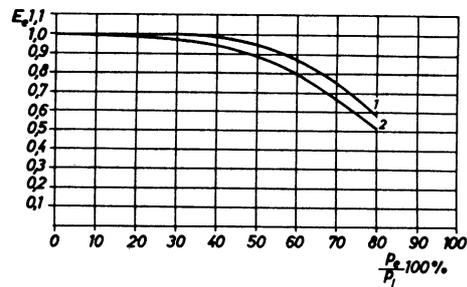
Hierbei gilt:

Aktuelle Formelzeichen	$q_m$	$\alpha_{zu}$	$A_0$	$p_{R,0}$	$\psi$	M	Z	$T_{R,0}$
Maßeinheit	kg/h	-	mm <sup>2</sup>	bar	-	kg/kmol	-	K
Formelzeichen ISO	W	K	A	P	C	M	Z	T
Maßeinheit	kpound/h	-	in <sup>2</sup>	psi	-	kg/kmol	-	°R

Die Korrekturfaktoren für druckempfindliche bzw. druckunempfindliche Sicherheitsventile  $E$  und  $E_e$  sind in den Abb. 3.5 a) und b) dargestellt. Die Ausflußfunktion errechnet sich in Abhängigkeit vom Adiabatenexponenten nach Abb. 3.6.



(a) gegendruckunempfindliche Sicherheitsventile



(b) gegendruckempfindlichen Sicherheitsventile

Abbildung 3.5: Gegendruckbeiwert E nach API-ASME

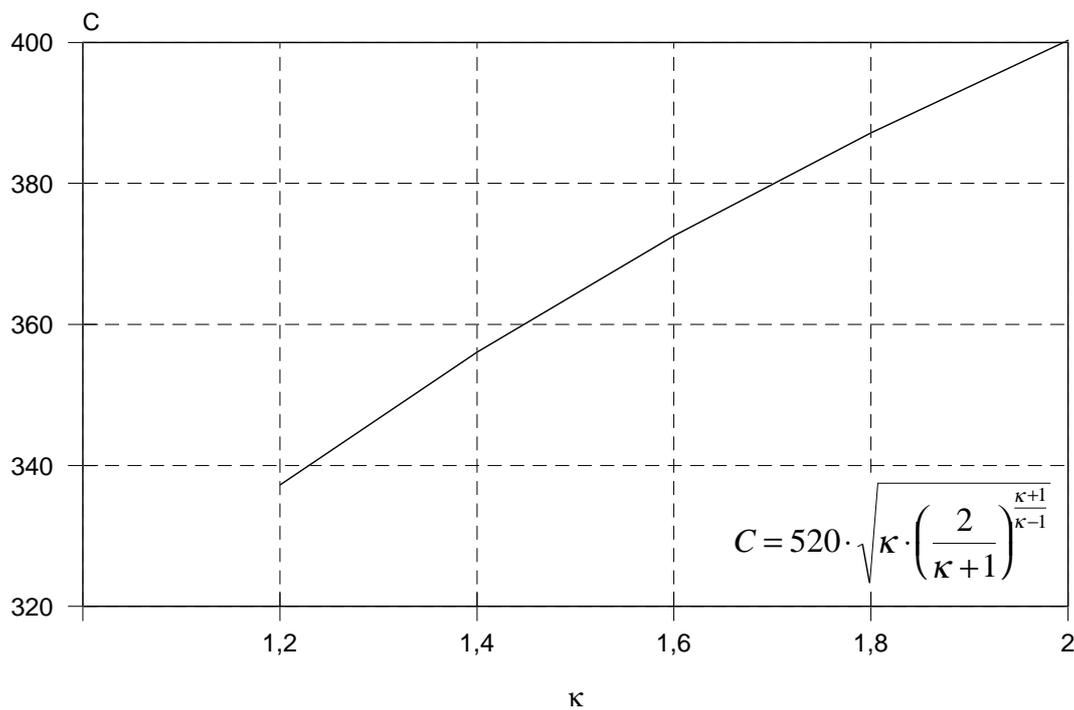


Abbildung 3.6: Ausflußfunktion nach API-ASME in Abhängigkeit vom Adiabatenexponenten

Die Bemessungsgleichungen in den verschiedenen Vorschriften bauen auf Gl. 3.1 auf, wobei zusätzliche Korrekturfaktoren bzw. regionalbedingt abweichende Maßeinheiten berücksichtigt werden. Auf die Zurückführbarkeit der ISO-Bemessungsgleichung 3.4 für ideales Gas  $Z = 1$  und überkritisches Druckverhältnis  $\psi = \psi_{max}$  auf Gl. 3.1 soll nachfolgend beispielhaft eingegangen werden.

Auf Grund des allgemeinen Gasgesetzes kann die Abhängigkeit der Dichte eines beliebigen Gases vom Druck und Temperatur nach

$$\rho_{R,0} = \rho_0 \frac{T_0}{T_{R,0}} \cdot \frac{p_{R,0}}{p_0} = \frac{M}{Z \cdot \mathbf{R}} \cdot \frac{p_{R,0}}{T_{R,0}} \quad (3.10)$$

berechnet werden. Bezogen auf Normdruck  $p_0 = 1,013$  bar und Temperatur  $T = 273,15$  K ist die Dichte  $\rho_0 = \frac{M}{22,4} \left[ \frac{kg}{Nom} \right]$ . Die Konstante 22,4 ist das Molvolumen des idealen Gases bei 0°C und 1,01325 bar [11]. Die Molarmasse ergibt sich aus Gl. 3.10 als

$$M = \mathbf{R} \cdot Z \cdot \frac{\rho_{R,0} T_{R,0}}{p_{R,0}} \quad (3.11)$$

Mit Gl. 3.11 und  $C = 3,949 \cdot \sqrt{2} \cdot \psi_{max}$  kann die ISO-Bemessungsgleichung 3.4 auf die Form

$$q_m = 3,949 \cdot \sqrt{\mathbf{R}} \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot \psi_{max} \cdot \sqrt{2 \cdot p_{R,0} \cdot \rho_{R,0}} \quad (3.12)$$

zurückgeführt werden.

Nach gleichem Schema kann der Massestrom nach AD-Merkblatt, Gl. 3.6 in der Form

$$q_m = 3,924 \cdot \sqrt{\mathbf{R}} \cdot \alpha_{zu} \cdot A_0 \cdot \psi_{max} \cdot \sqrt{2 \cdot p_{R,0} \cdot \rho_{R,0}} \quad (3.13)$$

angegeben werden.

### 3.3 Vorgegebene Kennlinien und SV-Arbeitsweise

Aufgrund unterschiedlicher physikalischer Medieneigenschaften, vielfältiger Funktionskriterien und anlagenspezifischer Forderungen werden die Sicherheitsventile durch die verbindlich geltenden Normen nach der Öffnungscharakteristik in drei unterschiedlichen Kategorien geteilt. Den Anforderungen an unterschiedliche Kategorien werden entsprechend unterschiedliche Öffnungscharakteristiken zugeordnet.

### 3.3.1 Kennlinien

Zur Ergänzung zu Abschnitt 3.1.1 soll hier nochmals ausführlicher auf die standardisierte Klassifizierung eingegangen werden.

#### Normal-Sicherheitsvile

Die Normal-Sicherheitsventile sind erst in den Regelwerken seit 1980 definiert. Sie werden im wesentlichen für inkompressible Medien (Flüssigkeiten) verwendet. Sie sollten in unmittelbarer Nähe eines abzusichernden Behälter angeordnet sein. Bei den Normal-Sicherheitsventilen ist der Kennlinienverlauf nicht festgelegt. Sie haben innerhalb eines Druckanstieges um 10% auf den vollen Hub zu öffnen. Ein proportionaler Anteil ist in jedem Bereich möglich. Mögliche Kurven, die dieser Anforderung genügen, sind in der Abbildung 3.7 dargestellt.

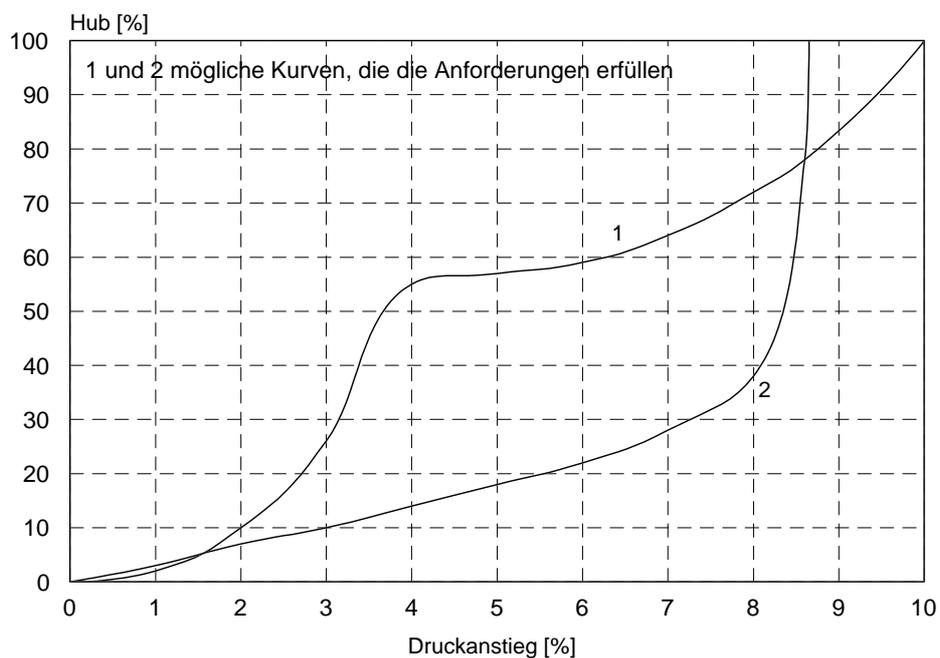


Abbildung 3.7: Mögliche Öffnungscharakteristik eines Normal-Sicherheitsventils

### **Vollhub-Sicherheitsventil**

Vollhub-Sicherheitsventile werden aufgrund ihrer schlagartigen Öffnungsweise überall dort eingesetzt, wo plötzlich hohe Masseströme oder schnelle Druckanstiegsgeschwindigkeiten auftreten können. Das Hauptanwendungsgebiet liegt in der Druckentlastung bei Gasen und Dämpfen. Der Druck in der Anlage wird nach einem geringen Druckanstieg durch das schlagartige Öffnen schnell abgebaut. Dadurch werden Druckspitzen im abzusichernden System vermieden. Eine wichtige Besonderheit beim Einsatz von Vollhub-Sicherheitsventilen ist der Einfluß des Druckverlustes in der Zuleitung. Nicht nur die deutsche, sondern auch die internationale Norm ISO 4126, sowie der amerikanischen ASME - Code (generell für Sicherheitsventile) sehen vor, daß zum einen ein Druckverlust von 3% des Ansprechdruckes als Druckverlust in der Zuleitung maximal zulässig ist und zum anderen der Unterschied zwischen Druckverlust in der Zuleitung und Schließdruckdifferenz mindestens 2% des Ansprechdruckes betragen muß. Bei extremen Einbaubedingungen können Vollhub - Eigenschaften zum Flattern des Ventils führen, d. h. das Ventil öffnet und schließt mit einer relativ hohen Frequenz. Durch die dynamische Beanspruchung können sowohl das Ventil als auch angrenzende Anlagenteile beschädigt werden [1] [13].

Ein Vollhub-Sicherheitsventil muß nach DIN 3320 "Sicherheitsventile, Begriffe", Ausgabe September 1984, nach dem Ansprechen innerhalb von 5% Drucksteigerung schlagartig bis zum konstruktiv begrenzten Hub öffnen. Der Anteil des Hubes bis zum schlagartigen Öffnen (Proportionalbereich) darf nicht mehr als 20% betragen. Mögliche Kurven, die dieser Anforderung genügen sind in der Abbildung 3.8 dargestellt.

### **Proportional-Sicherheitsventil**

Proportional-Sicherheitsventile zeichnen sich durch ein nahezu stetiges Öffnen aus, sie öffnen nach Überschreiten des Ansprechdruckes nur so weit, bis ein Gleichgewichtszustand zwischen der Strömungskraft und der Federkraft erreicht wird. Schlagartig öffnende Hubanteile dürfen nicht 10% des Gesamthubes überschreiten. Mögliche Kurven, die dieser Anforderung genügen, sind in der Abbildung 3.9 dargestellt. Der sich einstellende Hub ist dem Druck proportional. Auf diese Weise wird auch bei großen Druckverlusten in der Zuleitung ein Flattern des Ventils unmöglich gemacht. Das Proportional-Sicherheitsventil arbeitet wie ein Regler. Auch ein plötzlicher, unstetiger Druckstoß kann ein Proportional-Sicherheitsventil nicht zum Flattern bringen [14] und [15]. Das proportionale Öffnen eines Sicherheitsventils ist besonders bei Flüssigkeiten von Vorteil, da der Massenstrom stetig

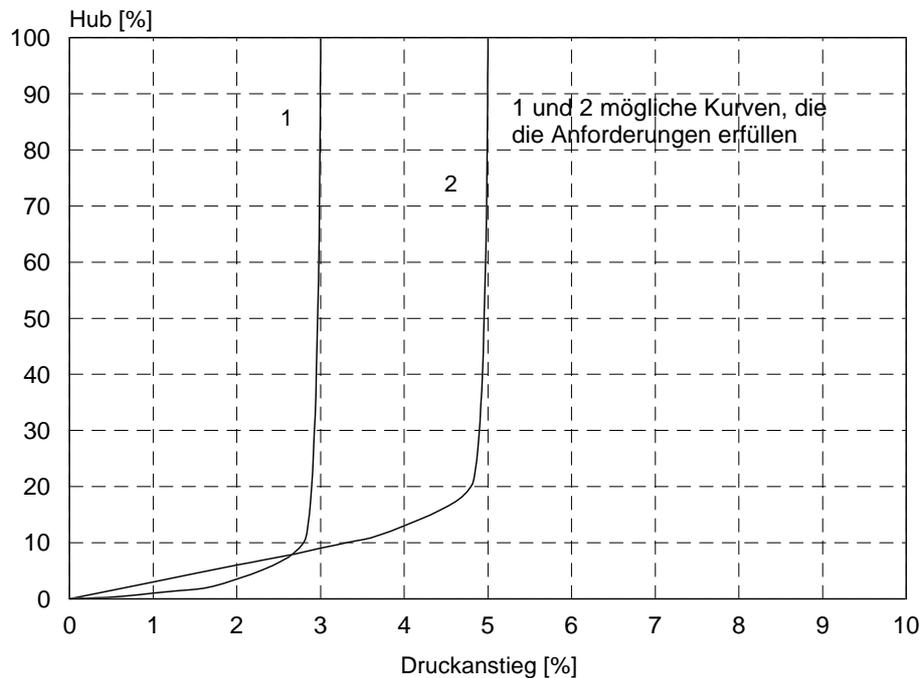


Abbildung 3.8: Mögliche Öffnungscharakteristik eines Vollhub-Sicherheitsventils

und langsam verändert und damit das Entstehen von Druckstößen weitgehend unterbunden wird.

Die Federn werden dann nach der Kraftkennlinie festgelegt. Mit größer werdender Federkonstante  $c_f$  wird die zum Öffnen notwendige Druckerhöhung größer. Bei flacherer Federkennlinie muß die zum Schließen erforderliche Druckabsenkung anwachsen. Änderungen der Federvorspannung bewirken vor allem eine Verschiebung des Ansprechdruckes (siehe hierzu auch [15]).

Hieraus ersieht man, daß die zuverlässige Arbeit des Sicherheitsventils eine präzise Anpassung der Ventilkegel-Öffnungs-Charakteristik und der Feder -Schließ-Charakteristik voraussetzt.

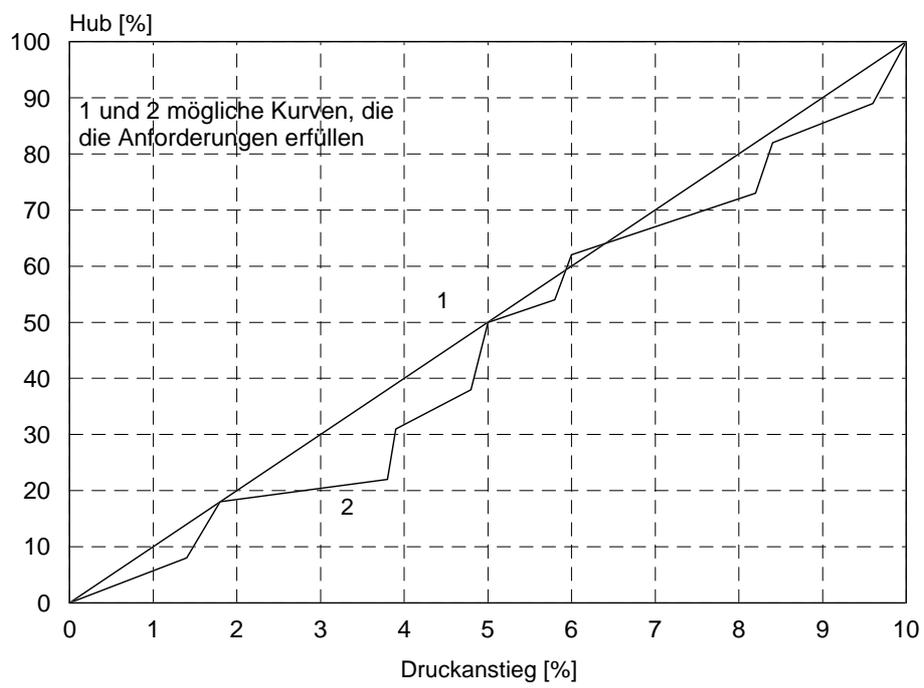


Abbildung 3.9: Mögliche Öffnungscharakteristik eines Proportional-Sicherheitsventils

# Kapitel 4

## Konstruktionen und -Durchströmung

### 4.1 Konstruktionen

Neben der Bewältigung der anstehenden Drücke, unter Beachtung der oftmals hohen Temperaturen sowie auch instationärer Belastung sind vor allem zu beachten:

- strömungsgünstige Gestaltung zur Gewährleistung hoher Durchsätze bzw. Durchflußbeiwerte  $\alpha$
- Gewährleistung optimaler Kraftkennlinien

Bezüglich Letzterem ist insbesondere die Umlenkung der Strömung (Impulswirkung des austretenden Strahles) und das Wirken auf größere als die Kegelfläche, bei auch Ausnutzung eines speziellen Entspannungsverlaufes bedeutungsvoll. Die Gestaltungsschemata machen dieses Bemühen deutlich, Abbildung 4.1. Variante (a) stellt die einfachste Möglichkeit dar, durch größere Wirkfläche die Öffnungskraft zu vergrößern. Bei den Varianten (b) und (c) wird die Umlenkung des Austrittsstrahles ausgenutzt um einen Kraftzuwachs zu realisieren. Ein spezifischer Entspannungsverlauf liegt der Variante (d) zugrunde.

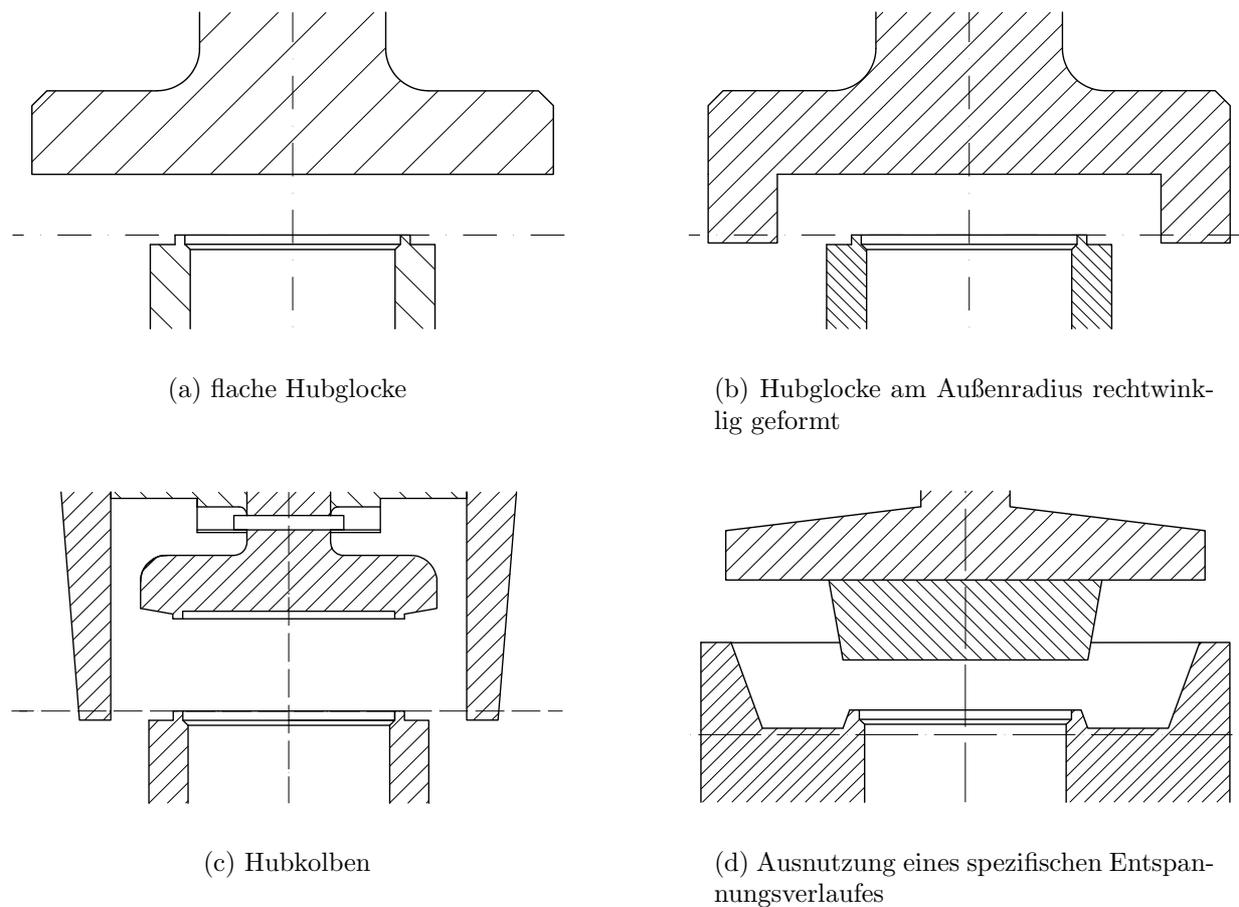


Abbildung 4.1: Sitz-Kegel-Gestaltung von Sicherheitsventilen

## 4.2 Sicherheitsventildurchströmung / Strömungsphänomene

Die Strömungsabläufe im Sicherheitsventil sind sehr vielfältig, von der Ausführung stark abhängig und umfassen Einzelercheinungen wie:

- Trägheitsablösung an scharfen Kanten, was z. B. im Sitzbereich den geometrisch engsten Querschnitt erst bei Druckverhältnissen  $\frac{p_A}{p_{R,0}}$  weit unter dem "kritischen" Wert voll zur Wirkung kommen läßt;
- Das Wirksamwerden des Coanda-Effekts hinsichtlich Strahlanliegen oder Strahlablösung;

und bei überkritischer Entspannung:

- Druckabbau im Freistrahls bei z. T. einseitiger oder beidseitiger Strahlgrenze;
- Entspannung bei Strahlumlenkung zum Unterdruckgebiet hin;
- Ausbildung von (schrägen) Verdichtungsstößen bei erzwungener Umlenkung durch die Hubhilfegestaltung.

Grundsätzlich gilt:

- Die Durchströmung ist mit Reibung verbunden: Wandreibung (Reibungsverluste) und Energieumsetzung in Wirbelgebieten (Formverluste) bzw. an der Strahlgrenze, ausdrückbar durch die Exergieabnahme bzw. Entropiezunahme.
- Der Wärmeaustausch mit der Umgebung, bezogen auf die durchströmende Masseinheit, ist vernachlässigbar klein: adiabate Zustandsänderung, jedoch auch z. T. näherungsweise als isentrope oder isobare Zustandsänderung betrachtbar.

Im thermodynamischen Sinne liegt somit ein offenes, arbeitsdichtes und wärmedichtes System mit irreversibler Zustandsänderung vor.

Beim überwiegenden Teil der Einsatzfälle von Sicherheitsventilen kann weiterhin von einer stationären bzw. quasistationären Durchströmung ausgegangen werden.

Die auf kurzer Strecke zu erreichende, z. T. beträchtliche Energieumsetzung ist nur über große Geschwindigkeiten möglich. Der erste Armaturenabschnitt ist also stets durch eine starke Beschleunigung der Strömung gekennzeichnet. Solche Beschleunigungsstrecken, im Idealfall eine Düse, können in erster Näherung als reibungsfrei betrachtet werden. Die Drosselung, d. h. die Energieumsetzung in Wärme, geschieht vor allem im zweiten Durchströmabschnitt, verbunden mit einer Verzögerung der Strömung auf die Austrittsgeschwindigkeit. Derartige Verzögerungsstrecken können also keinesfalls mit den Gesetzen der reibungsfreien Strömung auch nur näherungsweise richtig beschrieben werden [16].

Unter diesen Annahmen ist der Zustandsverlauf bei eindimensionaler Betrachtung im **ersten** Armaturabschnitt leicht möglich. Es folgt für den ersten Beschleunigungsbereich:

$$w_{vc} = \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{p_{R,0}}{\rho_{R,0}} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p_{vc}}{p_{R,0}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (4.1)$$

bzw.

$$q_m = A_{vc} \cdot \sqrt{2 \cdot p_{R,0} \cdot \rho_{R,0} \cdot \psi_{R,0-vc}} \quad (4.2)$$

vor allem zu korrigieren durch die auftretende Strahleinschnürung, bekanntlich erfaßt durch einen Kontraktionskoeffizienten  $\mu$  bzw. Durchflußkoeffizienten. Eine analytische, geschlossene Lösung für den rotationssymmetrischen Fall mit Umlenkung an der freien Strahlgrenze ist aus der Literatur nicht bekannt.

Der weitere Entspannungsverlauf in das Unterdruckgebiet nach dem engsten Querschnitt soll hier zur Erfassung der grundsätzlichen Zusammenhänge vorerst ebenfalls als eine reibungsfreie Beschleunigung aufgefaßt werden.

Es kann dabei differenziert werden zwischen einem kurzen radialen Kanal und im weiteren einer Entspannung mit einseitiger Strahlgrenze, s Abb. 4.2.

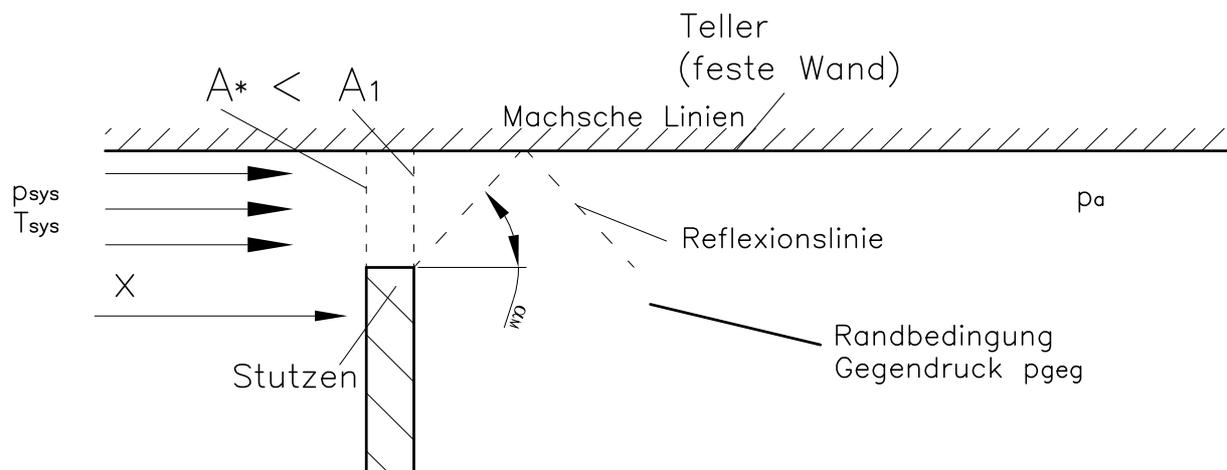


Abbildung 4.2: Vereinfachtes Modell

Der Ventilteller wird als eine Platte betrachtet. Die Auswirkung der Umlenkung von der Zuströmung her soll vernachlässigt werden. Es liegt somit eine plattenparallele Strömung vor. Als Ausgangsgrößen sind die Ruhewerte  $p_{R,0}$  und  $T_{R,0}$  sowie der Gegendruck  $p_A$  bekannt. In vielen Einsatzfällen von Sicherheitsventilen wird in die Atmosphäre ausgeblasen, so daß der Gegendruck dann dem Atmosphärendruck gleich gesetzt werden kann.

Im engsten Strömungsquerschnitt  $A_{vc}$ , hier dann  $A^*$  folgt die Machzahl  $M = 1$ , also  $w = a^* = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T^*}$ . Bei der Machzahl  $M = 1$  ergibt sich die örtliche Temperatur aus  $\frac{T^*}{T_{R,0}} = \frac{2}{\kappa + 1}$ . Weiterhin gilt:

$$\rho^* = \frac{\rho_{R,0}}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}} = \rho_{R,0} \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (4.3)$$

$$p^* = \frac{p_{R,0}}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}} = p_{R,0} \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (4.4)$$

Die nachfolgende Flächenerweiterung über dem Stutzen kann quasi als eine Überschalldüse verstanden werden. Die durchströmte Fläche im rotationssymmetrischen Kanal erweitert sich linear  $A = \pi \cdot d \cdot h$ , so daß am Sitzende  $A_1$  die Machzahl  $M > 1$  wird. Bei bekannten Flächen  $A^*$  und  $A_1$  läßt sich die Machzahl am Sitzende iterativ oder graphisch aus der Beziehung

$$\frac{A_1}{A^*} = \frac{1}{M^*} \cdot \left[ \frac{\frac{2}{\kappa+1}}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \cdot M^{*2}} \right]^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (4.5)$$

bestimmen. Die Machzahl und alle Zustandsgrößen am Sitzende werden durch das Flächenverhältnis bestimmt.

Im weiteren Verlauf nach dem Stutzen liegt ein einseitig begrenzter Freistrah, mit der Anfangsbedingung  $M_1 > 1$  in das Unterdruckgebiet hinein, vor. Für den ebenen Fall ist eine solche Strömung als PRANDTL-MEYER-ECKENUMSTRÖMUNG bekannt. Es folgt eine weitere Beschleunigung mit stetiger Umlenkung. In diesem Fall divergieren die Mach-Linien, wie von einer Expansionsströmung zu erwarten. Bei der Umströmung der Ecke wird die Machzahl von  $M_1$  auf  $M_2$  erhöht. Zu einer ersten Abschätzung der zu erwartenden Erscheinungen soll nachfolgend auch die Ventildurchströmung an Hand der Gesetzmäßigkeiten der ebenen Strömung beurteilt werden.

Zur Berechnung der Strömung bei vorgegebener Umlenkung wird der als PRANDTL-MEYER-FUNKTION bekannte Zusammenhang somit herangezogen:

$$2 \cdot \nu = \arccos \left[ \kappa - (\kappa + 1) \cdot \frac{1}{M^{*2}} \right] + \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \arccos \left[ \kappa - (\kappa - 1) \cdot M^{*2} \right] - \pi \quad (4.6)$$

mit  $\nu$ : Umlenkwinkel. Die Beziehung gilt für eine Umlenkung ab  $M_1 = 1$ . Will man zu einer beliebigen Anströmmachzahl  $M_1 > 1$  die Abströmmachzahl  $M_2$  ( $M_2 \geq M_1$ ) berechnen, so bestimmt man nach (4.6) den zu  $M_1$  zugehörigen Winkel  $\nu_1$ . Wird dann die Strömung um  $\delta$  umgelenkt, so gilt  $\nu_2 = \nu_1 + \delta$  womit man mit (4.6) die Machzahl nach der Umlenkung

ermittelt. Die Gl. (4.6) geht davon aus, daß aus den geometrischen Gegebenheiten der Umlenkwinkel bekannt ist. Für den Austritt aus dem Stutzen wird die Umlenkung nicht durch die Geometrie bestimmt, sondern durch das Druckverhältnis  $\Pi$ .

Im vereinfachten Modell ist die Abströmmachzahl  $M_1 > 1$  bekannt, sowie ebenfalls das Druckverhältnis  $\Pi = \frac{p_A}{p_{R,0}}$ . Die Strömung sei isentrop, so daß  $\rho_{R,0} = \rho_{R,1} = \rho_{R,2}$  gilt. Für den Mach - Zahl - Zustandsgrößen - Zusammenhang gilt somit:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^\kappa = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(\frac{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \cdot M_1^{*2}}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \cdot M_2^{*2}}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (4.7)$$

Die örtliche Machzahl steht in Beziehung zur jeweiligen kritischen Machzahl gemäß:

$$M^2 = \frac{M^{*2}}{1 - \frac{\kappa-1}{2} \cdot (M^{*2} - 1)} \quad (4.8)$$

Bei vorgegebenem Druckverhältnis kann somit  $M_2^*$  und weiter  $M_2$  und sodann  $\delta$  bestimmt werden.

Für einen betrachteten Fall nach Abbildung 4.3 gelte z. B. das Verhältnis  $\frac{A_1}{A^*} = \frac{d_1}{d^*} = 1,1913$  und somit nach (4.5) für die Machzahl  $M_1 = 1,355$  am Ende des Stutzens. Der zugehörige Machsche Winkel ist  $\alpha = 47,56^\circ$ . Bei einem herangezogenen Druckverhältnis von  $\Pi = \frac{p_A}{p_{R,0}} = 0,166$ ;  $p_{R,0} = 6$  bar folgt für dieses Beispiel nach der PRANDTL-MEYER-FUNKTION eine Umlenkung von  $\delta = 28,13^\circ$ . Im Expansionsfächer sind die Zustandsgrößen entlang der Machschen Linien konstant. Die Umlenkung ist bei gleichen geometrischen Verhältnissen vom Druckverhältnis abhängig.

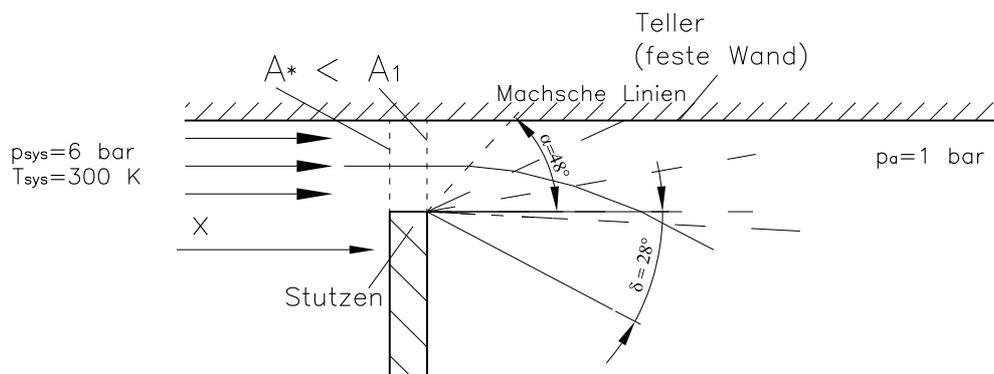


Abbildung 4.3: PRANDTL-MEYER-ECKENUMSTRÖMUNG mit  $M > 1$ , ab  $A_1$  als ebenes Problem angesehen

Bei dieser vereinfachten Betrachtung wird die Auswirkung der Begrenzung durch die feste Wand (Teller) nicht berücksichtigt. Durch die feste Wand wird eine zusätzliche Bedingung gestellt: quasi Rückkumlung, da sonst Vakuum entstehen würde, s. Abbildung 4.4). Die ebene Betrachtung liefert lediglich eine qualitative Abschätzung der Einzeleffekte. Die räumliche Ausdehnung des Expansionsgebietes, also der Bereich anliegender Strömung am Teller (festgelegt durch  $\alpha_1$ ) und ggf. die nachfolgende Kompression wird durch die Wechselwirkung zwischen PRANDTL-MEYER-ECKENUMSTRÖMUNG und der Geometrie (Hubhilfe und Stutzen), abhängig vom Druckverhältnis  $\Pi$  und vom Öffnungsgrad beeinflusst.

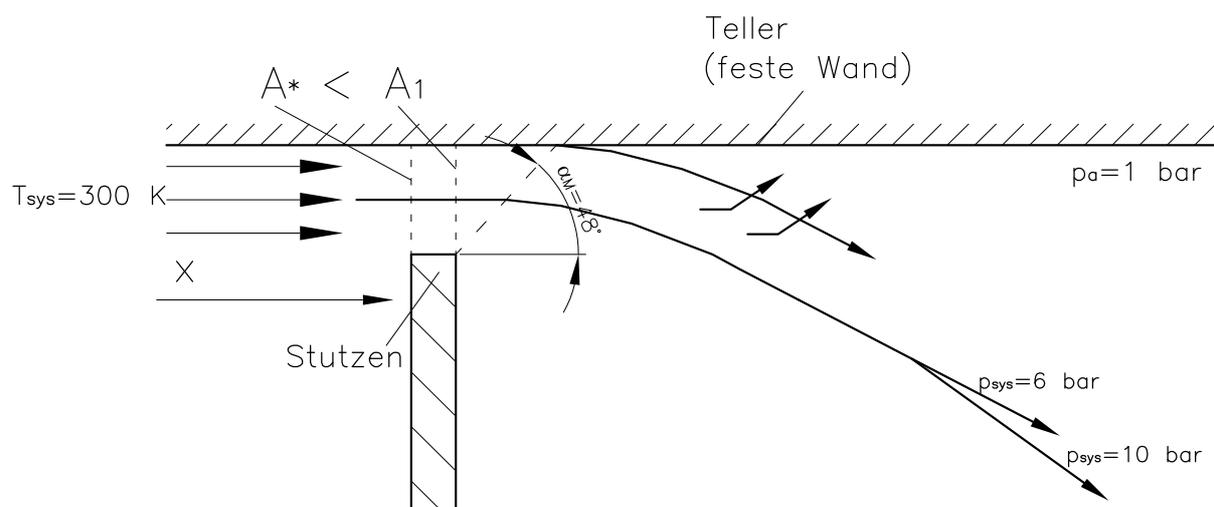


Abbildung 4.4: PRANDTL-MEYER-ECKENUMSTRÖMUNG mit  $M = 1,355$  unter Berücksichtigung verschiedener Druckverhältnisse

In den Tabellen 4.1 und 4.2 sind die so berechneten Zustandsgrößen am Sitzende und nach der Umlenkung bei Annahme einer ebenen Strömung für unterschiedliche Ruhedrücker zusammengefaßt. Beim Ruhedruck von 6 bar ergibt sich am Sitzende der statische Druck 2 bar und die Machzahl  $M = 1,355$ . Durch die Eckenumströmung auf den Gegendruck  $p_A = 1$  bar findet eine Beschleunigung auf  $M = 2,36$  statt.

Eine Annäherung an den rotationssymmetrischen Fall kann erreicht werden, wenn man für die jeweils durch die Umlenkung noch nicht beeinflusste Strömung die weitere Entspannung in der zuzuordnenden Überschalldüse berücksichtigt (s. Abb 4.5 (a) und (b)).

Zerlegt man den Öffnungsquerschnitt in Scheiben, so kann für jede Scheibe die Flächenerweiterung durch den zugehörigen Durchmesser  $d + \Delta d$ , Abbildung 4.5 (a) berechnet werden. Für jeden  $\Delta h$ -Abschnitt ist die Gleichung 4.5 in Verbindung mit dem zugehörigen Machschen Winkel anzuwenden.

Tabelle 4.1: Zustandsgrößen im Querschnitt  $A_1$ , isentrop, eindimensional

$p_{sys} [Pa] \Rightarrow$	600000	1000000	2000000	3000000	4000000	5000000	6000000
$p_1 [Pa]$	200786	334643	669286	1003930	1338573	1673217	2007860
$\rho_1 \left[ \frac{kg}{m^3} \right]$	3,188	5,313	10,628	15,941	21,256	26,569	31,883
$T_1 [K]$	219,43	219,43	219,43	219,43	219,43	219,43	219,43
$a_1 [-]$	296,93	296,93	296,93	296,93	296,93	296,93	296,93
$v_1 \left[ \frac{m}{s} \right]$	402,34	402,34	402,34	402,34	402,34	402,34	402,34
$M_1 [-]$	1,335	1,335	1,335	1,335	1,335	1,335	1,335

Tabelle 4.2: Zustandsgrößen nach der Umlenkung, isentrop, eindimensional

$p_{sys} [Pa] \Rightarrow$	600000	1000000	2000000	3000000	4000000	5000000	6000000
$p_2 [Pa]$	100000	100000	100000	100000	100000	100000	100000
$\rho_2 \left[ \frac{kg}{m^3} \right]$	2,36	2,69	3,15	3,43	3,63	3,79	3,93
$T_2 [K]$	183,72	175,44	166,85	162,87	160,41	158,68	157,37
$a_2 [-]$	271,69	265,50	258,92	255,81	253,87	252,50	251,46
$v_2 \left[ \frac{m}{s} \right]$	483,33	500,24	517,20	524,88	529,57	532,83	535,29
$M_2 [-]$	2,36	2,69	3,15	3,43	3,63	3,79	3,93

Für das vorgenante Beispiel mit  $p_{R,0} = 6$  bar und einer  $\Delta h$  - Wahl von 1 mm bei Stutzenabmessungen gemäß Abb. 4.5 (b) folgt dann ein Druckabbau entlang des Tellers im Bereich anliegender Strömung in Abhängigkeit vom Gesamthub bis auf die in Abbildung 4.6 angegebenen Werte. Die Machzahl erhöht sich jeweils auf die in Abbildung 4.7 angegebenen Werte.

Es folgt daraus zwangsläufig ein räumliches Druck- und Geschwindigkeitsfeld mit ggf. dem größten Druckabbau entlang des Tellers, bzw. im Tellerbereich.

Nach Auftreffen der Machschen Linien der beginnenden Umlenkung am Teller ist dann formal Strömungsablösung vom Teller gegeben. Aus der Kontinuitäts- bzw. Druckbedingung folgt zwangsläufig ab diesem Punkt die sich wiederum stetig ausweitende Rückumlenkung mit weiterer Beschleunigung bzw. durch quasi Auftreffen der Strömung auf den Teller nachfolgendem Druckanstieg, als auftretende Verdichtungslinien denkbar.

In Abhängigkeit vom erreichten Druck und Gegendruck sind zwei Verläufe möglich:

- Der Druck ist kleiner als der Gegendruck  $\Rightarrow$  Verdichtungsstoß mit anschließender erneuter Beschleunigung, ggf. weitere lokale Verdichtung;
- Der Tellerrand ist erreicht  $\Rightarrow$  ggf. weiter Entspannung auf den Endzustand;

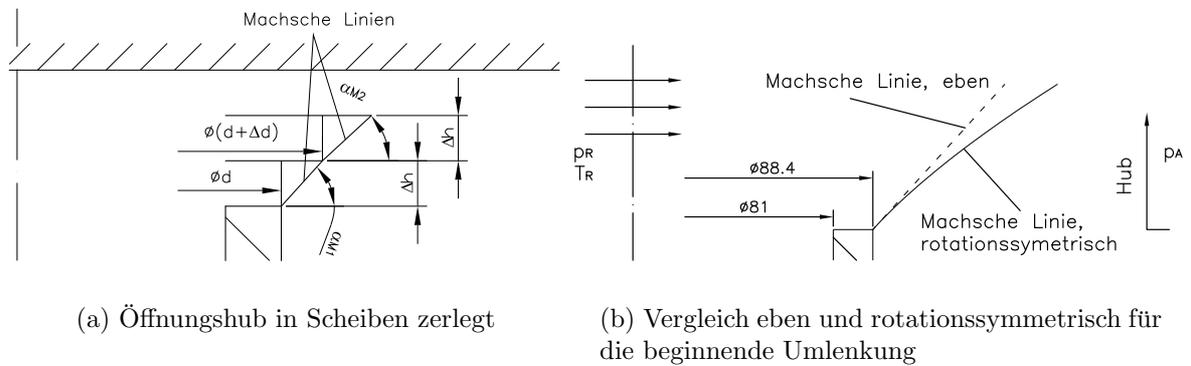


Abbildung 4.5: Machsche Linien beim rotationssymmetrischen Modell

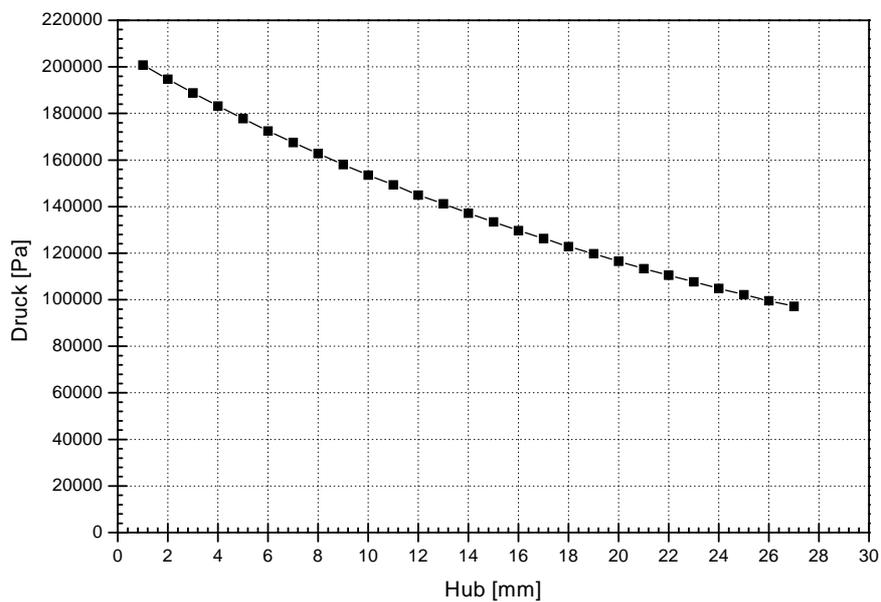


Abbildung 4.6: statischer Druck entlang der Machschen Linie, rotationssymmetrisch nach Abbildung 4.5 (b), Ruhewerte  $p_{R,0} = 6 \text{ bar}$ ;  $T_{R,0} = 300 \text{ K}$

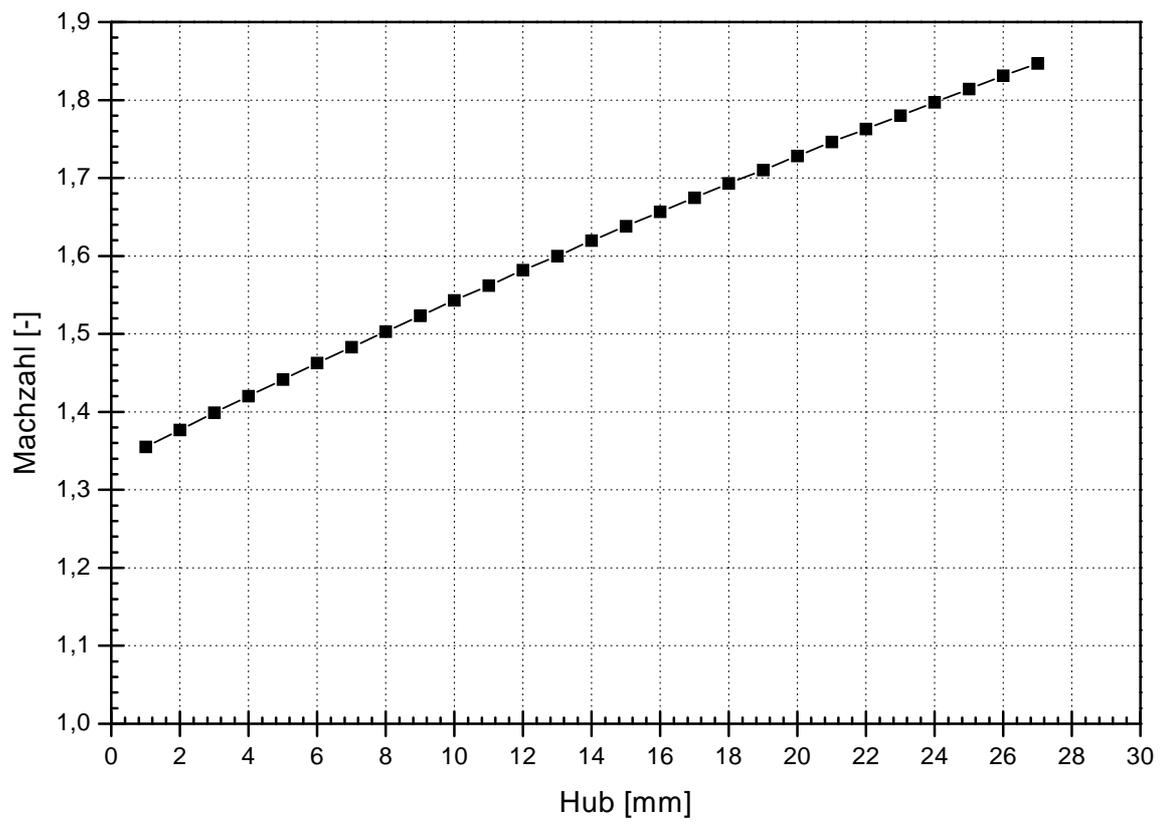


Abbildung 4.7: Machzahl entlang der Machschen Linie, rotationssymmetrisch nach Abbildung 4.5 (b), Ruhewerte  $p_{R,0} = 6$  bar;  $T_{R,0} = 300$  K

Die Entspannungsverläufe im Sicherheitsventil lassen sich gut im h-s Diagramm verfolgen. Kurve 1, Abb. 4.8, zeigt die Entspannung im idealen Fall. Im Beschleunigungsabschnitt findet keine Entropiezunahme (reibungsfrei) statt. Der Gegendruck, sowie der Tellerrand werden erreicht. Die Verzögerung auf den Endzustand ist isobar. Die Entropiezunahme wird durch Wandreibung und Strahlvermischung hervorgerufen.

Kurve 2, Abb. 4.8, zeigt einen möglichen realen Entspannungsverlauf. Schon im Beschleunigungsabschnitt nimmt die Entropie zu. Der Druck entlang des Tellers kann durch die erste stetige Beschleunigung (radiale Erweiterung + Lavadüsenbereich) sowie die Prandtl-Meyer-Beschleunigung den Gegendruck unterschreiten. Es folgt ggf. eine Kompression, eine Verzögerung, bedingt durch die Rückumlenkung des Austrittsstrahles durch die Wand. Der Gegendruck kann dabei überschritten werden, die Folge ist eine Wiederbeschleunigung. Abhängig vom Druckverhältnis sowie der geometrischen Gestaltung der Hubhilfe kann im weiteren Verlauf stromabwärts eine isobare Entspannung stattfinden, ggf. sind desweiteren

von der Geometrie der Hubhilfe abhängig schräge Verdichtungsstöße denkbar.

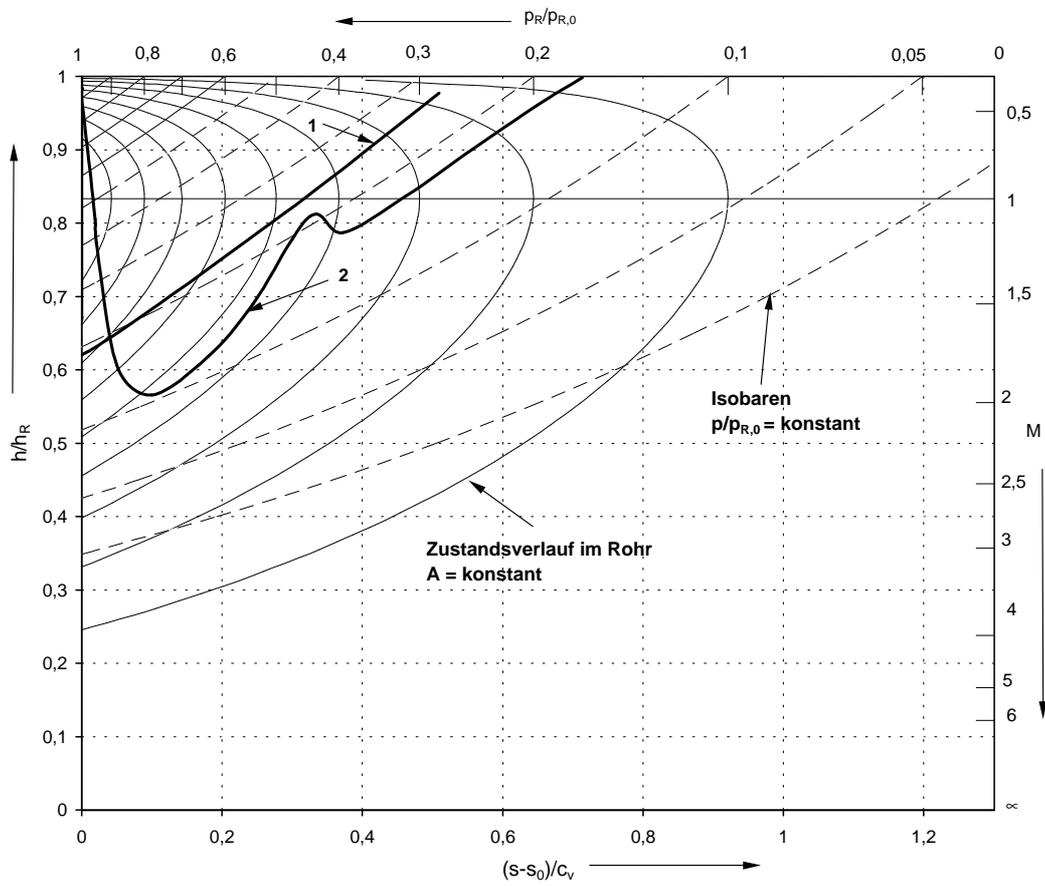


Abbildung 4.8: Zustandsverlauf,  $h - s$  Diagramm

# Kapitel 5

## Numerische Berechnung

### 5.1 Strömungsfeld-Bestimmungsgleichungen

Eine Strömung ist ein Zusammenspiel vieler komplexer Vorgänge. Die numerische Simulation von Strömungen hat zur Aufgabe, die einzelnen Vorgänge als auch ihr Zusammenspiel in Form von mathematischen Beziehungen zu beschreiben. Der Ablauf einer solchen numerischen Simulation von der Vorbereitung der Rechnung bis hin zur Lösung der Transportgleichungen ist in der Abb. 5.1 schematisch dargestellt.

Im ersten Schritt ist zunächst das zu behandelnde Problem klar zu definieren. Insgesamt sollte in diesem Abschnitt die Zielsetzung verfolgt werden, das zu behandelnde Problem so eng wie möglich einzugrenzen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit gehört hierzu auch das Bestreben, die Problemstellung so weit wie möglich zu vereinfachen.

Die Transportgleichungen der Strömungsmechanik können aus Bilanzen an einem ortsfesten Kontrollvolumen hergeleitet werden. In solchen Bilanzen müssen die Flüsse einer interessierenden Strömungsgröße über die Berandungen des Kontrollvolumens sowie Quellen oder Senken im und am Kontrollvolumen berücksichtigt werden, Abb 5.2. Stimmt die Summe aller zu- und abfließenden Flüsse mit zum Kontrollvolumen gehörender Quelle oder Senke nicht überein, ändert sich der Wert der bilanzierten Größe im Kontrollvolumen mit der Zeit.

Flüsse einer Größe über die Kontrollvolumenoberfläche entstehen durch die "Verschiebung" des Strömungsmediums mit der mittleren, makroskopischen Strömungsgeschwindigkeit; diese Flüsse werden als konvektive Flüsse bezeichnet. Die der makroskopischen Bewe-

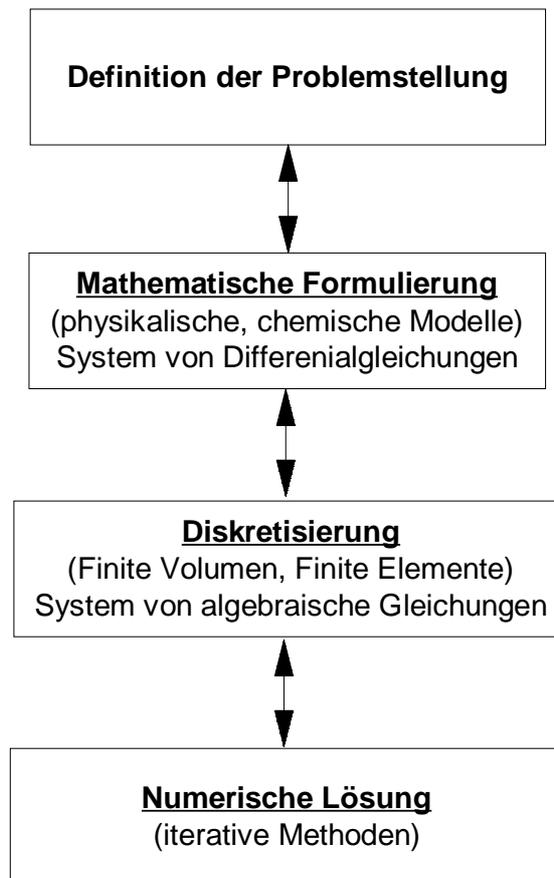


Abbildung 5.1: Numerische Simulation von Strömungen

gung des Fluids überlagerten molekularen Schwankungen bewirken in ihrer Gesamtheit eine zweite Form von Flüssen; die sogenannten diffusiven Flüsse. Während die Stärke der konvektiven Flüsse von der lokalen Strömungsgeschwindigkeit abhängt, sind die diffusiven Flüsse gewöhnlich an die lokal herrschenden Gradienten der interessierenden Strömungsgröße gekoppelt.

Im folgenden werden nun einige der Grundgleichungen der Strömungsmechanik in kartesischen Koordinaten angeführt. Es wird darauf hingewiesen, daß diese Transportgleichungen hier jedoch nicht im einzelnen hergeleitet werden. Eine Herleitung und Erörterung der einzelnen Transportgleichungen wird beispielsweise in [17], [18] und [19] gegeben.

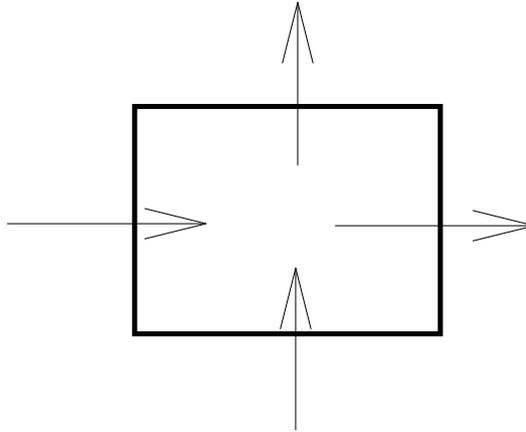


Abbildung 5.2: Bilanz am Kontrollvolumen

## Massebilanz

Die Massebilanz an einem ortsfesten Kontrollvolumen ergibt für die zeitliche Änderung der in dem Kontrollvolumen enthaltenen Masse

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = - \int_A \rho (v \cdot dA) \quad (5.1)$$

In dieser als Kontinuitätsgleichung bezeichneten Transportgleichung wird die zeitliche Änderung der Masse im Volumen  $V$  mit dem auf der linken Gleichungsseite befindlichen Volumenintegral erfaßt. Der Massezu- und -abfluß wird mit dem auf der rechten Gleichungsseite stehenden Oberflächenintegral über die gesamte Oberfläche  $A$  des Kontrollvolumens bilanziert.

Mit dem Satz von Gauß

$$\int_V \operatorname{div}(f) dV = \int_A (f \cdot dA) \quad (5.2)$$

und der Definition der Divergenz eines Vektors  $f$  für kartesische Koordinaten  $x_1, x_2, x_3$

$$\operatorname{div}(f) = \frac{\partial f_1}{\partial x_1} + \frac{\partial f_2}{\partial x_2} + \frac{\partial f_3}{\partial x_3} \quad (5.3)$$

folgt aus der integralen Form der Massebilanz (5.1) die differentielle Form der Massebilanz

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (5.4)$$

Gleichung 5.4 ist in Tensornotation angegeben. Bei Tensornotation ist die Summenkonvention nach Einstein zu beachten.

Neben der Formulierung der Massebilanz in Tensornotation kann auch die vektorielle Schreibweise angegeben werden. Mit der Definition der Divergenz eines Vektors in Gleichung (5.3) folgt so

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \cdot v) = 0 \quad (5.5)$$

als Transportgleichung der Gesamtmasse.

## Impulsbilanz

Zur Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes einer Strömung können Impulsbilanzen aufgestellt werden. Bei reibungsbehafteten Strömungen kann dabei auf die Navier-Stokesschen Gleichungen zurückgegriffen werden. Damit ist beispielsweise die Impulsbilanz in  $i$ -Richtung

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] \quad (5.6)$$

wobei  $\delta_{ij} = 0$  für  $i \neq j$  und  $\delta_{ij} = 1$  für  $i = j$ .

Bei vernachlässigbarer Strömungsreibung kann von der sogenannten Eulerschen Bewegungsgleichung ausgegangen werden

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (5.7)$$

Die Gleichungen (5.6) und (5.7) können wieder aus einer Bilanz an einem ortsfesten Kontrollvolumen aufgestellt werden.

Die Impulsgleichungen können auch aus dem Newtonschen Grundgesetz  $F = m \cdot a$  abgeleitet werden. Hieraus folgt für die  $i$ -Richtung mit  $m = \rho \cdot V$

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = f_i \quad (5.8)$$

Dabei sind  $f_i = \frac{F_i}{V}$  und  $\frac{dv_i}{dt} = a_i$  die volumenbezogene Kraft und die Beschleunigung in  $i$ -Richtung.

Gleichung (5.8) gibt für ein in der Strömung mitbewegtes Koordinatensystem die Impulsbilanz wieder. Hierbei wird also nicht wie in der bereits erläuterten Vorgehensweise von einem ortsfesten Kontrollvolumen ausgegangen. Die Bezugnahme auf ein ortsfestes Bezugssystem wird als Eulersche Betrachtungsweise, das mitbewegte Bezugssystem dagegen als Lagrangesche Betrachtungsweise bezeichnet. Für eine Strömungsgröße  $\Phi(t, x_j)$  die in der Zeit und im Ort veränderlich ist ( $\Phi$  ist beispielsweise eine der Geschwindigkeitskomponenten), kann folgender Zusammenhang zwischen Eulerscher und Lagrangescher Formulierung hergestellt werden

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial t} + v_j \frac{\partial\Phi}{\partial x_j} = \frac{\partial\Phi}{\partial t} + (v \cdot \text{grad}\Phi) \quad (5.9)$$

wobei der Gradient eines Skalars  $f$  in kartesischen Koordinaten mit

$$\text{grad}(f) = \left[ \frac{\partial f}{\partial x_1}, \frac{\partial f}{\partial x_2}, \frac{\partial f}{\partial x_3} \right]^T \quad (5.10)$$

definiert ist.

## Turbulenzmodelle

Zum Anpassen der Impuls- (NAVIER-STOKES) Gl. 5.6 und Kontinuitätsgleichungen Gl. 5.1, auf turbulente Strömungen werden die Augenblickswerte  $v$  und  $p$  durch ihre Mittelwerte  $\bar{v}$  und  $\bar{p}$  mit überlagerten stochastischen Schwankungsgrößen  $v'$  und  $p'$  ersetzt, also  $v = \bar{v} + v'$  sowie  $p = \bar{p} + p'$ . Anschließend erfolgt an den so geänderten Gleichungen die Mittelwertbildung. Dadurch ergeben sich die sog. Reynolds-Gleichungen. Diese können daher auch als gemittelte Navier-Stokes oder Impulsgleichungen bezeichnet werden. Sie berücksichtigen den Einfluß der turbulenten Schwankungsbewegungen. Bei turbulenten Strömungen übersteigen die Reynolds-Spannungen meist um mehrere Größenordnungen (bis über Faktor 1000 [21]) die Viskositätsspannungen. Da die Reynolds-Spannungen praktisch noch nicht exakt faßbar und damit auch nicht mathematisch zugänglich sind, sind ersatzweise experimentell unterlegte Turbulenzmodell-Ansätze notwendig.

Zum Berechnen turbulenter Strömungen müssen die Reynolds-Spannungen oder ersatzweise die Scheinviskosität bekannt, bzw. ermittelbar sein. Die Zusammenhänge sind äußerst komplex und bisher nicht exakt analytisch darstellbar. Die mathematische Beschreibung der Auswirkungen (Reibung, Impulsverlust) des stochastischen Turbulenzgeschehens er-

folgt daher näherungsweise durch Turbulenzmodelle, die über Analogien aufgestellt sind und zudem meist experimentell abgestützt werden müssen.

Turbulenzmodelle sollen zusammengefaßt folgende Eigenschaften besitzen:

- Die Funktionen und die dazu notwendigen halbempirischen Konstanten sollen für möglichst viele verschiedene Strömungsfälle gelten. Nur dann ist eine gute Vorhersagekraft gegeben.
- Die Zahl der grundlegenden Modellansätze und der empirischen Konstanten soll möglichst gering sein. Je größer die Anzahl, desto schwieriger wird ihre Bestimmung.
- Die Anwendung der Modelle soll einfach und numerisch stabil sowie wirtschaftlich in der Anwendung sein.

Diese Forderungen sind zum Teil unvereinbar. Deshalb ist in der Praxis stets ein Kompromiß betreffs Allgemeingültigkeit, Genauigkeit sowie Wirtschaftlichkeit notwendig.

## Klassifizierung der Turbulenzmodelle

Eine Ordnung ist nach der Anzahl der notwendigen Differentialgleichungen für die Turbulenzgrößen zweckmäßig.

**Nullgleichungsmodelle** enthalten keine zusätzlichen Differentialgleichungen für die Turbulenzgrößen, sondern ausschließlich algebraische Beziehungen. Beispielhaft sind die Wirbelviskosität, sowie die Mischungsweglänge zu nennen.

**Eingleichungsmodelle** enthalten eine zusätzliche Differentialgleichung (Transportgleichung) für eine Turbulenzgröße. Sie gehen fast immer von der turbulenten Energiegleichung aus. Die Terme für die Diffusion und die Dissipation müssen modelliert werden.

**Zweigliedungsmodelle** enthalten zwei zusätzliche Differentialgleichungen für zwei Turbulenzgrößen. Als erste Gleichung wird häufig die turbulente Energiegleichung verwendet. Als zweite Gleichung wird eine Bilanzgleichung für eine kinematische Größe benutzt. Es handelt sich um eine Bilanz zwischen Konvektion, Diffusion und Quellterm.

**Reynolds-Spannungsmodelle:** Die Reynolds-Spannungsmodelle verwenden die Bilanzgleichungen für die Reynolds - Spannungen. Es handelt sich um eine Bilanz zwischen Produktion, Dissipation, Druck - Scher - Korrelation und Diffusion. Turbulenzmodelle, die auf

diesen vier Termen basieren, werden Schließungsmodelle zweiter Ordnung (engl. second - order closure models) genannt.

## Grobstruktursimulation (LES; large eddy simulation) und direkte Simulation DNS

Alle Turbulenzmodelle gehen von den zeitlich gemittelten Bewegungsgleichungen aus. Ein vielversprechender Weg ist die sog. Grobstruktursimulation, auch als LES, Large-Eddy-Simulation, bezeichnet. Bei dieser Technik werden auch die zeitabhängigen Bewegungsgleichungen numerisch gelöst, jedoch erfolgt dabei eine Filterung der Gleichungen. Die Filterung kann beispielsweise dadurch geschehen, daß die Bewegungsgleichungen über ein Maschenvolumen des Rechengitters integriert werden. Die Grobstrukturgrößen sind dann in einem Volumen konstant, sie ändern sich jedoch von Maschenvolumen zu Maschenvolumen und mit der Zeit, sind also Momentanwerte. Der Einfluß der turbulenten Feinstruktur auf die Grobstruktur muß modelliert werden. Die Modellierung der Feinstruktur erfolgt ähnlich wie bei den Turbulenzmodellen. Näherungsfehler bei der Feinstruktur-Modellierung sind jedoch weniger gravierend, da die Bewegung der Feinstruktur-Turbulenz nur einen sehr geringen Beitrag zur gesamten turbulenten kinetischen Energie und zum Impulsstrom liefert [22]. Je feiner die Maschenweite des Rechengitters und damit die Filterung, um so geringer der Anteil der Turbulenz, der modelliert werden muß. LES kann als Mischung von DNS und Zweigleichungsturbulenzmodellen aufgefaßt werden.

Wünschenswert wäre die Lösung der allgemeinen instationären Bewegungsgleichungen ohne vorherige Mittelung. In diesem Fall spricht man von *direkter Simulation*. Da hierfür der numerische Aufwand außerordentlich hoch ist, sind bisher wenige derartige Rechnungen durchgeführt worden. Der Wert solcher Rechnungen besteht darin, Grundlagen für das Verständnis der Turbulenz zu liefern.

Beide Verfahren sind zu aufwendig, um ganz allgemein für praktische Ingenieuraufgaben eingesetzt werden zu können.

Eine Übersicht über die gängigen Turbulenzmodelle, LES und DNS gibt Abbildung 5.3. Die Zuordnung der einzelnen Verfahren bezüglich Allgemeingültigkeit/Genauigkeit, Wirtschaftlichkeit (Rechenaufwand) und numerische Stabilität verdeutlicht die Kompromissnotwendigkeit bei der Auswahl des passenden bzw. machbaren Verfahrens. Für zahlreiche ingenieurtechnische Anwendungen, gekennzeichnet durch gute Allgemeingültigkeit sowie Kon-

vergenzverhalten hat sich in der CFD-Praxis das  $k - \varepsilon$  Turbulenzmodell durchgesetzt [25], [26]. Die Grundgleichungen, die halbempirischen Modellkonstanten, sowie deren Implementierung in Solver-Codes sind für das  $k - \varepsilon$  Turbulenzmodell in der Fachliteratur ausführlich beschrieben [23], [24].

Für die Erfassung der strömungsabhängigen Turbulenz der vorgestellten Ergebnisse in dieser Arbeit wurde ausschließlich das Standard  $k - \varepsilon$  Turbulenzmodell eingesetzt.

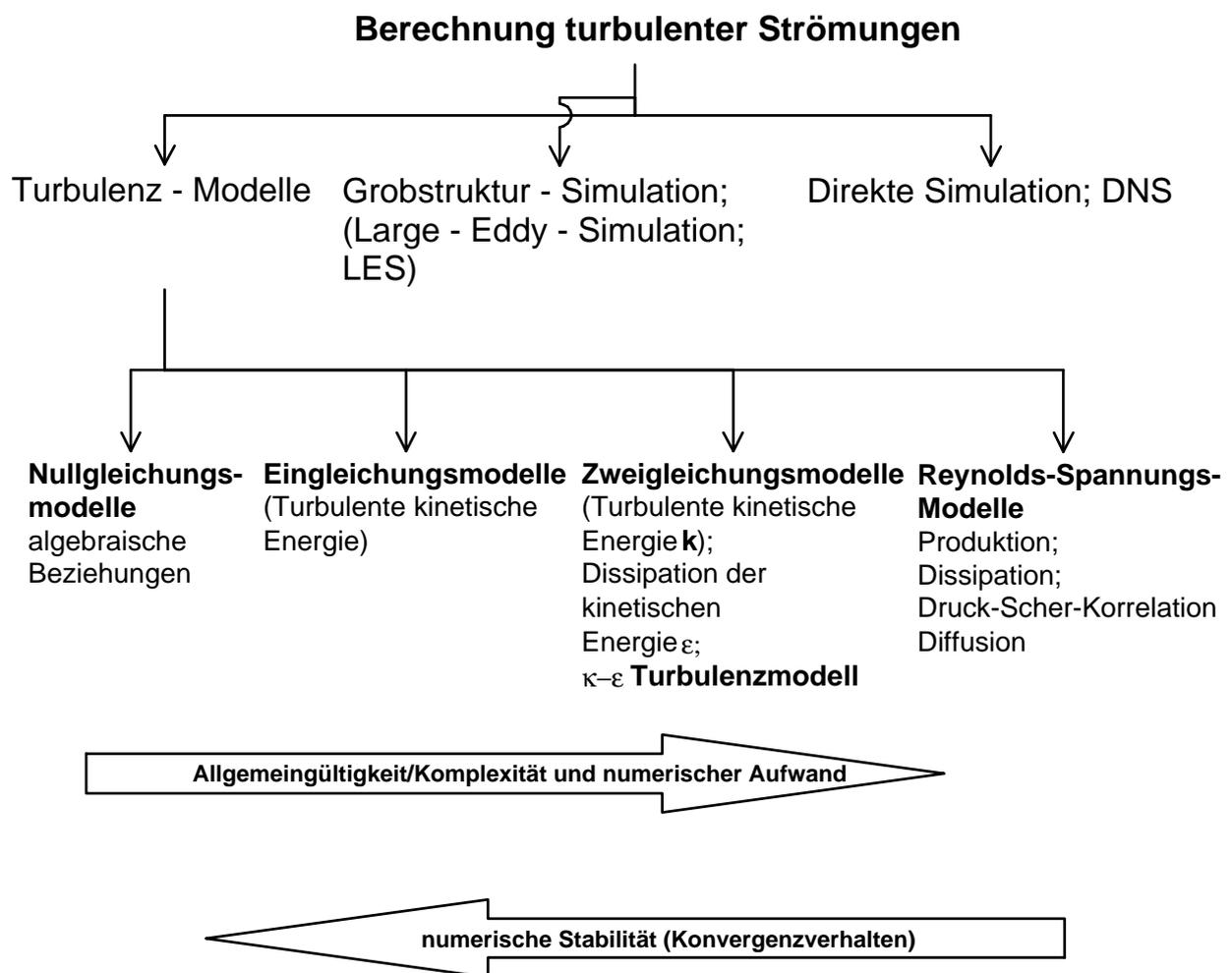


Abbildung 5.3: Berechnung turbulenter Strömungen; Allgemeingültigkeit und Rechenaufwand

## Energiebilanz

Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik, angewandt auf ein Kontrollvolumen als Bilanzraum, folgt eine Gleichung für die Energieerhaltung. Durch Umformen [17], [20] kann hieraus die folgende Bilanzgleichung für die Temperatur gewonnen werden

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_p v_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S_T \quad (5.11)$$

Im Quellterm  $S_T$  ist beispielsweise die Temperaturerhöhung durch Dissipation in kompressiblen Strömungen oder durch Wärmestrahlung zu berücksichtigen.

Mit der Prandtl-Zahl

$$Pr = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} \quad (5.12)$$

und für eine konstante spezifische Wärmekapazität  $c_p$  führt Gleichung (5.11) zu

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S_T \quad (5.13)$$

Wird in Gleichung (5.13) die Temperatur  $T$  durch eine Geschwindigkeitskomponente  $u_i$  ersetzt und die Prandtl-Zahl zu  $Pr = 1$  gesetzt, folgt die Impulsgleichung in  $i$ -Richtung. Der Grund dafür liegt in den allen Gleichungen gemeinsamen Transportmechanismen der Konvektion und der Diffusion, die in ihrer Form unabhängig von den jeweils betrachteten Strömungsgröße sind.

## Allgemeine Form der Transportgleichungen

Aufgrund der Ähnlichkeit, die bei den angeführten Transportgleichungen besteht, können diese Gleichungen in einer allgemeinen Form dargestellt werden

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t}}_{\text{lok. zeitl. Änderung}} + \underbrace{\frac{\partial(\rho v_j \Phi)}{\partial x_j}}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{S_\Phi}_{\text{Quellterme}} \quad (5.14)$$

Dabei ist für die abhängige Variable  $\Phi$  die jeweils interessierende Strömungsgröße einzusetzen.  $\Gamma$  ist der zugehörige Diffusionskoeffizient. Zur Anpassung einer beliebigen Trans-

portgleichung an die allgemeine Form werden alle Terme, die nicht zur Konvektion oder Diffusion gehören, einfach im Quellterm versammelt.

In Vektorschreibweise lautet die allgemeine Transportgleichung

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v\Phi) = \operatorname{div}(\Gamma \operatorname{grad}\Phi) + S_\Phi \quad (5.15)$$

Die abhängige Variable  $\Phi$  ist im allgemeinen eine Funktion des Ortes und der Zeit, d.h.  $\Phi = \Phi(x, y, z, t)$ .  $x, y, z$  und  $t$  sind in Gleichung (5.14) die unabhängigen Variablen. Hierzu sei angemerkt, daß durch eine geschickte Wahl des Koordinatensystems ggf. die Anzahl der relevanten Gleichungen reduziert werden kann. So ist beispielsweise eine rotations-symmetrische Rohrströmung in kartesischen Koordinaten dreidimensional; in Zylinderkoordinaten  $r, \theta, z$  genügen dagegen schon die zwei Dimensionen  $r$  und  $z$ .

Gewöhnlich können alle Transportgleichungen einer Strömung in der Form der allgemeinen Transportgleichung (5.14, 5.15) dargestellt werden. Dies hat zur Folge, daß die in der numerischen Strömungsberechnung angewandten Methoden nur zur Lösung von partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung in der Lage sein müssen, die die Form der allgemeinen Transportgleichung aufweisen.

## 5.2 Diskretisierung der Transportgleichungen

Wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, bilden die mathematischen Beziehungen zur Beschreibung von Strömungen ein System von gekoppelten, nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen. Analytische Lösungen eines solchen Systems von Differentialgleichungen können in der Regel nicht gefunden werden. Hier sind numerische Lösungsmethoden erforderlich. Bei der numerischen Lösung werden zunächst die differentiellen Transportgleichungen durch eine sogenannte Diskretisierung in algebraische Gleichungen überführt.

Zur Diskretisierung solcher Gleichungen sind unterschiedliche Verfahren bekannt. In der numerischen Strömungsberechnung werden derzeit vorwiegend die Methoden der Finiten Elemente und der Finiten Volumen eingesetzt. Diesen Methoden ist gemeinsam, daß in den interessierenden Strömungsbereich ("Rechenfeld") ein "Rechengitter" gelegt wird, Abb. 5.4. Die Verteilung einer abhängigen Variablen  $\Phi$  soll an diskreten Punkten, den "Rechenpunkten", bestimmt werden. Dabei können beispielsweise die Knotenpunkte des Rechengitters als Rechenpunkte definiert werden.

Die kontinuierliche Verteilung von  $\Phi$  wird somit durch die  $\Phi$ -Werte an diskreten Stellen dargestellt. Die analytische Lösung der Differentialgleichungen wird durch die numerische Lösung ersetzt. Dabei werden die algebraischen Beziehungen zur Berechnung der diskreten Verteilung durch die Diskretisierungsmethode gefunden.

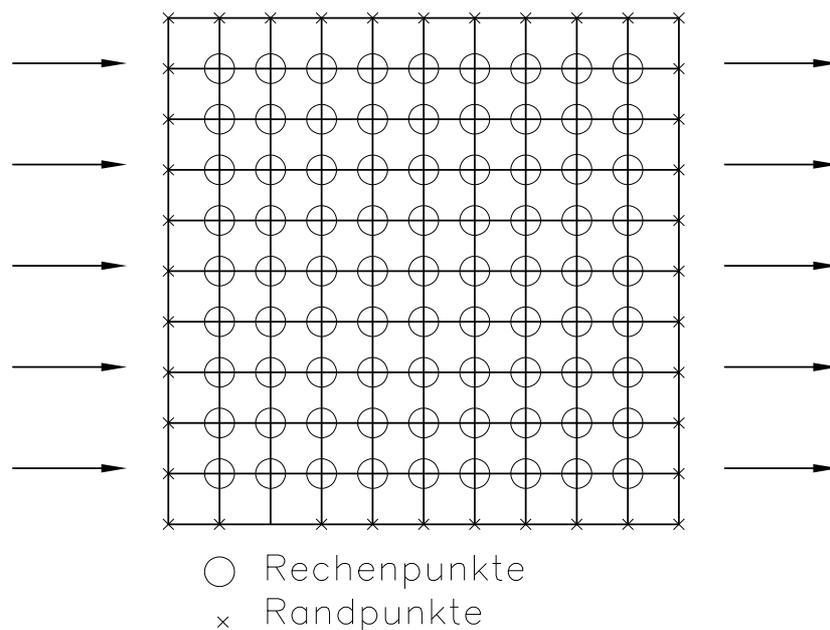


Abbildung 5.4: Rechengitter

## Finite Differenzen

Bei der Methode der Finiten Differenzen [27], [28], [29] werden die Ableitungen in den Transportgleichungen durch Approximationen aus der Taylor-Reihenentwicklung ersetzt. So gilt beispielsweise für ein Rechengitter mit konstanten Abständen zwischen den einzelnen Rechenpunkten in der  $x$ -Richtung

$$\Phi_i = \Phi_{i+1} - \Delta x \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_{i+1} + \frac{1}{2} \Delta x^2 \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right)_{i+1} - \dots \quad (5.16)$$

$$\Phi_{i+2} = \Phi_{i+1} - \Delta x \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_{i+1} + \frac{1}{2} \Delta x^2 \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right)_{i+1} - \dots \quad (5.17)$$

usw. Aus Umformungen und Kombinationen dieser Reihensätze können bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung die verschiedenen Terme in den Differentialgleichungen angenähert werden. Aus Gleichung (5.16) können so beispielsweise die sogenannten "Rückwärtsdifferenzen" abgebildet werden

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_{i+1} = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_i}{\Delta x} + O(\Delta x^1) \quad (5.18)$$

In Gleichung 5.18 bedeutet  $O(\Delta x^1)$ , daß die Approximationsfehler mit der ersten Ordnung des Abstands  $\Delta x$  zwischen zwei benachbarten Rechenpunkten wachsen.

Aus der Differenz (5.16)-(5.17) folgen die sogenannten "Zentraldifferenzen"

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_{i+1} = \frac{\Phi_{i+2} - \Phi_i}{2\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (5.19)$$

und aus (5.16)+(5.17) folgt

$$\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}\right)_{i+1} = \frac{\Phi_i + \Phi_{i+2} - 2\Phi_{i+1}}{\Delta x^2} + O(\Delta x^2) \quad (5.20)$$

Natürlich sind auch andere Kombinationen zur Approximation denkbar.

Durch die Finiten Differenzen werden also die Ableitungen in den differentiellen Transportgleichungen an diskreten Punkten mit Differenzformeln approximiert. Als Diskretisierungsfehler werden die Abweichungen der auf einem endlichen Rechengitter erzielten Werte zu denen des unendlich feinen Rechengitters (exakte, analytische Lösung) bezeichnet. Die Verringerung des Diskretisierungsfehler wird bei der FD-Methode durch Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung in der Entwicklung der Taylor-Reihe erreicht.

## Finite Volumen

Bei der Methode der Finiten Volumen wird das gesamte Rechenfeld in einzelne Kontrollvolumen ("Rechenzellen") unterteilt. Die Begrenzungen der einzelnen Kontrollvolumen können beispielsweise aus den Linien des Rechengitters abgeleitet werden (Abb. 5.4). Als Lage der zu jeweils einem bestimmten Kontrollvolumen gehörenden Rechenpunkte kann in diesem Fall beispielsweise der Mittelpunkt der einzelnen Volumen festgelegt werden (Abb. 5.5).

Alternativ hierzu können aber auch zuerst die Knoten des Rechengitters als Rechenpunkte aufgefaßt werden und die Kontrollvolumengrenzen jeweils in der Mitte zwischen zwei benachbarten Gitterknoten gezogen werden. Festzuhalten bleibt, daß mit beiden Prozeduren zur Festlegung der Diskretisierung des Rechenfeldes nichtüberlappende Kontrollvolumen erzeugt werden.

Die Überführung der Differentialgleichungen in algebraische Gleichungen besteht bei der Methode der Finiten Volumen darin, die Differentialgleichungen über einzelne Kontrollvolumen zu integrieren. Das bedeutet, daß hier im Gegensatz zu den Finiten Differenzen nicht die differentielle Form, sondern die integrale Form der Transportgleichungen der eigentliche Ausgangspunkt ist.

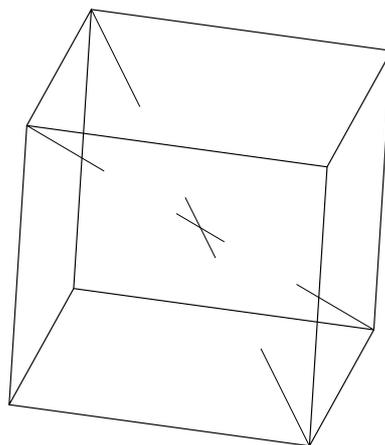


Abbildung 5.5: Kontrollvolumen

Die Ableitung der algebraischen Beziehungen soll im folgenden anhand der vektoriellen Schreibweise der formulierten Transportgleichungen erfolgen

$$\operatorname{div}(\rho c \Phi) = \operatorname{div}(\Gamma_{\Phi} \cdot \operatorname{grad} \Phi) + S_{\Phi} \quad (5.21)$$

Gleichung 5.21 lautet in integraler Form für ein Kontrollvolumen  $V$

$$\int_V \operatorname{div}(\rho c \Phi) dV = \int_V \operatorname{div}(\Gamma_{\Phi} \cdot \operatorname{grad} \Phi) dV + \int_V S_{\Phi} dV \quad (5.22)$$

Mit dem Satz von Gauß können die Integrale über das Kontrollvolumen  $V$  in Integrale über die das Kontrollvolumen umhüllende Oberfläche  $A$  umgewandelt werden

$$\int_A \rho \Phi (c \cdot dA) = \int_A \Gamma_\Phi (\text{grad}\Phi \cdot dA) + \int_V S_\Phi dV \quad (5.23)$$

Damit und mit der Annahme, daß über die Fläche, die das Kontrollvolumen einschließt, jeweils homogene Verteilungen von  $\rho$ ,  $\Gamma$ ,  $c$ ,  $\Phi$  vorliegen, folgt

$$\sum_j [(\rho\Phi)_j \cdot (c_j A_j)] = \sum_j [\Gamma_{\Phi,j} \cdot ((\text{grad}\Phi)_j \cdot A_j)] + \int_V S_\Phi dV \quad (5.24)$$

wobei mit dem Index "j" einzelne Flächenteile der gesamten Oberfläche des Kontrollvolumens gekennzeichnet werden.

## Forderungen an die Diskretisierung der Transportgleichungen

Neben dem Anspruch an eine möglichst hohe Genauigkeit muß an die Diskretisierung der differentiellen Transportgleichungen eine Reihe weiterer allgemeingültiger Forderungen gestellt werden, die dafür Sorge tragen, daß die physikalische Problemstellung in der numerischen Formulierung möglichst gut wiedergegeben wird.

Wie schon verschiedentlich erläutert wurde, wird in den diversen Transportgleichungen stets die Bilanz einer Strömungsgröße an infinitesimalen Kontrollvolumen und damit in der Summe auch für das gesamte betrachtete Strömungsfeld gezogen. Eine wichtige Bedingung lautet, daß auch mit den aus der Diskretisierung stammenden algebraischen Beziehungen die einzelnen Strömungsgrößen so berechnet werden, daß damit die entsprechenden integralen Bilanzen im Strömungsfeld erfüllt werden. Wird diese Forderung in der Diskretisierung erfüllt, spricht man von einer konservativen Diskretisierung.

Die Methode der Finiten Differenzen kann schnell zu einer nichtkonservativen Diskretisierung der Strömungstransportgleichungen führen.

Im Gegensatz zur FD-Diskretisierung steht die Methode der Finiten Volumen in dem Ruf, immer in einer konservativen Diskretisierung zu resultieren. Genau genommen gilt aber, daß mit den Finiten Volumen in der Regel die konvektiven und die diffusiven Terme konservativ diskretisiert werden.

### 5.3 Numerische Strömungssimulation in primitiven Variablen

Bei der Strömungssimulation auf der Basis der sogenannten primitiven Variablen Geschwindigkeit und Druck müssen die Kontinuität und die Impulsbilanz gleichzeitig erfüllt sein. Hier besteht die numerische Aufgabe nicht allein in der Lösung einer einzelnen Transportgleichung. Vielmehr müssen gleichzeitig die Impulsgleichungen und die Kontinuitätsgleichung so gelöst werden, daß die ermittelten Geschwindigkeitsfelder sowohl die Impulsbilanz als auch die Massebilanz erfüllen.

Zur Berechnung von konsistenten Druck- und Geschwindigkeitsfeldern sind derzeit zwei prinzipiell unterschiedliche Vorgehensweisen üblich. In der einen Methode wird die Kontinuitätsgleichung zur Bestimmung der lokalen Dichte benutzt. Aus der Dichte kann dann mit einer Zustandsgleichung der Druck bestimmt werden, der wiederum in den Impulsgleichungen einzusetzen ist. Diese Vorgehensweise ist von Vorteil, wenn kompressible Strömungen zu berechnen sind und ist daher die Basis für viele erfolgreiche Techniken zur Berechnung von kompressiblen Strömungen [30], [31] und [32].

Die auf die Dichte bezogene Methode kann aber nur dann genutzt werden, wenn zwischen Druck und Dichte auch tatsächlich eine eindeutige Beziehung besteht. Bei inkompressiblen Strömungen kann diese Methode daher nur mit Maßnahmen, die eine künstliche Verbindung zwischen Druck und Dichte schaffen, genutzt werden. Ein Beispiel hierfür ist die sogenannte Methode der künstlichen Kompressibilität, bei der zwischen Druck und Dichte willkürlich eine schwache Kopplung angesetzt wird [28].

Neben der auf die Dichte bezogene Methode zur Ermittlung des Geschwindigkeits- und Druckfeldes wird ein auf den Druck bezogenes Verfahren eingesetzt. Bei dieser Methode zum Abgleich von Impuls und Kontinuität wird der Druck aus einer Gleichung bestimmt, die aus der Impulsbilanz und der Kontinuitätsgleichung resultiert. Eine solche Vorgehensweise hat gegenüber den auf die Dichte bezogenen Verfahren den Vorteil, grundsätzlich sowohl für inkompressible als auch für kompressible Strömungen anwendbar zu sein [33]. Bei diesen auf den Druck bezogenen Verfahren sind gegenwärtig unterschiedliche Lösungsstrategien für die numerische Simulation bekannt:

#### Druckkorrekturverfahren

- SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations)

- SIMPLEC (SIMPLE-Consistent)

Dabei wird allgemein in folgenden Schritten vorgegangen:

1. Abschätzen eines Druckfeldes  $p^*$  (z. B. homogene Druckverteilung im gesamten Rechenfeld)
2. Lösung der Impulsgleichungen  $\implies u^*, v^*$
3. Lösung der Druckkorrekturgleichungen  $\implies p'$
4. Korrektur des Druckfeldes  $\implies p = p^* + p'$
5. Korrektur des Geschwindigkeitsfeldes  $\implies u, v$
6. Lösung der Differentialgleichungen für die Größen, die das Geschwindigkeitsfeld beeinflussen.
7. Falls Konvergenz noch nicht erreicht wurde  $\implies$  Wiederholung der Schritte 2 bis 6

Konvergenz ist dann erreicht, wenn ein Geschwindigkeitsfeld gefunden wurde, das gleichzeitig die Impuls- und die Massebilanz erfüllt.

Bei SIMPLE werden die Terme der Form  $\sum_{nb}(a_{u,nb}u'_{nb})$  und die Nichtlinearität der Differenzgleichungen vernachlässigt.

Bei SIMPLEC werden die Terme  $\sum_{nb}(a_{u,nb}u'_{nb})$  nicht vernachlässigt.

### Direkte Druckbestimmung

- SIMPLER (SIMPLE-Revised)

Es gilt folgende Herangehensweise:

1. Abschätzen eines Geschwindigkeitsfeldes
2. Berechnung der Koeffizienten der Impulsgleichungen und daran anschließend Berechnung der Pseudogeschwindigkeiten  $\implies \hat{u}, \hat{v}$
3. Lösung der Druckgleichungen  $\implies p$

4. Lösung der Impulsgleichungen unter Zugrundelegung der Drücke, die in Schritt 3. erhalten wurden
5. Lösung der Druckkorrekturgleichungen unter Zugrundelegung von  $u^*$ , und  $v^* \implies p'$
6. Korrektur des Geschwindigkeitsfeldes  $\implies u, v$
7. Lösung der Differenzgleichungen für die Größen, die das Geschwindigkeitsfeld beeinflussen.
8. Falls Konvergenz noch nicht erreicht wurde  $\implies$  Wiederholung der Schritte 2 bis 7.

Im Gegensatz zu den Druckkorrekturverfahren können hierbei die Koeffizienten der Druckgleichungen nicht einfach manipuliert werden, um eine Dämpfung in der Änderung des Druck- und damit auch des Geschwindigkeitsfeldes zu erreichen. Die Erfahrung lehrt jedoch, daß auch hier aus numerischen Gründen eine solche Dämpfung erforderlich ist. Dabei wird allerdings nicht die Korrektur einer Größe sondern die Größe selbst verändert. Andererseits kann aber nur dann ein die Kontinuität erfüllendes Geschwindigkeitsfeld abgeleitet werden, wenn der Druck aus der unverfälschten Druckgleichung bestimmt wird. Aus diesem Grund sollte das Geschwindigkeitsfeld bei SIMPLER durch eine zusätzliche Druckkorrektur korrigiert werden. An dieser Stelle sei der Vorteil der Druckkorrekturverfahren herausgestellt. Die Druckkorrekturen können klein gehalten werden, gleichzeitig erfüllen aber die mit diesen Druckkorrekturen verbesserten Geschwindigkeiten die Kontinuität.

## 5.4 Herangezogenes Berechnungsprogramm

Für die numerische Strömungsfeldberechnung wurde das CFD-Programmsystem CFX-TASCflow der Firma AEA Technology herangezogen. Die Software hat folgenden Leistungsumfang:

- kompressible und inkompressible Strömungen
- unterkritische und überkritische Zustände
- laminar und turbulent
- stationär und instationär

- rotierende Gitter

Für die Diskretisierung des Strömungsgebietes werden strukturierte nichtorthogonale Rechenetze verwendet. Die Möglichkeit zur Anbindung von mehreren Teilnetzen, sowie die lokale Netzverfeinerung bzw. Vereinfachung sind im System implementiert.

Für die Erfassung der strömungsabhängigen Turbulenz sind unterschiedliche Turbulenzmodelle implementiert. Neben dem weit verbreiteten  $k - \epsilon$  Zweigleichungs-Turbulenzmodell steht auch das Reynold-Spannungs Modell mit 7 Gleichungen zur Verfügung.

CFX-TASCflow benutzt für die Diskretisierung die Methode der Finiten Volumen.

## 5.5 Randbedingungen / Vernetzung (allgemein)

### Randbedingungen

Es sollen Berechnungen für ein kompressibles Strömungsmedium (Luft) durchgeführt werden. Die Erfassung der strömungsabhängigen Turbulenz erfolgt mittels des im Programmsystem implementierten Standard  $k - \epsilon$  Turbulenzmodells. Für die Länge des größten Wirbels im Zuströmbereich des Sicherheitsventils wurde der Stutzenradius angenommen ( $L_\epsilon = \frac{d_E}{2}$ ). Bei eigenen experimentellen Untersuchungen wurde in einer Rohrleitung nach einer Einziehung ein Turbulenzgrad von 4-5% ermittelt. Für alle Berechnungen gilt  $Tu = 0,05$ . Die Stoffwerte werden mit dem Sutherlandsgesetz ermittelt. Es wird auf eine Genauigkeit von 2% im Temperaturbereich von  $-113^\circ\text{C}$  bis  $727^\circ\text{C}$  für Luft hingewiesen. Damit gelten für alle Rechnungen die Randbedingungen gemäß Tabelle 5.1.

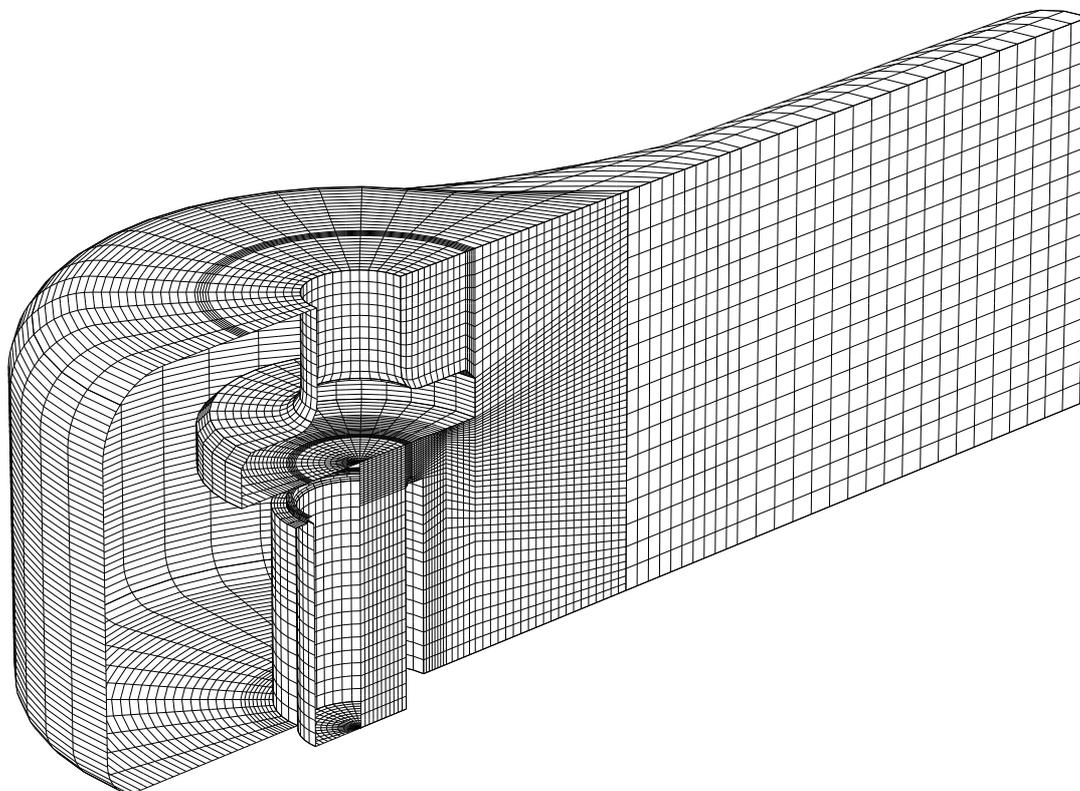
### Vernetzung (allgemein)

Das Programmsystem benutzt für die Diskretisierung der turbulenten Transportgleichungen die Finite-Volumen-Methode, das heißt, das betrachtete Strömungsfeld wird für die Berechnungen in eine Anzahl Volumenelemente unterteilt. Das Programmsystem verwendet eine strukturierte Vernetzung, das heißt, in allen Vernetzungsebenen wird eine global gewählte Zellenzahl eingehalten, nicht für die Berechnung benötigte Zellen werden ausgeblockt. Für die Ausgangsvernetzung des Ventilmodells wurde eine Netzgröße von  $20 \times 55 \times 54$

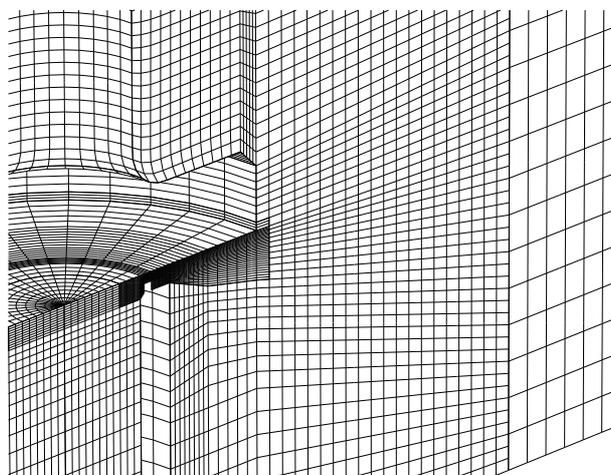
Tabelle 5.1: allgemeine Randbedingungen für die numerischen Berechnungen

<b>kompresibles Strömungsmedium (Luft)</b>	
Stoffwerte	<b>Sutherlandsgesetz:</b>
	$\eta = \frac{1,458 \cdot 10^{-6} \cdot T^{\frac{3}{2}}}{T+110,4} \frac{N \cdot s}{m^2}, \quad \lambda = \frac{2,502 \cdot 10^{-3} \cdot T^{\frac{3}{2}}}{T+194,4} \frac{W}{K \cdot m}$ $R = 287 \frac{J}{kg \cdot K}, \quad c_p = 1004,5 \frac{J}{kg \cdot K}$ $c_v = c_p - R \frac{kJ}{kg \cdot K}, \quad T_{R,0} = 300 \text{ K}$
Feste Wände	Logarithmisches Wandgesetz, hydraulisch glatte Wand, adiabat
Turbulenzmodell	Standard $k - \epsilon$ Modell, $k_E = 1,5 \cdot (Tu \cdot u)^2$ , $\epsilon = \frac{k_E^{\frac{3}{2}}}{L_E}$ $Tu = 0,05$ ; $L_\epsilon = 0,0385$
Eintritt	$p_{R,0} = 6 \dots 200 \text{ bar}$
Austritt	$p_A = 1 \text{ bar}$

Volumenelementen gewählt, s. Abb. 5.6 (a). Für die Vernetzung des Austrittsstutzens wurde die Möglichkeit von TASCflow genutzt, daß die Gesamtvernetzung aus mehreren Teilnetzen zusammengesetzt werden kann. So besteht der Austrittsstutzen aus  $5 \times 29 \times 19$  Volumenelementen. Dabei wurde ausgenutzt, daß an der Übergangsstelle zwischen zwei Teilnetzen je eine Zelle an drei Zellen angebunden werden darf (dies sowohl bei einer örtlichen Netzverfeinerung als auch beim Übergang auf ein grobes Netz). Bei der Vernetzung von kleinen Hülen wurde von der Möglichkeit der lokalen Netzverfeinerung Gebrauch gemacht, Abb. 5.6 (b). Dadurch wird gezielt in Gebieten mit großem Gradienten das Feld feiner aufgelöst, ohne daß die globale Zellenanzahl größer wird.



(a) Zellen der äußeren Kontur des Strömungsgebietes, große Öffnung



(b) lokale Netzverfeinerung im Sitzbereich, kleine Öffnung

Abbildung 5.6: Vernetzung

## 5.6 Untersuchungsziel und Ergebnisdarstellung

Ergebnis der kompressiblen Strömungsfeldberechnung sind für jeden Knoten die Felder:

- Statischer Druck  $p$
- Die drei Geschwindigkeitskomponenten  $u$ ,  $v$  und  $w$
- Die Dichte  $\rho$
- Die Temperatur  $T$
- Turbulenzgrößen: kinetische Energie  $k$  und ihre Dissipation  $\epsilon$

Für jede Zellfläche wird der durch sie in die drei Koordinatenrichtungen strömende Massestrom  $q_{m,i}$  abgespeichert. Zusätzlich werden für jeden Knoten benutzerdefinierte Strömungsgrößen wie z. B. Ruhedruck  $p_R$ , resultierende Geschwindigkeit  $U$  und Machzahl berechnet und abgespeichert. Hierfür werden folgende Gleichungen auf jeden Knoten angewendet:

$$U = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \quad (5.25)$$

$$M = \frac{U}{\sqrt{\kappa \cdot \frac{p}{\rho}}} \quad (5.26)$$

$$p_R = \frac{p}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot M^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}} \quad (5.27)$$

Eine abweichende Behandlung erfahren die Knoten auf festen Wänden. In den ursprünglich abgespeicherten Feldern  $u$ ,  $v$  und  $w$  haben die drei Geschwindigkeitskomponenten an der Wand den Wert null (Randbedingung). Betrachtet man aber den Massestrom durch eine Wandzelle, dann ist den in der Strömung liegenden Knoten ein Massestrom zugeordnet, aber auch den auf der Wand liegenden Knoten ist der flächenbezogene Massestromanteil zuzuordnen. Deshalb wird für jede Strömungsgröße ein zweites Feld abgespeichert (gekennzeichnet durch einen Unterstrich vor der Strömungsgröße), in dem die Wandzellen auch eine Geschwindigkeit zugeordnet bekommen. Hierdurch ändern sich auch die anderen Größen für die Wandzellen.

Für die nachfolgend angegebenen gemittelten Strömungsgrößen wurden die ursprünglich abgespeicherten Strömungsgrößen verwendet. Nur für die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u}$  wurde

nicht die Geschwindigkeit  $U$  selbst über die Fläche gemittelt, sondern aus Massestrom und flächengemittelte Dichte über die Kontinuitätsbeziehung berechnet:

$$\bar{u} = \frac{\sum_i q_{m,i}}{\rho \cdot A} \quad (5.28)$$

Für die Auswertung werden zum Teil über den Querschnitt gemittelte Strömungsgrößen verwendet. Es wurde hierfür eine Mittelung über die zugehörige Fläche gewählt, d. h. die jeweilige Strömungsgröße wird erst für jeden Knoten berechnet und dann über die zugehörige Fläche gemittelt.

Auf die federbelasteten Einbauten im Sicherheitsventil wirkt die Strömungskraft in zwei Richtungen. Unterhalb des Tellers und der Hubglocke wirkt das strömende Medium in Öffnungsrichtung. Oberhalb der Hubglocke wirkt der statische Druck im Gehäuse in Schließrichtung. Auf die Spindel wirkt in Abhängigkeit von der Haubenausführung

- Geschlossene Haube  $\Rightarrow$  der statische Druck am Ventildeckel
- Offene Haube  $\Rightarrow$  der Umgebungsdruck

In den nachfolgenden Ausführungen wird der Fall "geschlossene Haube" berücksichtigt, beispielhaft wird auf die Auswirkung einer "offenen Haube" hingewiesen.

Die Strömungskraft wird wie folgt berechnet (s. hierzu Abb. 5.7):

$$F_S = \sum_i (p_{g-T,i} \cdot A_{g-T,i}) - \sum_i (p_{g-HG,i} \cdot A_{g-HG,i}) - \overline{p_{g-D}} \cdot (A_{g-T} - A_{g-HG}) \quad (5.29)$$

Der statische Druck jedes Knotens unterhalb von Teller und Hubglocke wird mit der in Hubrichtung wirkenden zugehörigen Fläche multipliziert und dann aufaddiert. Analog wird die dieser Kraft entgegen gerichteten Kraft auf der oberen Fläche der Hubglocke berechnet. Die Strömungsverhältnisse innerhalb der Haube sind nicht Gegenstand der numerischen Berechnung. Auf der gesamten restlichen Fläche oberhalb der Hubglocke (Spindel) wird der auf dem Deckel gemittelte statische Druck angenommen. Dieser Druck kann etwa mit dem Ruhedruck in der Haube gleichgesetzt werden.

Die berechnete bzw. gemessene resultierende Strömungskraft wird mit Hilfe der Bezugskraft  $F_{SO}$  normiert. Die Bezugskraft ist die Kraft, die bei geschlossenem Ventil auf den Kegel wirkt. Dabei wird der mittlere Sitzdurchmesser, Abb. 5.8, für die Wirkfläche verwendet.

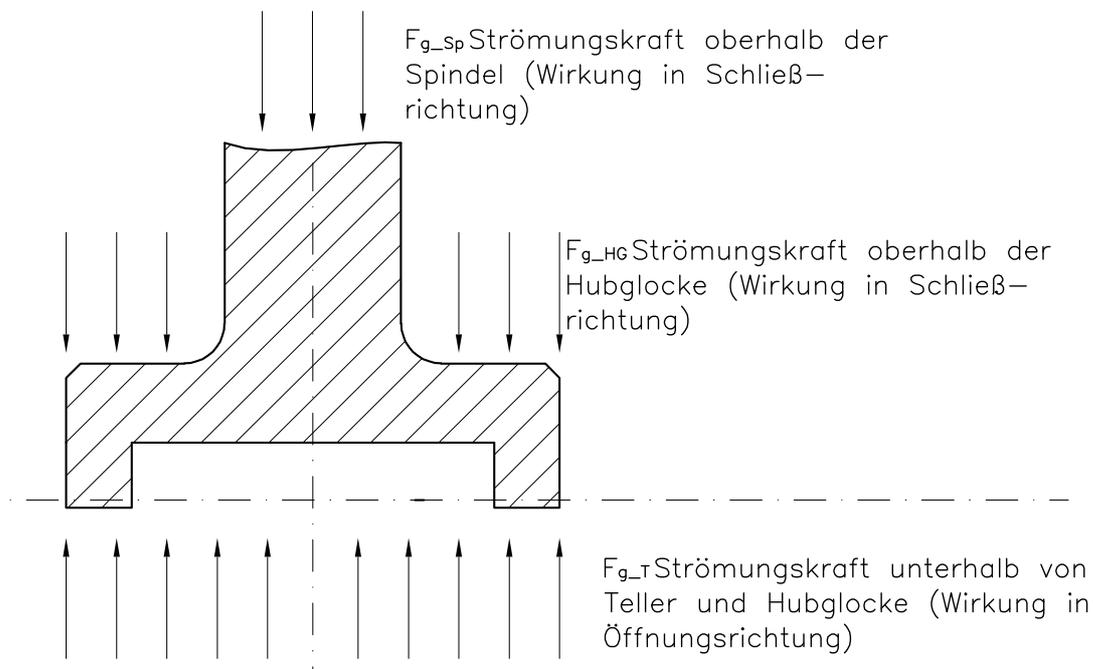


Abbildung 5.7: Kräftebilanz auf den federbelasteten Einbauten für die Sicherheitsventilmodelle

$$F_{S0} = \frac{\pi \cdot d_{Sitz,m}^2}{4} \cdot (p_{R,0} - p_A) \quad (5.30)$$

Der Kraftbeiwert ergibt sich dann als

$$k_{sv} = \frac{F_S}{F_{S0}} \quad (5.31)$$

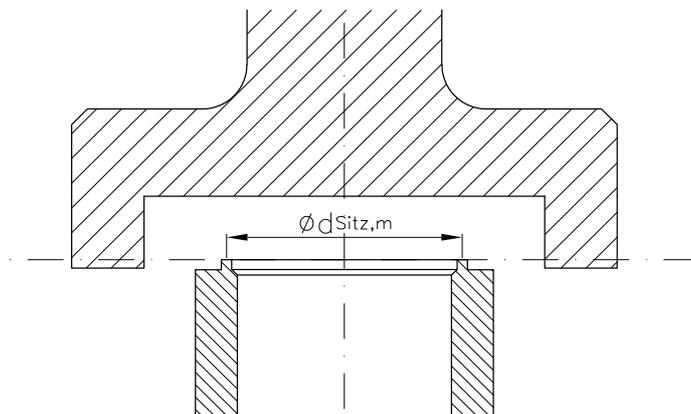


Abbildung 5.8: Definition des mittleren Sitzdurchmessers für die durchgeführten Sicherheitsventilberechnungen

# Kapitel 6

## Sicherheitsventilmodell ohne Hubhilfe

Die berechnete Geometrie des Sicherheitsventilmodells mit flachem Teller ist in der Abbildung 6.1 maßstabgerecht dargestellt. Fertigungsübliche Radien und Schrägen bei der Gestaltung der Eintrittsdüse und der Hubglocke wurden berücksichtigt. Tabelle 6.1 enthält eine Übersicht über die durchgeführten Berechnungen.

Tabelle 6.1: Hub und Systemdruckvariationen für das Ventilmodell ohne Hubhilfe

Hub [mm] ( $h/d_0$ )	Systemdruck $p_{sys}$ [bar]					
	6	10	15	20	25	60
$p_A/p_{R,0}$	0,16	0,1	0,066	0,05	0,04	0,00166
7,70 (0,10)	•	•	•	•	•	•
11,50 (0,15)	•	•	•	•	•	•
15,40 (0,20)	•	•	•	•	•	•
19,25 (0,25)	•	•	•	•	•	•
23,10 (0,30)	•	•	•	•	•	•
26,95 (0,35)	•	○	○	○	○	○
30,80 (0,40)	•	○	○	○	○	○
• berechnete Fälle						

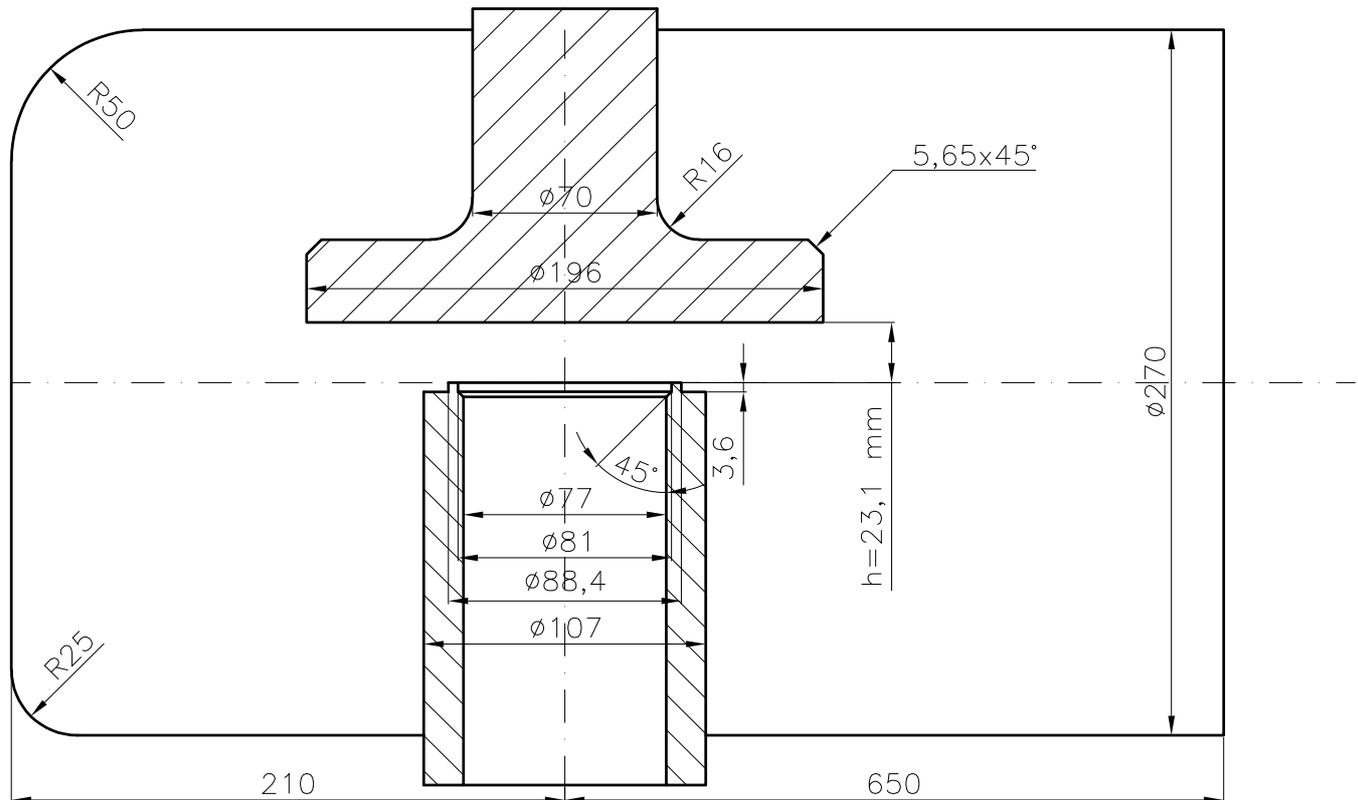


Abbildung 6.1: Geometrie des Ventilmodells mit flachem Teller;  $d_0 = 77 \text{ mm}$ ;  $d_{\text{Sitz},m} = 84,7 \text{ mm}$ ;  $h = 23,1 \text{ mm}$ ;  $h/d_0 = 0,3$

## 6.1 Entspannungsverlauf bei geringer Öffnung

Einblick in die Verhältnisse im Sicherheitsventil gibt der Zustandsverlauf entlang einer mittleren Stromlinie durch das Sicherheitsventil mit deutlich engstem Querschnitt im Sitzbereich bei  $h/d_0 = 0,1$  bei den extremen Druckverhältnissen  $p_R/p_{R,A} = 0,1\bar{6}$  und  $0,05$ , eingetragen im  $h$ - $s$  Diagramm, Abbildung 6.2. Dieses Beispiel läßt gut die isentrope Entspannung vom Eintritt her erkennen. Für beide Druckverhältnisse gilt bis zum engsten Querschnitt der gleiche Verlauf. Die Entspannung bis zum engsten Querschnitt  $M = 1$  ist nahezu isentrop. Die weitere Beschleunigung ist mit minimaler Entropiezunahme verbunden. Die Drosselung bzw. die Entropiezunahme, d. h. die Energieumsetzung in Wärme, geschieht vor allem im zweiten Durchströmabschnitt. Grundsätzlich gilt die Entwicklung: Überschall, Verzögerung und dann quasi isobare Entspannung nach dem Austritt aus dem Hubhilfebereich. Die Energieumsetzung gemäß Kurve a  $p_R = 6 \text{ bar}$  zeigt eine lokale Verzögerung durch die Rückumlenkung, im weiteren Verlauf Beschleunigung bis zum Ende

der Hubglocke und anschließend isobare Entspannung auf der Austrittsgeschwindigkeit. Die Kurve b  $p_R = 20$  bar weist einen kontinuierlichen Geschwindigkeitsverlauf auf, d. h. bei dieser Druckdifferenz ist die Strahlumlenkung vor Tellerende noch nicht abgeschlossen. Eine Vergrößerung des Tellerradius würde sich auf den Entspannungsverlauf, analog wie im Fall a auswirken.

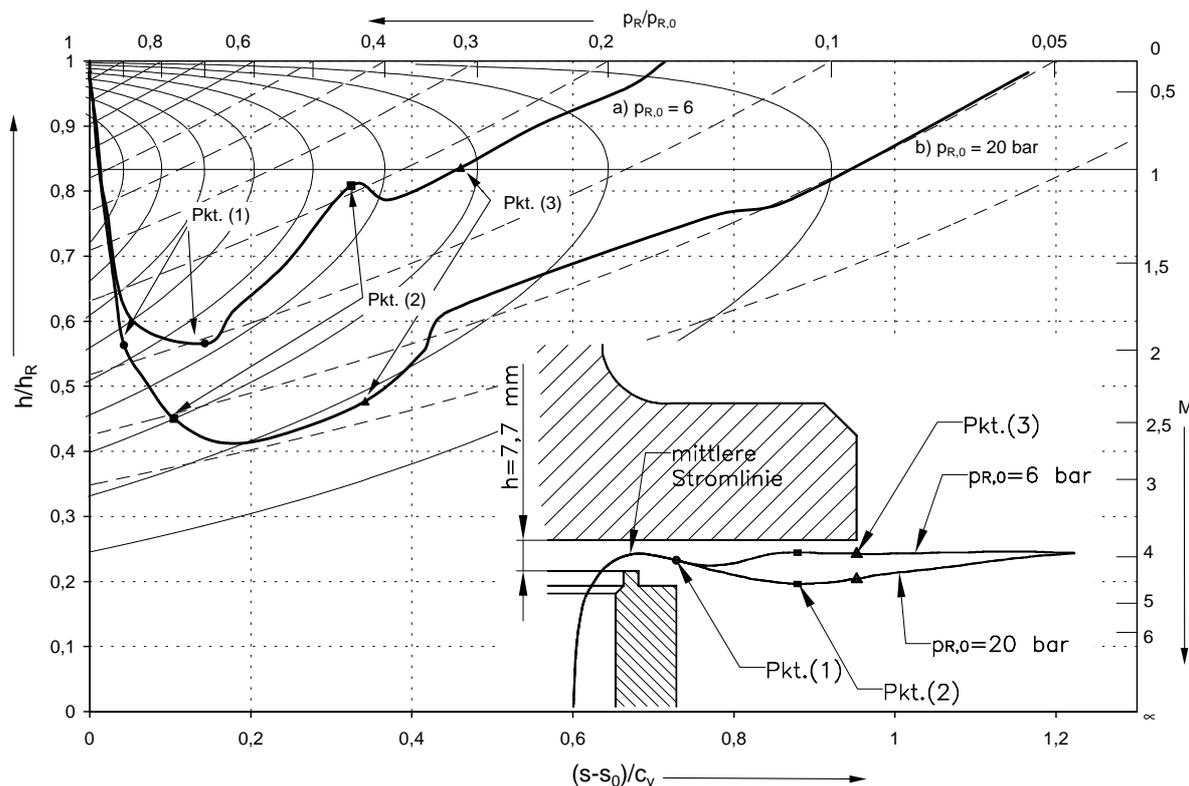


Abbildung 6.2: Zustandsverlauf bei der Ventildurchströmung; kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

Die Überschallanströmung einer Ecke analog der ebenen PRANDTL-MAYER Eckenumströmung ist bei der räumlichen Ventildurchströmung in der Abbildung 6.3 demonstriert. Die mittleren Stromlinien weisen im ersten Abschnitt einen identischen Verlauf auf. Mit steigender Druckdifferenz also zunehmender Machzahl, und somit kleinerem Machschen Winkel wird die Umlenkung nach der Eintrittsdüse größer. Die Rückumlenkung, bedingt durch die Tellerwand, ist für  $p_R = 6$  bar deutlich ausgeprägt und für  $p_R = 10$  bar angedeutet. Bei kleinerem Druckverhältnis nimmt der Wandeinfluß ab, wie auch bei der Darstellung im  $h-s$  Diagramm aufgezeigt.

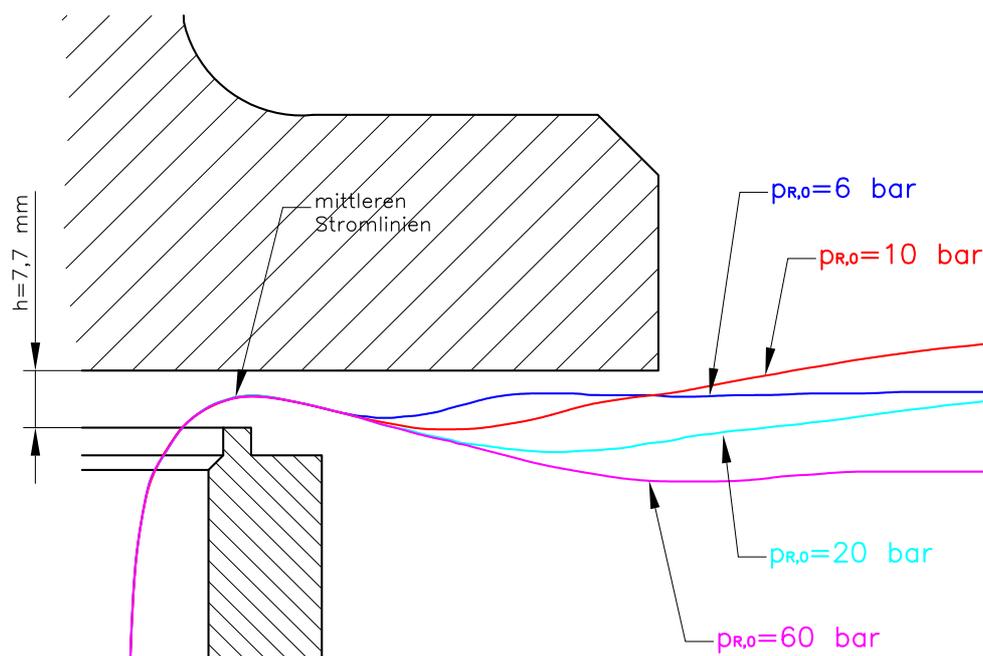
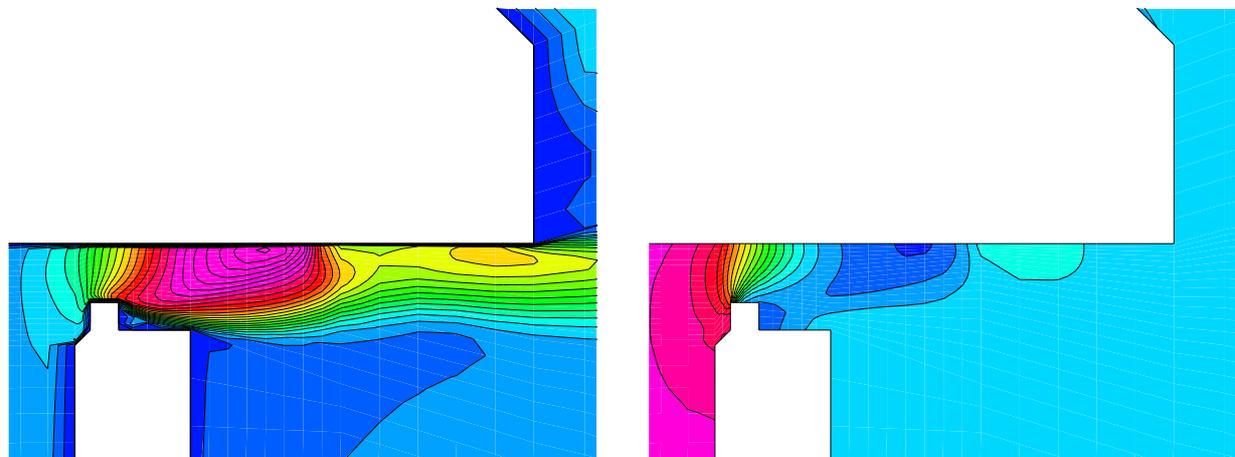


Abbildung 6.3: mittlere Stromlinien für das Ventilmodell ohne Hubhilfe; kleine Öffnung

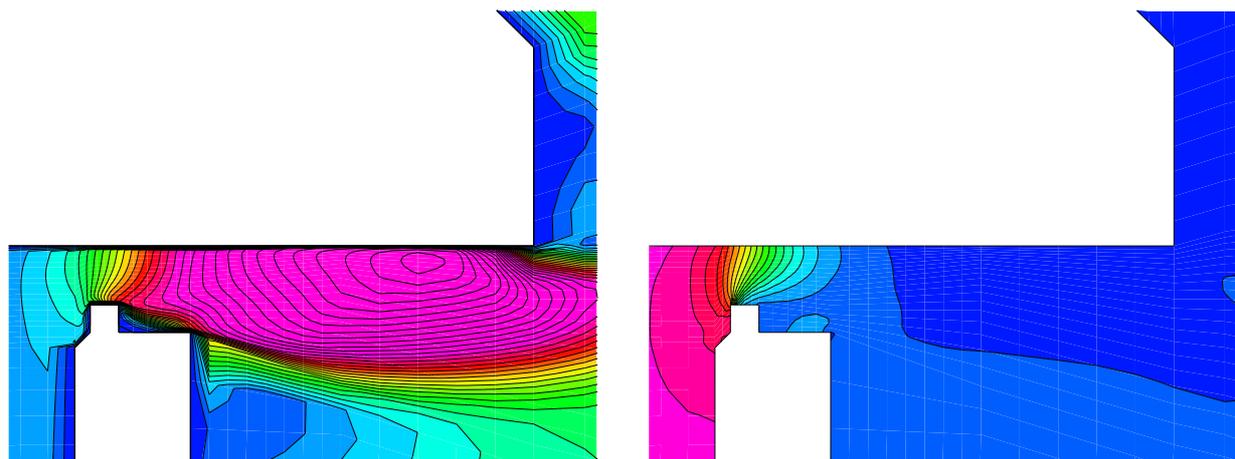
Abbildung 6.4 unterstreicht die Druckabhängigkeit des Entspannungsverlaufes der untersuchten Ventilgeometrie. Die Rückumlenkung durch den Ventilteller, verbunden mit einem Druckanstieg, wird in der Abbildung 6.4 a) und b) deutlich. Am äußeren Eintrittsdüsenradius divergieren die Mach - Linien, wie von einer Expansionsströmung erwartet. Die Kompression findet nachfolgend in einem endlichen Bereich statt. Abbildung 6.4 c) und d) unterstreicht eine stetige Druckverteilung am Ventilteller für  $\Pi = 0,05$ . Durch die größere Druckdifferenz wird der Austrittsstrahl unterhalb des Tellers weiter beschleunigt, bis die maximale Machzahl  $M = 3,25$ , wesentlich weiter stromabwärts erreicht wird. Im weiteren Verlauf tritt die Verzögerung auf, wobei es hier zu keiner Rückumlenkung durch den Teller kommt.

Die Art der Entspannung bei unterschiedlichen  $\Pi$ , der Druckverlauf entlang des Tellers, ist in der Abbildung 6.5 gezeigt. Die Darstellung verdeutlicht den Einfluß der Wand für  $\Pi = 0,1\bar{6}$ , ausgedrückt durch den Anstieg des Druckes (Verzögerung durch die Rückumlenkung). Eine Vergrößerung des Tellerradius würde für  $\Pi = 0,05$  auch zum Druckanstieg führen, angedeutet durch den Verlauf in der Abbildung.



(a) Machzahlverteilung;  $p_{R,0} = 6$  bar

(b) Druckverteilung;  $p_{R,0} = 6$  bar



(c) Machzahlverteilung;  $p_{R,0} = 20$  bar

(d) Druckverteilung;  $p_{R,0} = 20$  bar

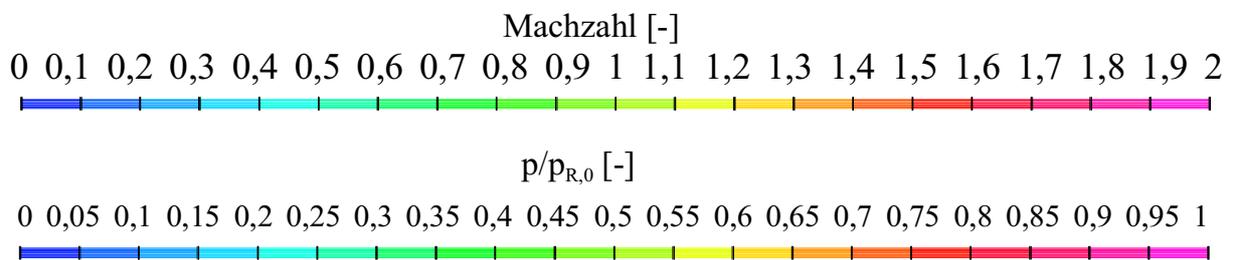


Abbildung 6.4: berechnete Machzahl- und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austrittseitig, unterschiedliche Druckverhältnisse, kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

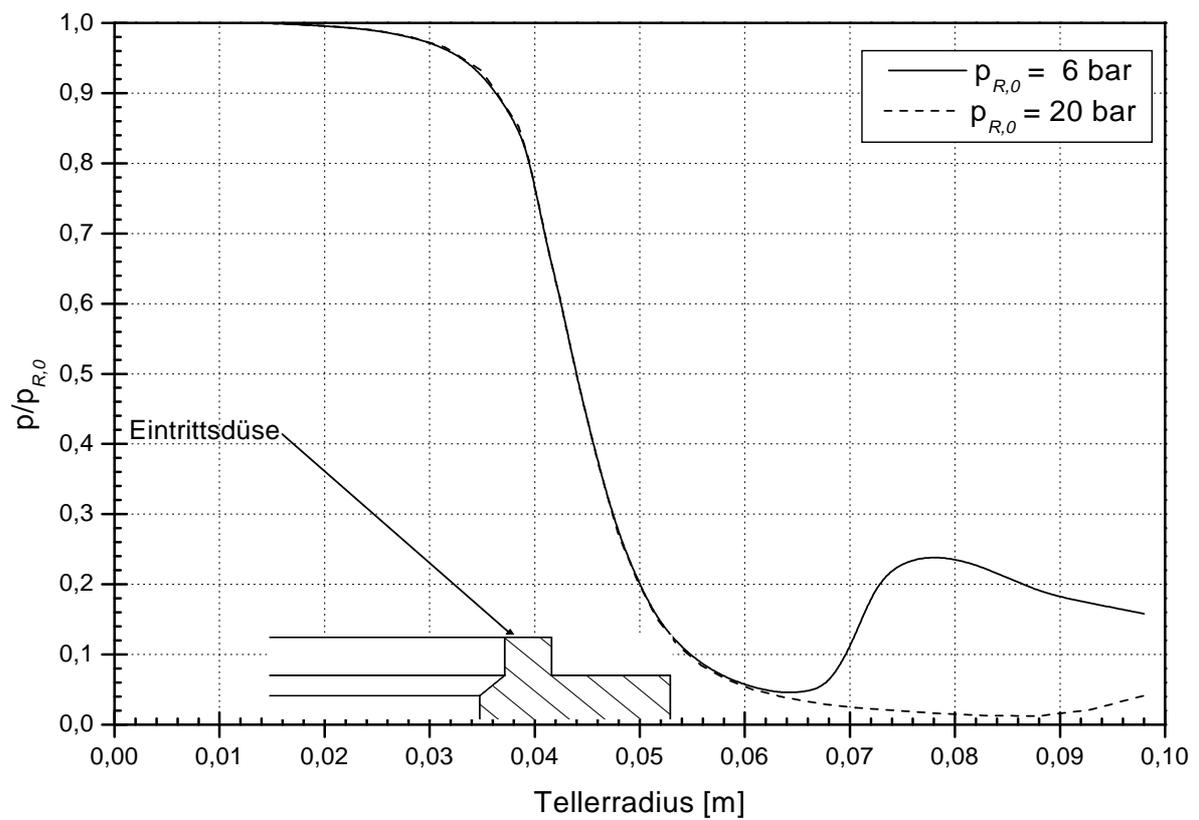


Abbildung 6.5: berechneter Druckverlauf  $p_R/p_{R,0}$  auf dem Teller für das Ventilmodell ohne Hubhilfe bei kleiner Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

## 6.2 Entspannungsverlauf bei großer Öffnung

Der Zustandsverlauf entlang einer mittleren Stromlinie im  $h$ - $s$  Diagramm für das Ventilmodell bei großem Hub  $h = 23,1$  mm,  $h/d_0 = 0,3$ , für das Druckverhältnis  $\Pi = 0,1\bar{6}$  ist in der Abbildung 6.6 dargestellt. Die Entropiezunahme bis zum engsten Querschnitt  $M=1$  ist wesentlich größer als bei kleinerem Hub  $h=7,7$  mm. Die weitere Beschleunigung im Überschallbereich bis ca.  $M=2$  erfolgt mit Entropiezunahme. Die Energieumsetzung nach Erreichen der maximalen Geschwindigkeit erfolgt quasi isobar. Der Zustandsverlauf ist kontinuierlich ohne lokale Beschleunigungs - bzw. Verzögerungsgebiete.

Die Strömung mit Schallgeschwindigkeit (Linie  $M = 1$ ) stellt sich zwischen Düseninnenradius und Hubglocke z. T. vor dem Sitzbereich ein, siehe Abbildung 6.7. Somit würde sich eine Hubbegrenzung bei einem Hub  $h > 23$  mm nicht negativ auf den abzuführenden Massestrom auswirken. Im weiteren Verlauf stromabwärts löst die Strömung vom Düseninnenradius ab. Der Austrittsstrahl wird von unten durch die freie Oberfläche begrenzt. Wie im  $h$ - $s$  Diagramm gezeigt, weist der Entspannungsverlauf bei  $h = 23,1$  mm keine Unstetigkeit auf.

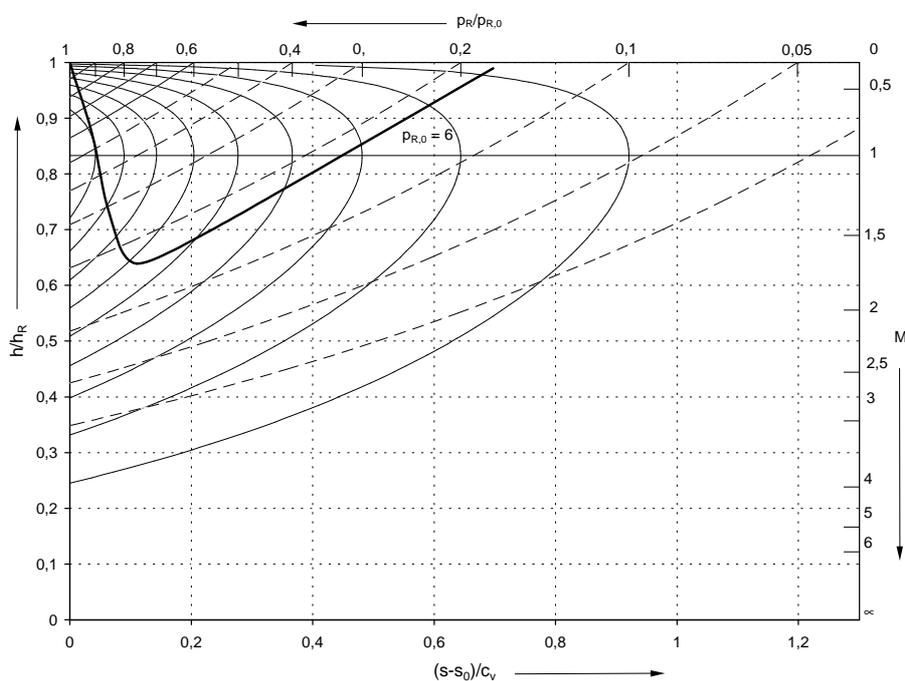
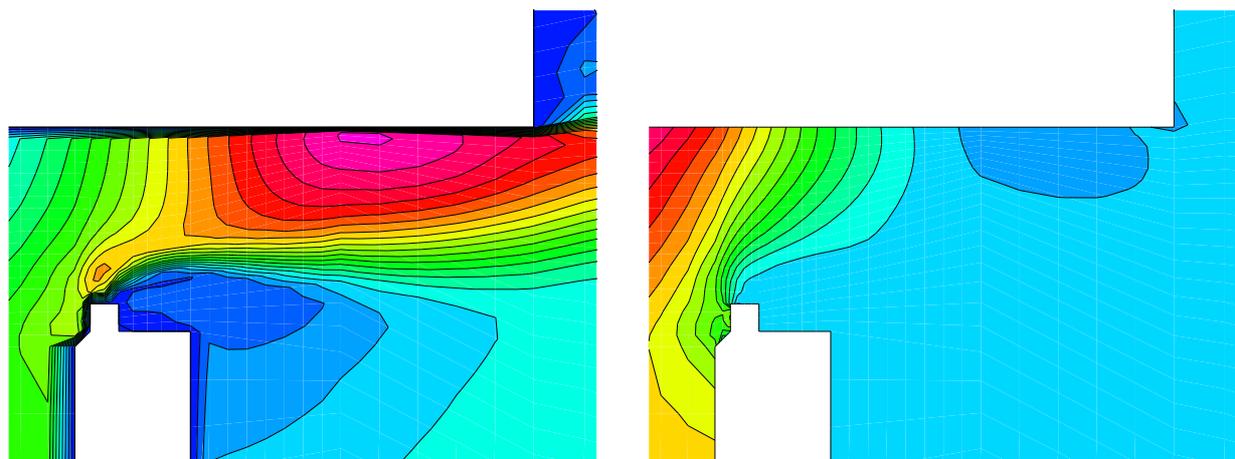


Abbildung 6.6: Zustandsverlauf; große Öffnung  $h = 23,1$  mm  $h/d_0 = 0,3$ ;  $p_{R,0} = 6$  bar



(a) Machzahlverteilung;  $p_{R,0} = 6$  bar

(b) Druckverteilung;  $p_{R,0} = 6$  bar

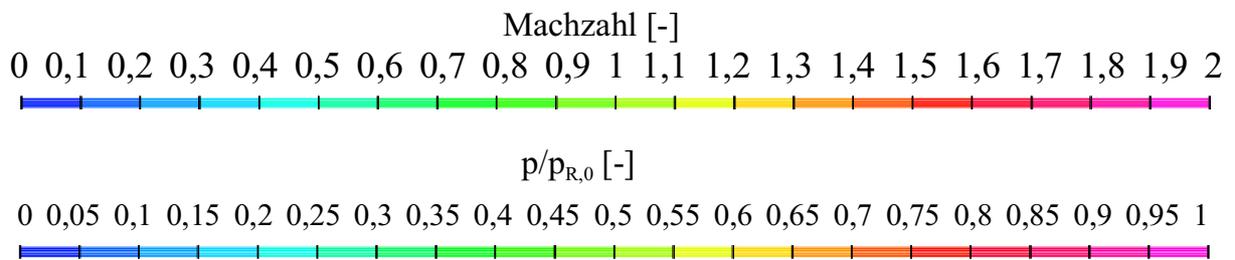
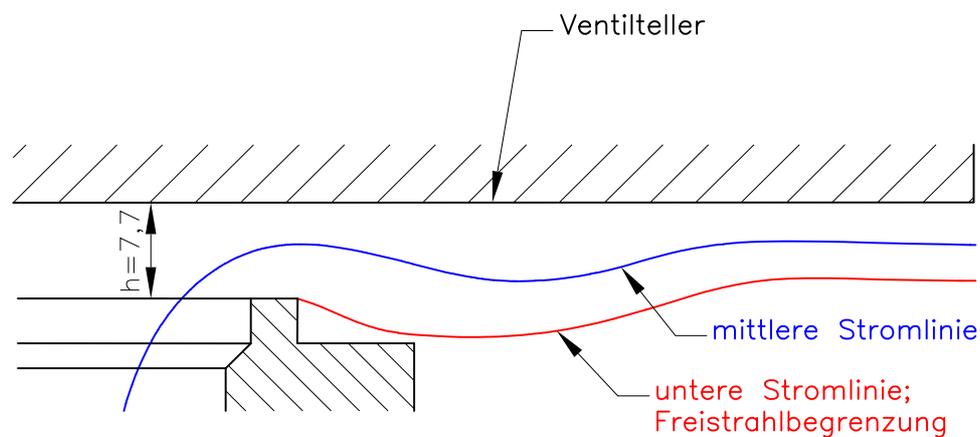


Abbildung 6.7: berechnete Machzahl- und Druckverteilung in der Symmetrieebene, im Sitzbereich austrittsseitig, große Öffnung  $h/d_0 = 0,3$ ;  $p_{R,0} = 6$  bar

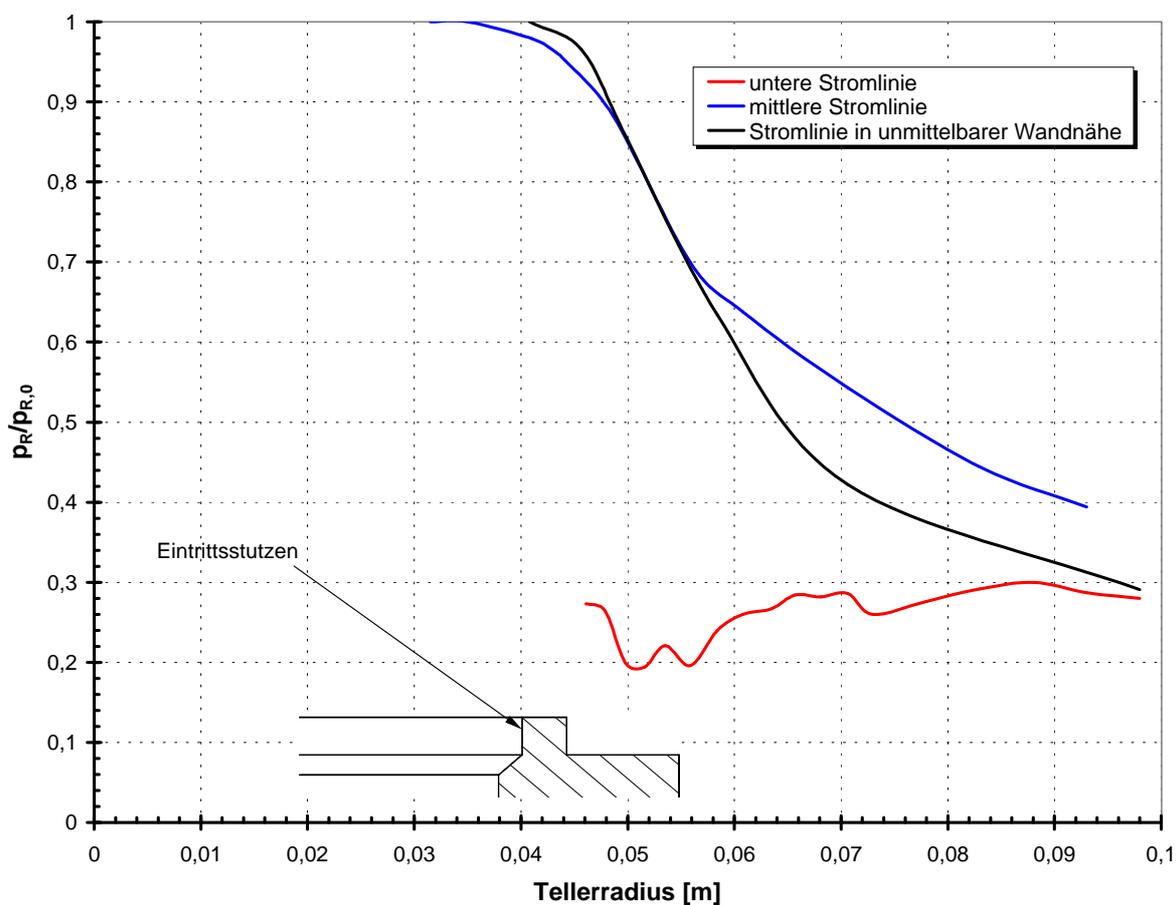
### 6.3 Energiebetrachtung, Reibungsverlust durch Wandreibung und Freistrahlbegrenzung

Es ist allgemein bekannt, daß das mögliche Maximum an Arbeit dann verrichtet wird, wenn das System durch reversible Zustandsänderungen mit der Umgebung in Gleichgewicht gebracht wird. Man bezeichnet diese bei der Einstellung des Gleichgewichtes mit der Umgebung maximal gewinnbare Arbeit als Exergie  $L_{ex}$ . Beim Sicherheitsventil besteht die Aufgabe der Drosselung, also des Abbaus von Exergie. Bei der überkritische Entspannung des Sicherheitsventils liegt im thermodynamischen Sinne ein offenes, arbeitsdichtes und wärmedichtes System mit irreversibler Zustandsänderung vor, d. h. die Sicherheitsventildurchströmung ist mit Entropiezunahme  $\Delta s$  d. h. Energieumsetzung in Wärme verbunden. Die Drosselung  $p_R/p_{R,0}$ , geschieht vor allem im zweiten Durchströmabschnitt. Die Entropiezunahme  $\Delta s$  wird zum einen durch die Randbedingung "feste Wand" und durch die Freistrahlbegrenzung, die Mischungszone (der Druck am Strahlrand muß zumeist gleich dem Umgebungsdruck sein), andererseits bestimmt. Die Abbildung 6.8(a) zeigt die mittlere Stromlinie, sowie die Stromlinie, die den Austrittsstrahl nach unten begrenzt. Zur Analyse der Entropiezunahme wird die Abbildung 6.8(b) herangezogen. Der Ruhedruckverlauf in unmittelbarer Tellerwandnähe, in der Mitte des Austrittsstrahls und entlang der unteren Begrenzung ist über dem Tellerradius dargestellt. In Wandnähe und in der Mitte findet bis zum Sitzaustritt die isentrope Entspannung statt. Im weiteren Verlauf stromabwärts bis ca.  $R_{HG} = 57$  mm bleibt der Ruhedruckverlust gleich. Mit zunehmendem Radius wächst der Einfluß der Wand, ausgedrückt durch den steileren Abfall des Ruhedruckes. Der größte Anteil der Energieumwandlung in Wärme kommt der Strahlbegrenzung zu.

Einen tieferen Einblick zum Gesamtdruckverlauf  $p_R$  gibt Abbildung 6.9. Der Anteil des statischen Druckes bzw. der potentiellen Energie ist rot dargestellt. Die blau ausgefüllten Flächen stellen den kinetischen Anteil dar. Durch die Verzögerung der Strömung im zweiten Abschnitt wächst der Anteil der potentiellen Energie. Die Darstellung verdeutlicht, daß der größere Gesamtdruckverlust an der Seite des Freistrahls liegt. Am Ende des Tellers stellt sich im Strahl annähernd eine symmetrische Verteilung ein.



(a) berechnete Stromlinien für das Ventilmodell ohne Hubhilfe



(b) Ruhedruckverlauf  $p_R/p_{R,0}$  auf dem Ventilteller, entlang der mittleren und unteren Stromlinien, gemäß (a)

Abbildung 6.8: berechnete Stromlinien und Druckverlauf für das Ventilmodell ohne Hubhilfe; bei kleiner Öffnung  $h/d_0 = 0,1$ ,  $\Pi = 0,1\bar{6}$

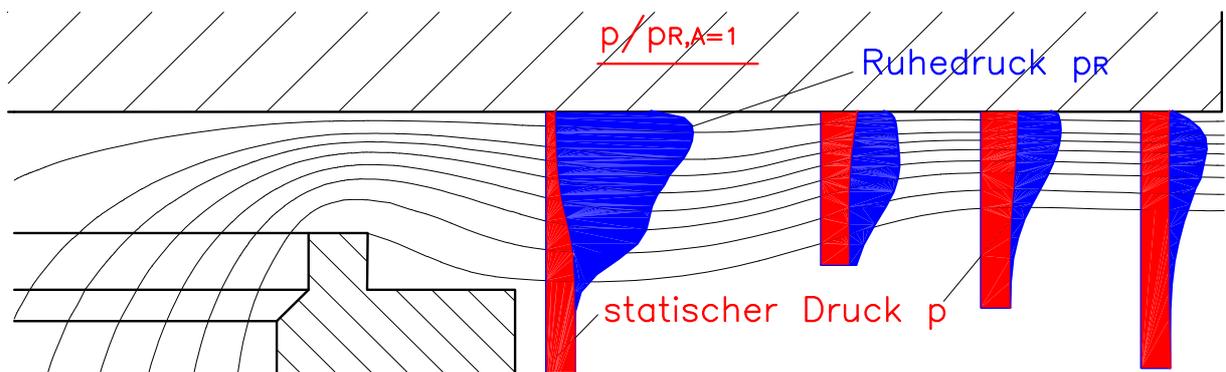


Abbildung 6.9: Druckprofile; Ruhe- und statischer Druck sowie Stromlinien für kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

## 6.4 Kraftbeiwert $k_{sv}$ und Ausflußzahl $\alpha$

Der berechnete Kraftbeiwert  $k_{sv}$  für das Ventilmodell ohne Hubhilfe (mit flachem Teller) bei einem Druckverhältnis  $\Pi = 0,1\bar{6}$  ( $p_{R,0} = 6$  bar) ist in der Abbildung 6.10 dargestellt. Abbildung 6.11 zeigt die Strömungskräfte auf den Stellkörper des Ventilmodells in ihrer Wirkrichtung zerlegt. Im Hubbereich 7,7 bis 19,25 mm steigt die Schließkraft stärker als die Öffnungskraft an. Diese Bilanz zeigt deutlich, daß der Anstieg der Öffnungskraft durch die Wirkung des im Gehäuse berechneten statischen Druckes vollständig ausgeglichen wird. Über den gesamten untersuchten Hubbereich wurde kein Kraftanstieg berechnet. Die Kennlinie weist keine durchgehend stetige Tendenz auf. Die berechnete Ausflußziffer ist der Abbildung 6.12 dargestellt. Bis  $h = 23,1$  mm,  $h/d_0 = 0,3$ , steigt der Durchsatz durch das Ventil kontinuierlich an. Ab  $h/d_0 = 0,3$  würde sich eine Hubbegrenzung auf den abzuführenden Massestrom nicht negativ auswirken.

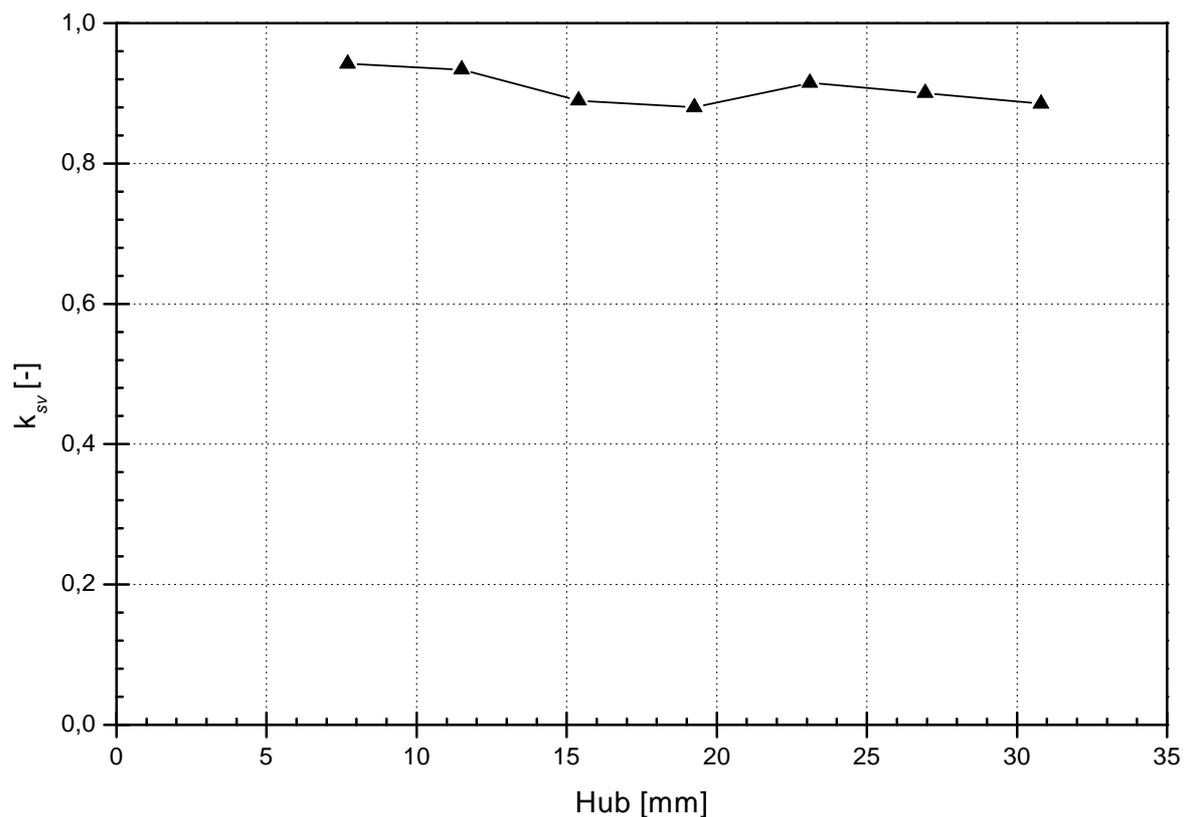


Abbildung 6.10: berechnete Kraftkennlinie  $k_{sv} = f(h)$  für das Ventilmodell ohne Hubhilfe;  $\Pi = 0,1\bar{6}$ ;  $p_{R,0} = 6$  bar

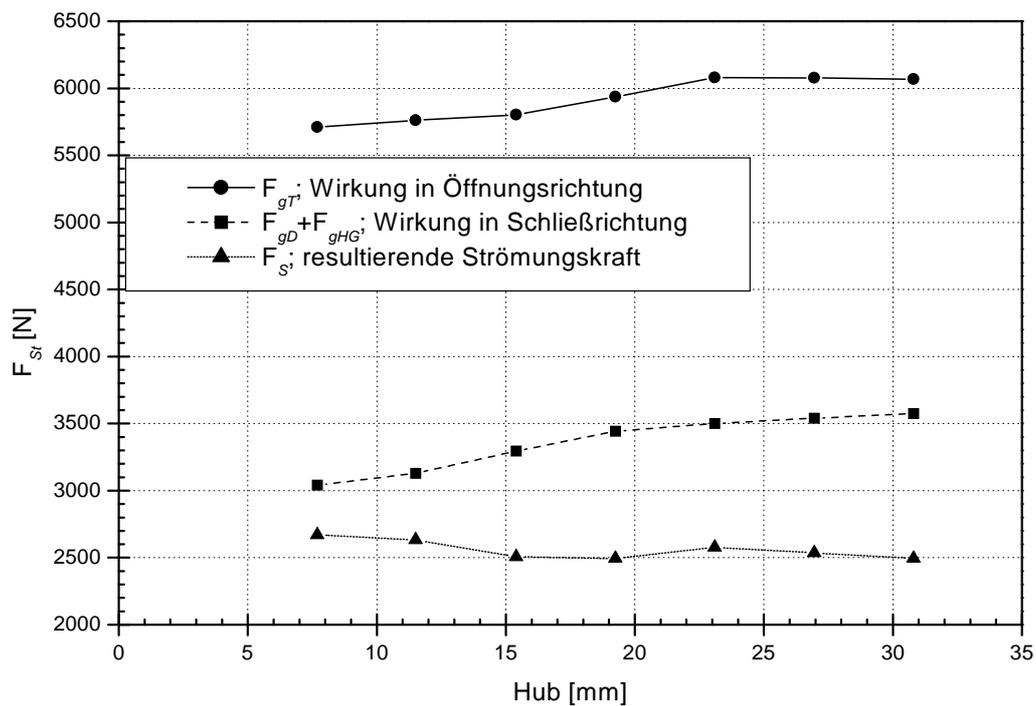


Abbildung 6.11: berechnete Kräfte am Ventilmodell ohne Hubhilfe

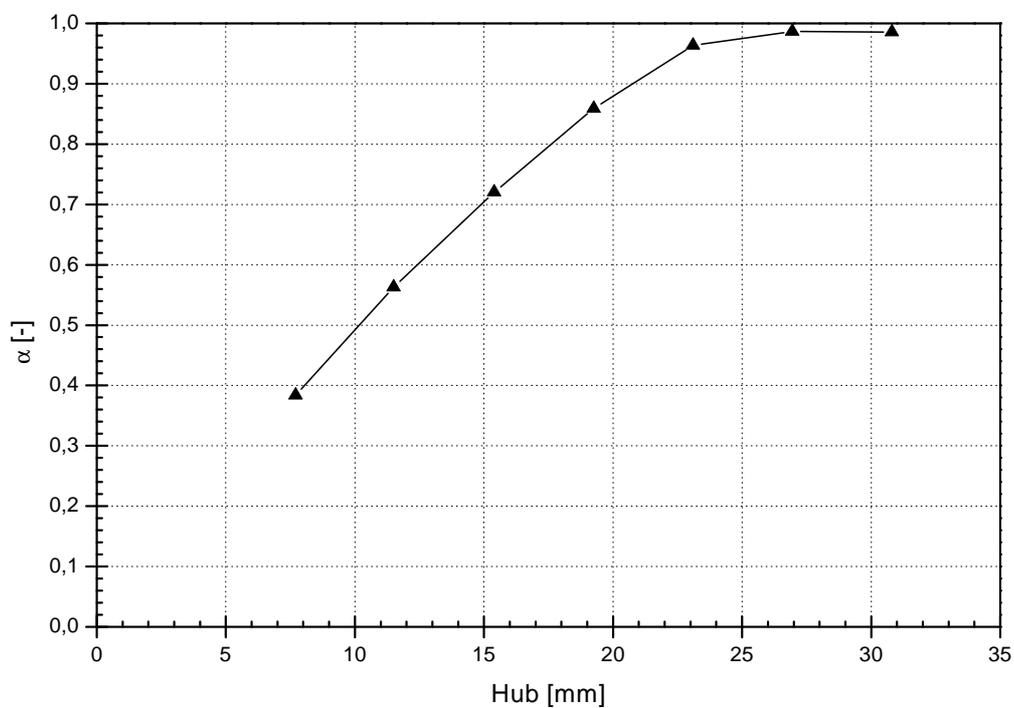


Abbildung 6.12: Ausflußziffer  $\alpha = f(h)$  für das Ventilmodell ohne Hubhilfe;  $\Pi = 0,16$

# Kapitel 7

## Variationen der Hublockengeometrie

Ein Anstieg der Strömungskraft kann durch die Vergrößerung der Wirkfläche erreicht werden, oder aber auch durch das Umlenken des Austrittsstrahles. Die Kompression durch die Richtungsänderung wird ausgenutzt. Die Lage der Kompressionswellen, die durch die Richtungsänderung hervorgerufen werden, ist von der lokalen Mach-Zahl abhängig. Durch jede Kompression wird die Mach-Zahl reduziert, so daß die Kompressionswellen immer steiler verlaufen. Das hat zur Folge, daß die Kompressionswellen konvergieren und dort, wo sie zusammenlaufen, summieren sich die differentiell kleinen Änderungen der Strömungsgrößen. Es entsteht zwangsläufig ein Verdichtungsstoß. Der statische Druck auf dem Teller, der sich bei der Verdichtung einstellt, ist vom Entspannungsverlauf (die örtliche Machzahl) bis zur Schräge abhängig. Daraus resultiert eine Auswirkung des Durchmessers der Schräge auf die Strömungskraft, wirkend auf den Stellkörper

Es werden nachfolgend der Entspannungsverlauf, sowie die integralen Kennzahlen  $k_{sv}$  und  $\alpha$  bei drei unterschiedlichen Durchmessern gemäß Abbildung 7.1 analysiert. Der Ruhedruck am Eintritt beträgt  $p_{R,0} = 6 \text{ bar}$ ,  $\Pi = 0,1\bar{6}$ . Die Entspannung erfolgt gegen den Umgebungsdruck  $p = 1 \text{ bar}$ .

Die Auswirkung des Hublockenwinkels  $\beta$  auf die Strömungskraft bei gleicher Form des Austrittsstrahles ist unter Heranziehen des Impulssatzes

$$I = q_m \cdot u \cdot \sin \beta \quad (7.1)$$

gut übersehbar. Bei einem konstanten Durchmesser von 136 mm wird der Einfluß des Winkels  $\beta = 30^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $60^\circ$  beim Eintrittsruhedruck von 6 bar und Ausströmen gegen die Atmosphäre untersucht.

Als Grenzfall für diese Untersuchungen wird einen Hubglockenwinkel von  $90^\circ$  herangezogen. Es werden Variationen des Durchmesser und damit der Hubhilfenlänge diskutiert.

## 7.1 Variationen des Durchmessers der Hublockenschräge $d_{HG,I}$

Bei den Untersuchungen zur Auswirkung des Durchmessers der Hublockenschräge werden die Abmessungen für Gehäuse, Eintrittsdüse und Spindel nach der Abbildung 6.1 beibehalten. Die durchgeführten Modifikationen des Durchmessers sind in der Abbildung 7.1 dargestellt. Mit rot ist die Machsche Linie, abgeschätzt nach ebener Betrachtung, gemäß Abschnitt 4.2, Strömungsphänomene bei der überkritischen Entspannung im Sicherheitsventil, berechnet wurde, eingetragen. Bei der mittleren Variante B ( $d_{HG,I} = 136 \text{ mm}$ ) ist die Umlenkung des Austrittsstrahls im Gebiet der maximale Beschleunigung angeordnet. Die Auswirkung einer früheren bzw. späteren Umlenkung wird anhand der Varianten A ( $d_{HG,I} = 108 \text{ mm}$ ) und C ( $d_{HG,I} = 166 \text{ mm}$ ) untersucht.

Der Entspannungsverlauf bei engstem Querschnitt im Sitzbereich ( $h/d_0 = 0, 1$ ) entlang der mittleren Stromlinie ist im h-s Diagramm in der Abbildung 7.2 dargestellt. Die Darstellung läßt gut die isentrope Entspannung vom Eintritt her erkennen. Für die durchgeführten Variationen gilt bis zum engsten Querschnitt der gleiche Verlauf. Die weitere Beschleunigung im Überschall ist mit minimaler Entropiezunahme verbunden. Die Energieumsetzung in Wärme geschieht vor allem im zweiten Durchströmabschnitt. Die Darstellung verdeutlicht, daß durch die frühere Umlenkung (rote Kurve A) die maximale Machzahl kleiner ist, als bei den anderen zwei Varianten.

Zum anderen wird deutlich, daß eine Verschiebung des Durchmessers der Schräge nach außen (blaue Kurve C) keine Auswirkung auf die maximale Geschwindigkeit vor der Umlenkung hat. Beide Kurven verlaufen in der Anfangsphase der Drosselung identisch. Im weiteren Verlauf gilt grundsätzlich die Entwicklung: Verzögerung, nahezu isentrope Beschleunigung nach der Strahlumlenkung, nach Verlassen des Sitzbereiches quasi isobare Entspannung auf den Austrittszustand.

Einen detaillierten Einblick in die Strömungsverhältnisse im Sitzbereich bietet die Gegenüberstellung der Machzahl- und Druckverteilungen nach Abbildung 7.3. Im engsten Strömungsquerschnitt zwischen Eintrittsdüse und Teller kommt es zur Herausbildung einer Linie  $M = 1$ . Aufgrund des kleineren Gegendruckes kommt es im weiteren Strömungsverlauf zu einer Nachexpansion im Strahl, verbunden mit dem Übergang auf Überschallgeschwindigkeit. Bei der Variante A wird die große Geschwindigkeit wie bei B und C durch die frühe Umlenkung nicht erreicht. Die Kompression findet direkt an der Schräge statt. Im weiteren Strömungsverlauf kommt es wieder zur Expansion. Im Kern des Expansionsgebietes wird die Machzahl vom ersten Gebiet zwischen Teller und Stutzen erreicht, verbunden mit einem Unterdruckgebiet auf der Schräge, (Abbildung 7.3, b). Durch die Länge der Schräge kommt es stromabwärts zu einer zweiten, schwächeren Expansion.

Die berechneten Kennlinien  $k_{sv} = f(h)$  und  $\alpha = f(h)$  sind in den Abbildungen 7.4 und 7.5 dargestellt.

Abbildung 7.4 verdeutlicht den Kraftzuwachs durch die Schräge bei gleichem Außendurchmesser der Hubglocke gegenüber der Variante mit flachem Teller. Die größte Kraft wurde für die Variante C berechnet. Durch den größeren Radius der Hubglocke wirkt der Staudruck auf die größte Fläche.

Durch die gleiche Gestaltung des engsten Querschnittes haben die durchgeführten Geometrievariationen keine Auswirkung auf den abführbaren Massestrom, Abbildung 7.5.

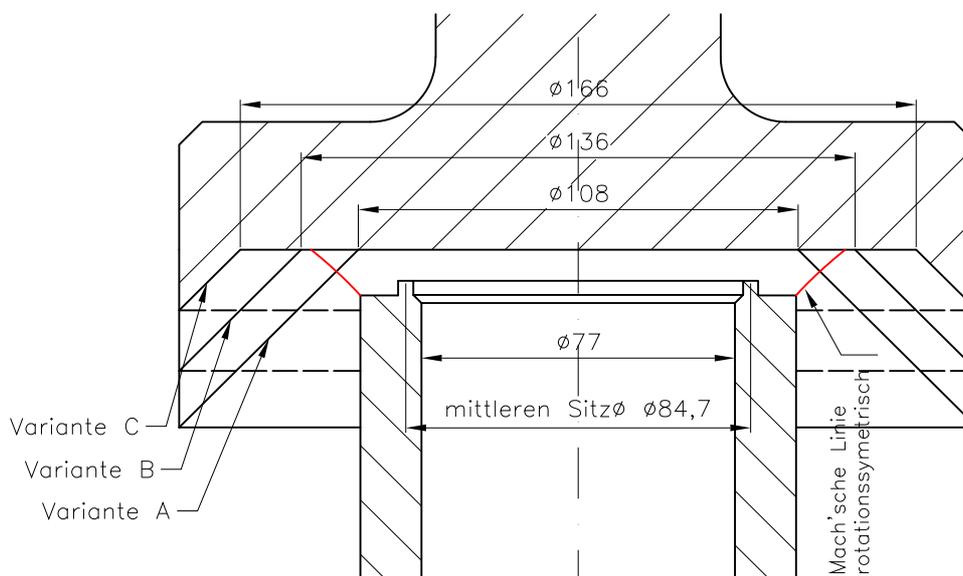


Abbildung 7.1: Variationen des Durchmessers der Hubglockenschräge  $d_{HG,I}$ ,  $\beta = 45^\circ$

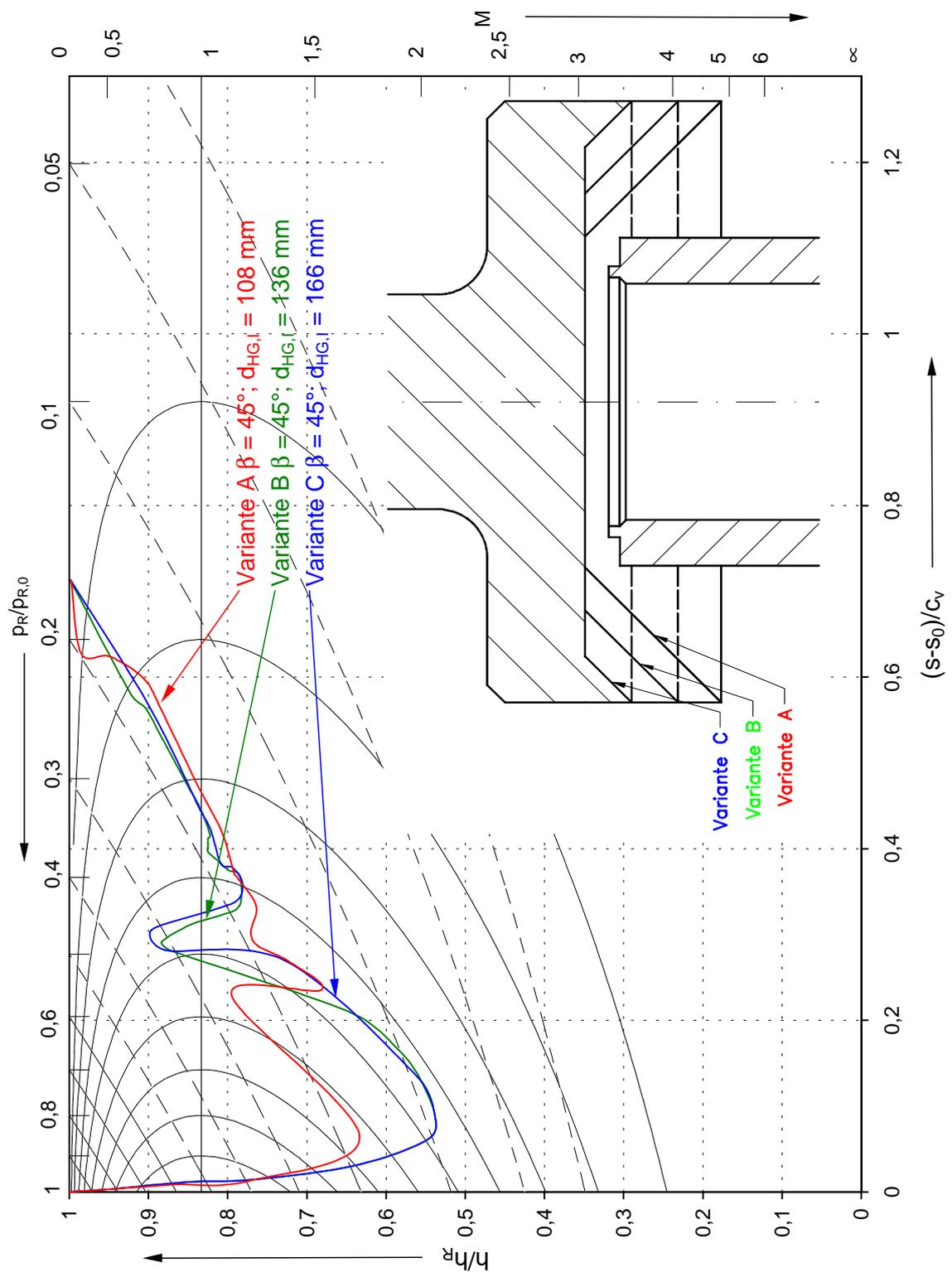


Abbildung 7.2: Zustandsverlauf, unterschiedliche Durchmesser der Hubglockenschräge,  $d_{HG,I}$ ,  $\beta = 45^\circ$ , kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

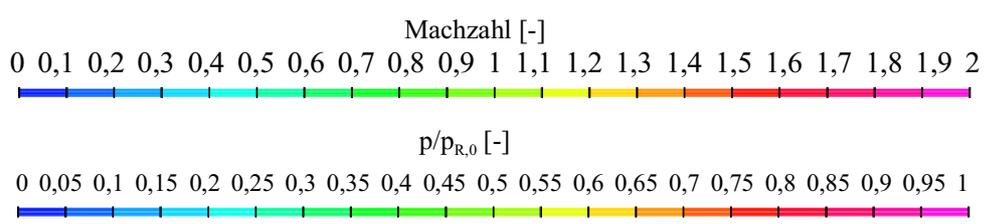
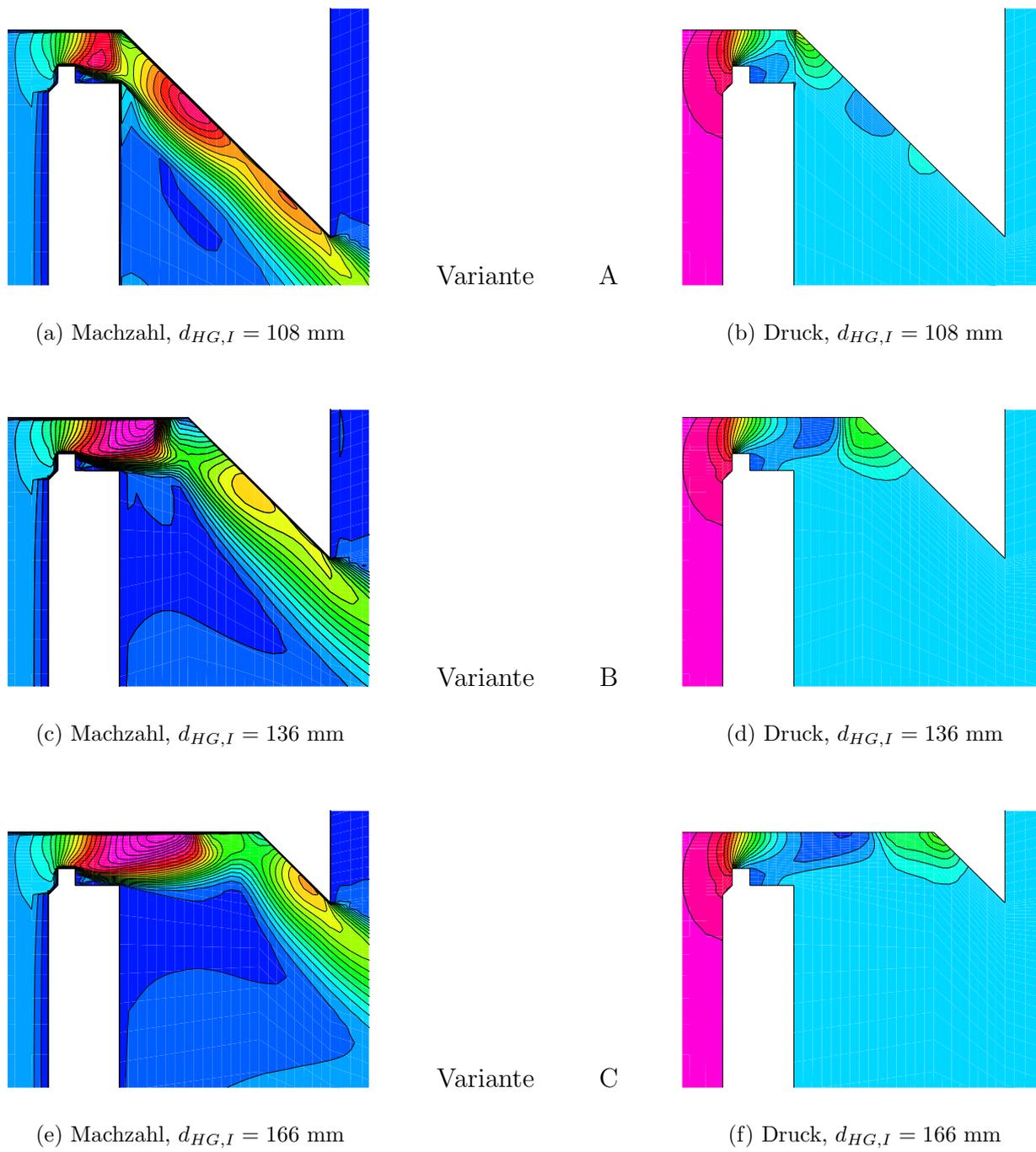


Abbildung 7.3: Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austrittseitig, unterschiedliche Durchmesser der Hubglockenschräge,  $d_{HG,I}$ ,  $\beta = 45^\circ$ , kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

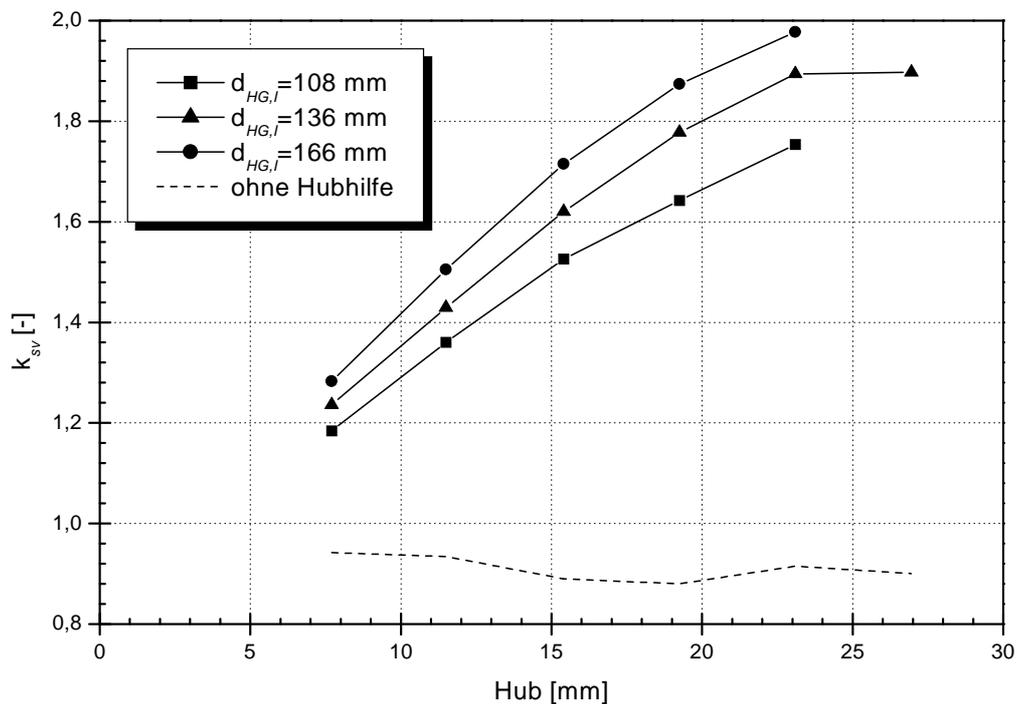


Abbildung 7.4: Kennlinie  $k_{sv} = f(h)$ ,  $\beta = 45^\circ$ , kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

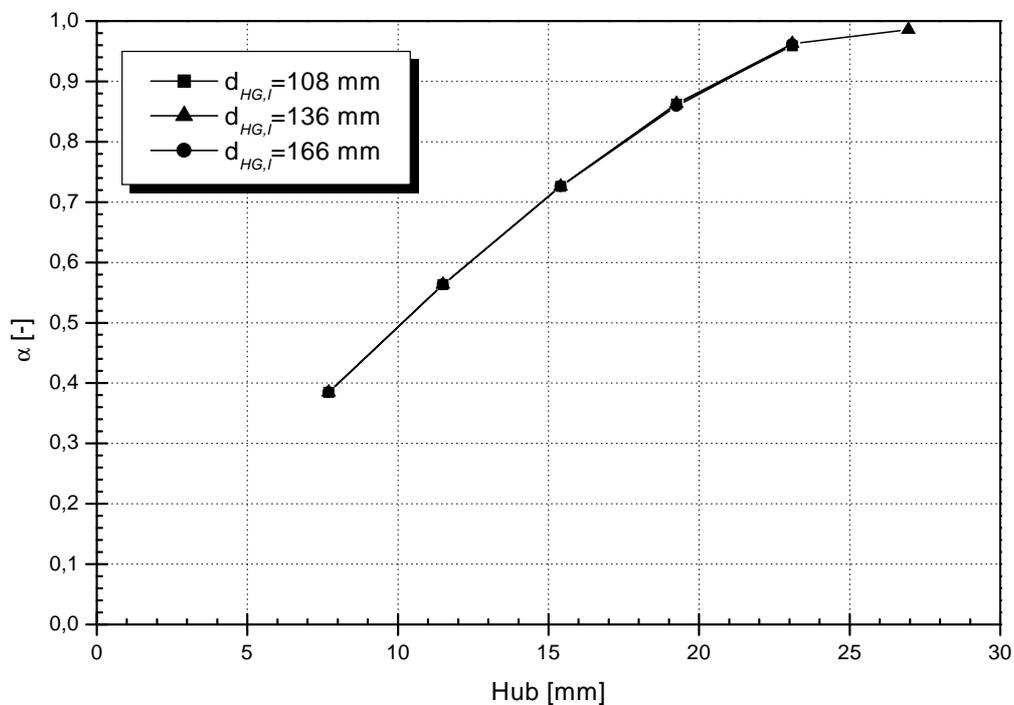


Abbildung 7.5: Kennlinie  $\alpha = f(h)$ ,  $\beta = 45^\circ$ , kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

## 7.2 Variationen des Hubglockenwinkels $\beta$

Die geometrischen Abmessungen für Gehäuse, Eintrittsdüse und Spindel werden bei den Untersuchungen zur Auswirkung des Hubglockenwinkels auch hier gemäß Abbildung 6.1 beibehalten. Bei einem konstanten Durchmesser von 136 mm für den ebenen Tellerbereich wird der Einfluß des Winkels  $\beta = 30^\circ$ -Variante A,  $\beta = 45^\circ$ -Variante B,  $\beta = 60^\circ$ -Variante C, Abbildung 7.6, beim Eintrittsdruck von 6 bar und Ausströmen gegen die Atmosphäre untersucht.

Der Entspannungsverlauf bei engstem Querschnitt im Sitzbereich ( $h/d_0 = 0,1$ ) entlang der mittleren Stromlinie ist im  $h$ - $s$  Diagramm in der Abbildung 7.7 dargestellt. Für die durchgeführten Variationen gilt bis zum engsten Querschnitt der gleiche Verlauf, nahezu isentrope Entspannung. Die weitere Beschleunigung im Überschall ist mit minimaler Entropiezunahme verbunden. Bedingt durch den gleichen Hubglockenradius wird bei allen Varianten nahezu die gleiche maximale Geschwindigkeit erreicht. Variante A und B weisen im wesentlichen einen identischen Verlauf auf. Verzögerung durch die Hubglocke, erneute Beschleunigung im Überschall gefolgt von isobarer Entspannung auf den Endzustand.

Die Aussage aus der Impulsbetrachtung, Gl. 7.1, findet ihre Bestätigung für die Varianten A und B in den berechneten Kraftkennlinien, dargestellt in der Abbildung 7.9. Der Kraftzuwachs resultiert aus der stärkeren Umlenkung bei  $\beta = 45^\circ$ . Mit größerem  $\beta$  verschiebt sich der Druckaufbau auf der Schräge zu kleinerem Radius und wirkt somit auf eine kleinere Fläche, Abbildung 7.8. Für die Variante C ( $\beta = 60^\circ$ ) wurde somit eine kleinere Kraft als bei A und B berechnet.

Durch die große Umlenkung bei  $\beta = 60^\circ$  kommt es zusätzlich zur stärkeren Wechselwirkung mit dem Gehäuse. Der Austrittsstrahl wird nach Verlassen der Hubhilfe durch das Gehäuse umgelenkt. Für Variante C gilt der Verlauf (7.7): Verzögerung durch die Hubglocke, Beschleunigung zu Überschall gefolgt von isobarer Entspannung, Verzögerung und Staupunkt an der unteren Gehäusewand.

Analog zum Abschnitt 7.1 ist keine Auswirkung der durchgeführten Geometrievariationen auf den abführbaren Massestrom, Abbildung 7.10, zu verzeichnen.

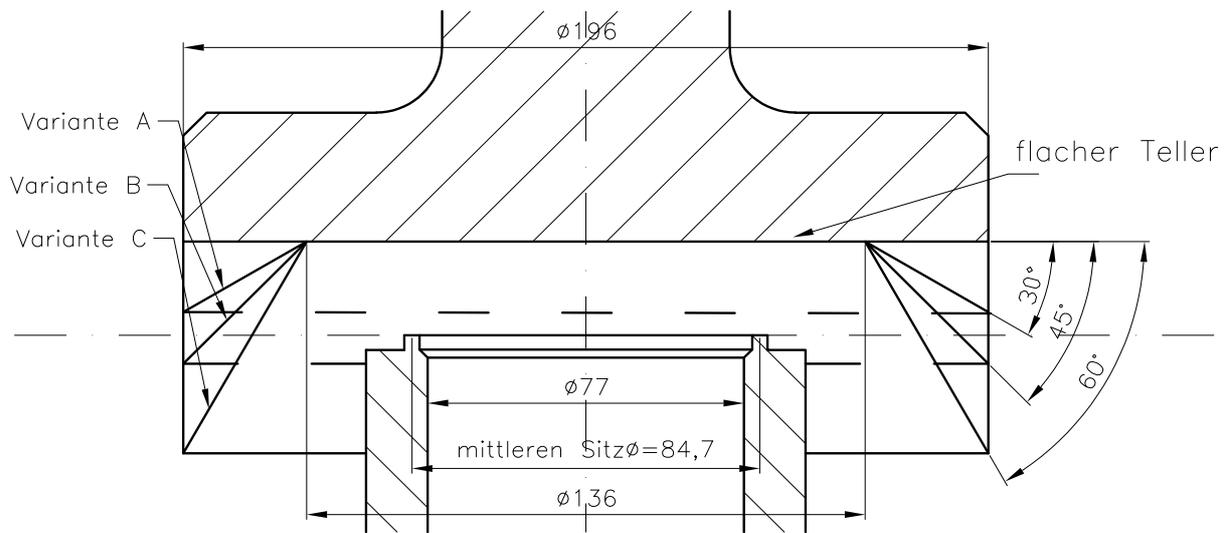


Abbildung 7.6: durchgeführte Hublockenwinkelvariationen

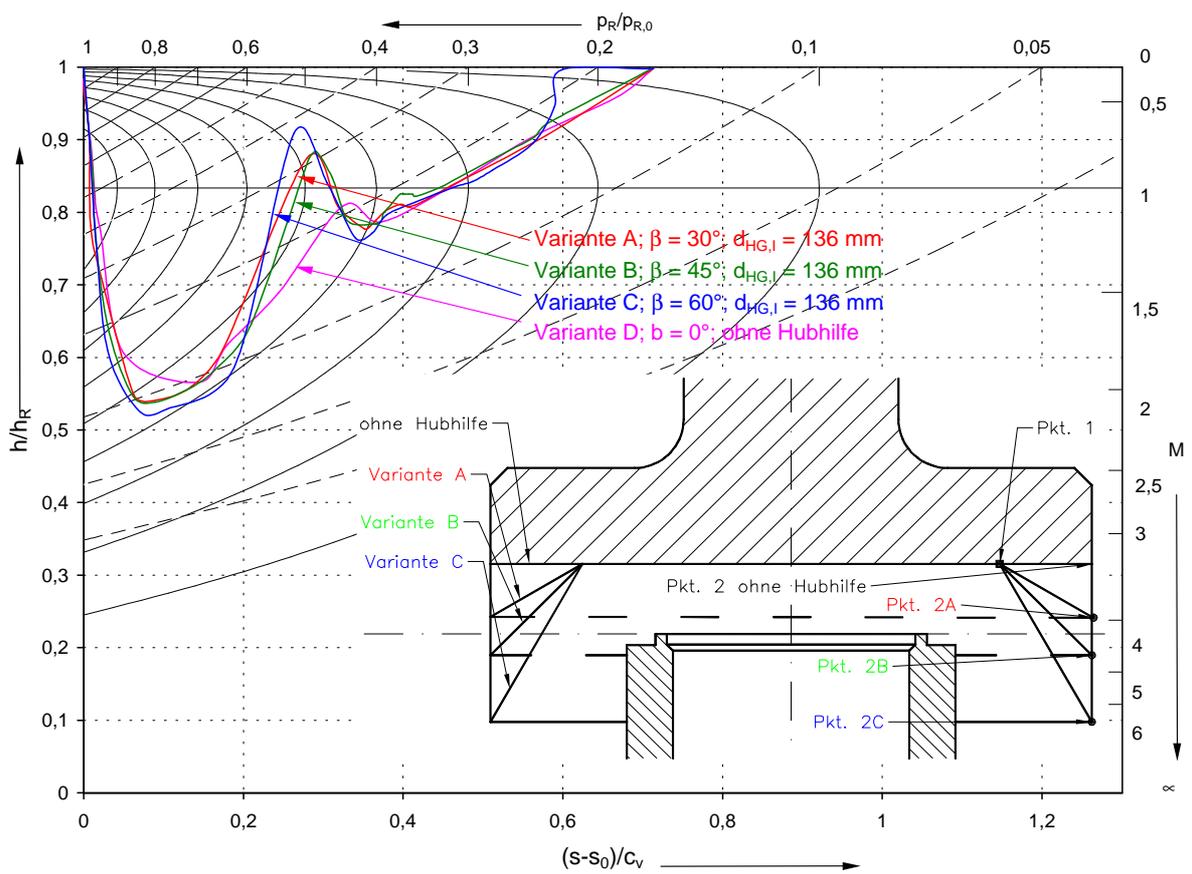
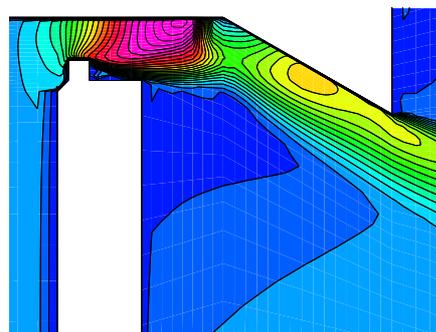
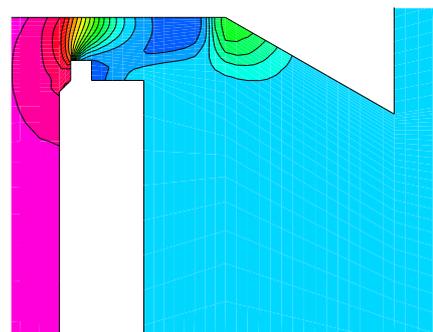


Abbildung 7.7: Zustandsverlauf, Hublockenwinkelvariationen, kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

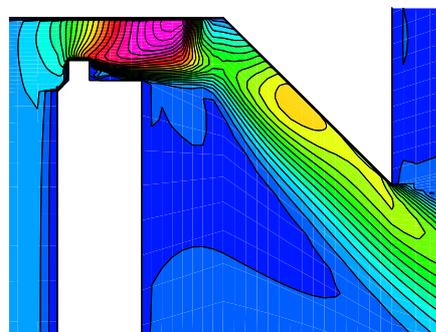


(a) Machzahl  $\beta = 30^\circ$

Variante A

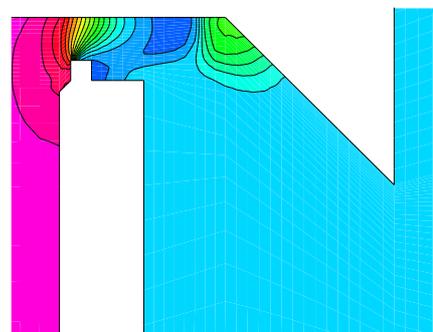


(b) Druck  $\beta = 30^\circ$

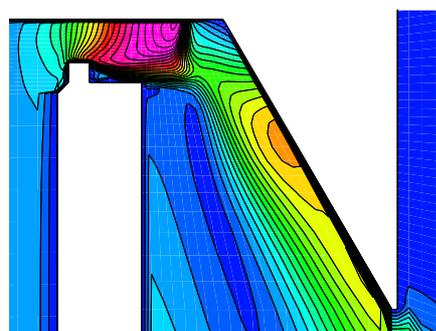


(c) Machzahl  $\beta = 45^\circ$

Variante B

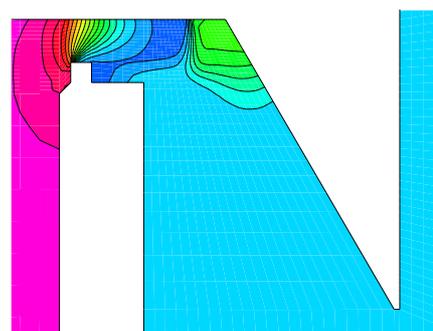


(d) Druck  $\beta = 45^\circ$



(e) Machzahl  $\beta = 60^\circ$

Variante C



(f) Druck  $\beta = 60^\circ$

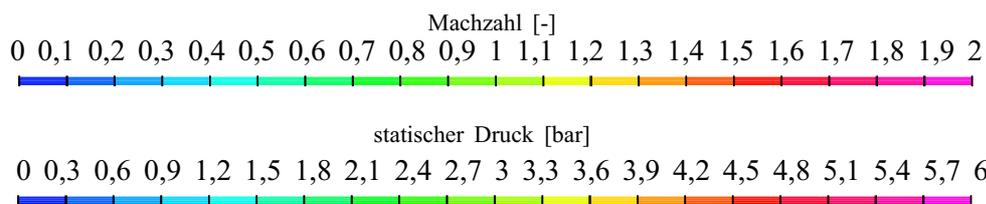


Abbildung 7.8: Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich aus-  
trittseitig, Variationen des Hubglockenwinkels, kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

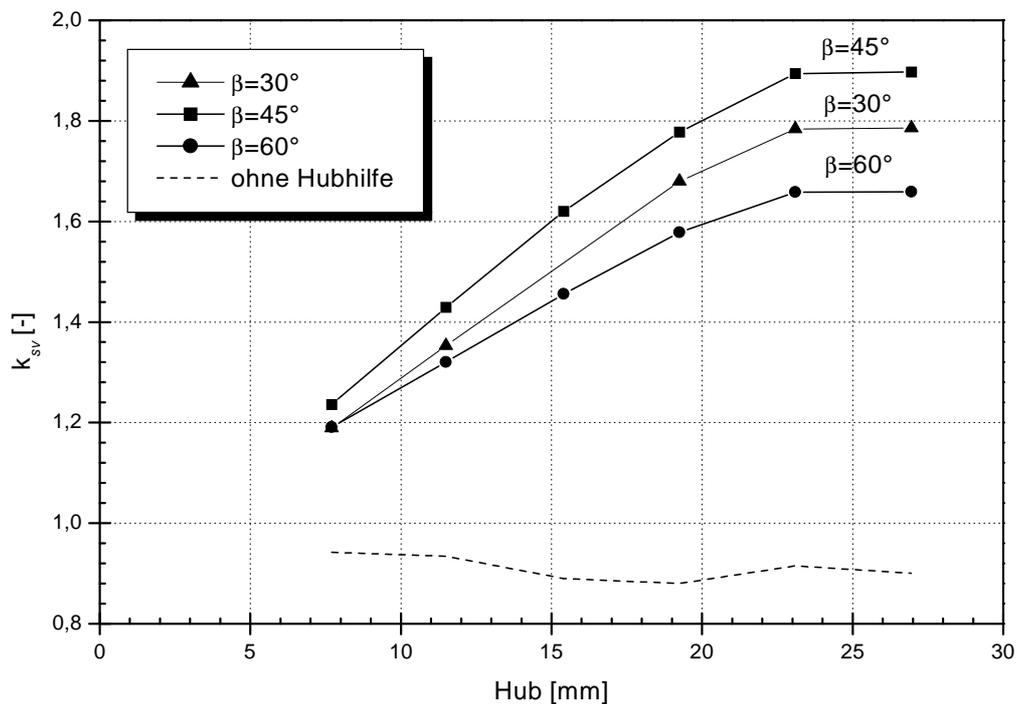


Abbildung 7.9: Kennlinie  $k_{sv} = f(h)$ ,  $d_{HG,I} = 136$

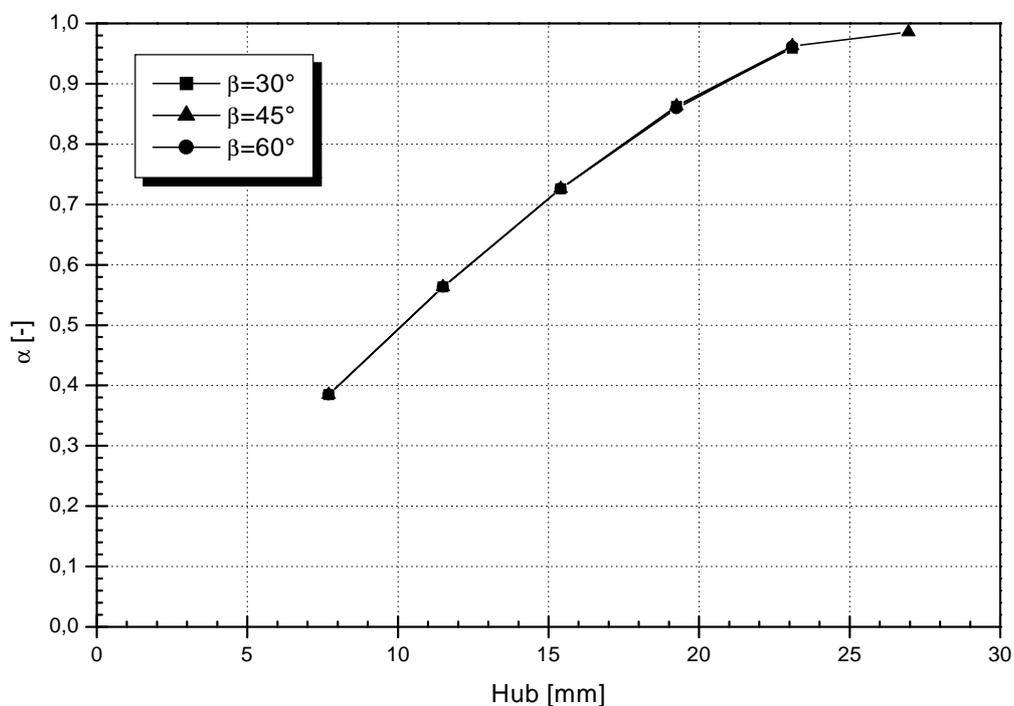


Abbildung 7.10: Kennlinie  $\alpha = f(h)$ ,  $d_{HG,I} = 136$

### Grenzfall Hublockenwinkel $\beta = 90^\circ$

Als Grenzfall der Variation des Hublockenwinkels wird der Fall  $\beta = 90^\circ$  untersucht. Die Geometrie des Gehäuses, des Eintrittsstutzens und der Spindel werden gemäß Abbildung 6.1 beibehalten. Es gilt: Ruhedruck am Eintritt  $p_{R,0} = 6 \text{ bar}$ , Ausströmen gegen die Atmosphäre,  $\Pi = 0,16\bar{6}$ .

Der Entspannungsverlauf bei engstem Querschnitt im Sitzbereich ( $h/d_0 = 0,1$ ) entlang der mittleren Stromlinie ist im h-s Diagramm in der Abbildung 7.11 dargestellt. Es gilt grundsätzlich der gleiche Verlauf, wie bei  $\beta = 60^\circ$ . Durch die extreme Umlenkung ist die zweite Beschleunigung zum Überschall sehr deutlich ausgeprägt. Nach Verlassen der Hublocke wird der Austrittsstrahl vom Gehäuse umgelenkt. Abbildung 7.13 zeigt die Machzahl- und Druckverteilung.

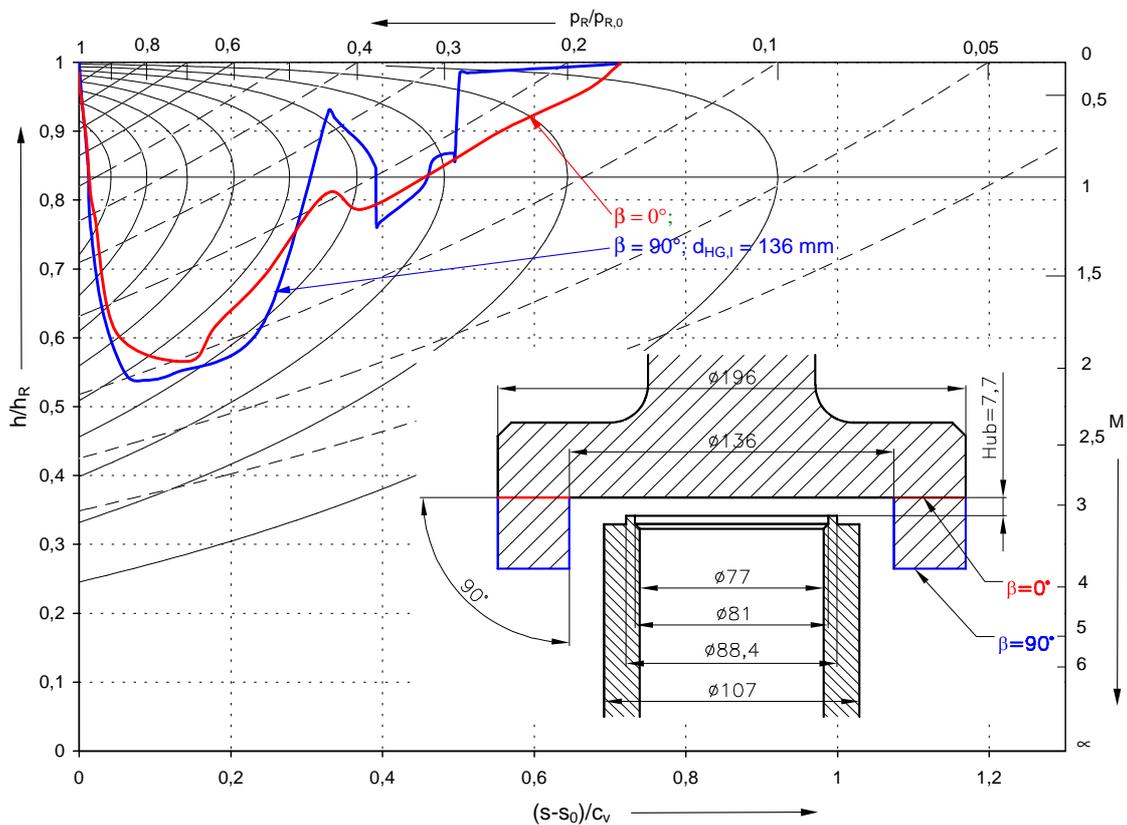


Abbildung 7.11: Zustandsverlauf, kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

Der Entspannungsverlauf für große Öffnung ( $h/d_0 = 0,3$ ) entlang der mittleren Stromlinie ist im h-s Diagramm in der Abbildung 7.12 dargestellt. Bei den veränderten Flächenver-

hältnissen wird im Sitzbereich gerade Überschall erreicht, anschließend wird die Strömung umgelenkt, der Gegendruck wird nicht erreicht. so daß eine Beschleunigung zu Überschall stattfindet, wobei die maximale Geschwindigkeit nach Verlassen der Hubhilfe erreicht wird, Abbildung 7.14. Es besteht bei solchen Konstruktionen die Gefahr, daß der engste Querschnitt nicht mehr durch den Sitzbereich bestimmt wird, sondern durch die Bemessung des Eintrittsstutzens und der Hubglockengeometrie.

Die berechnete Kraftkennlinie  $k_{sv} = f(Hub)$  ist in der Abbildung 7.15 dargestellt. Ab einem Hub ca. 23 mm ist kein Kraftzuwachs zu verzeichnen. Die Verhältnisse nähern sich denen mit Hubhilfe von  $\beta$  kleiner  $90^\circ$ .

Die Auswirkung von weiteren Variationen der Hubhilfegeometrie bei  $\beta = 90^\circ$  auf die Kraftkennlinie ist in der Abbildung 7.16 dargestellt. Die Variation beinhaltet: Vergößerung des Hubhilferadius und Verkürzung der Hubhilfe.

Für beide Modifikationen wurden kleineren Kraftbeiwerte gegenüber der Ausgangsgeometrie berechnet.

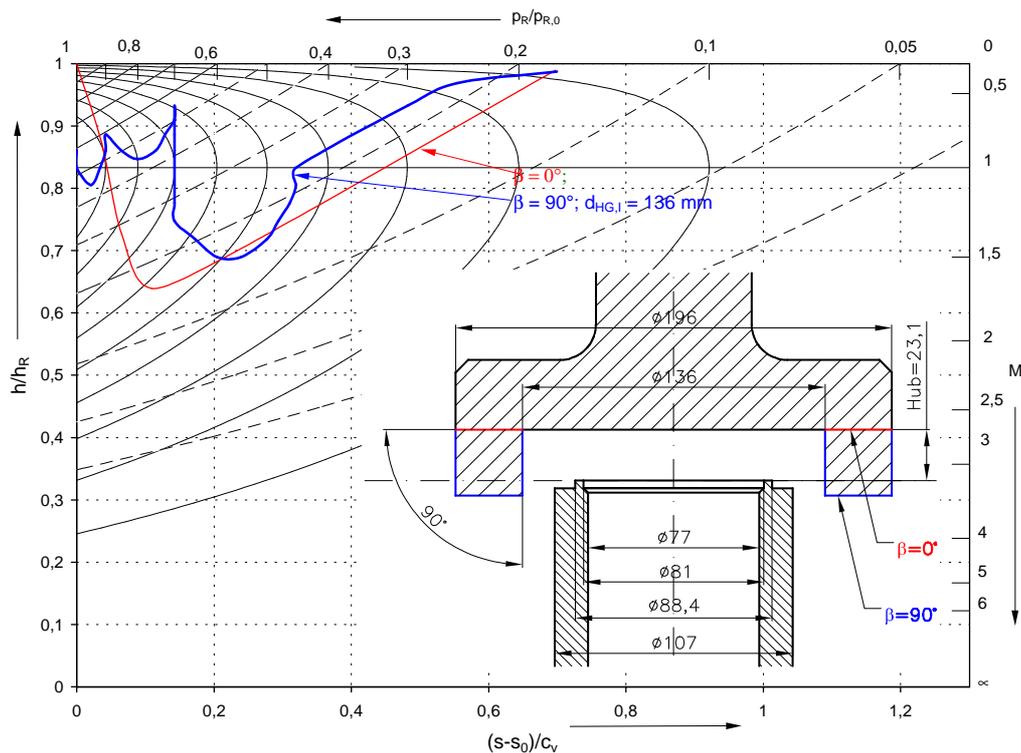


Abbildung 7.12: Zustandsverlauf, große Öffnung  $h/d_0 = 0,3$

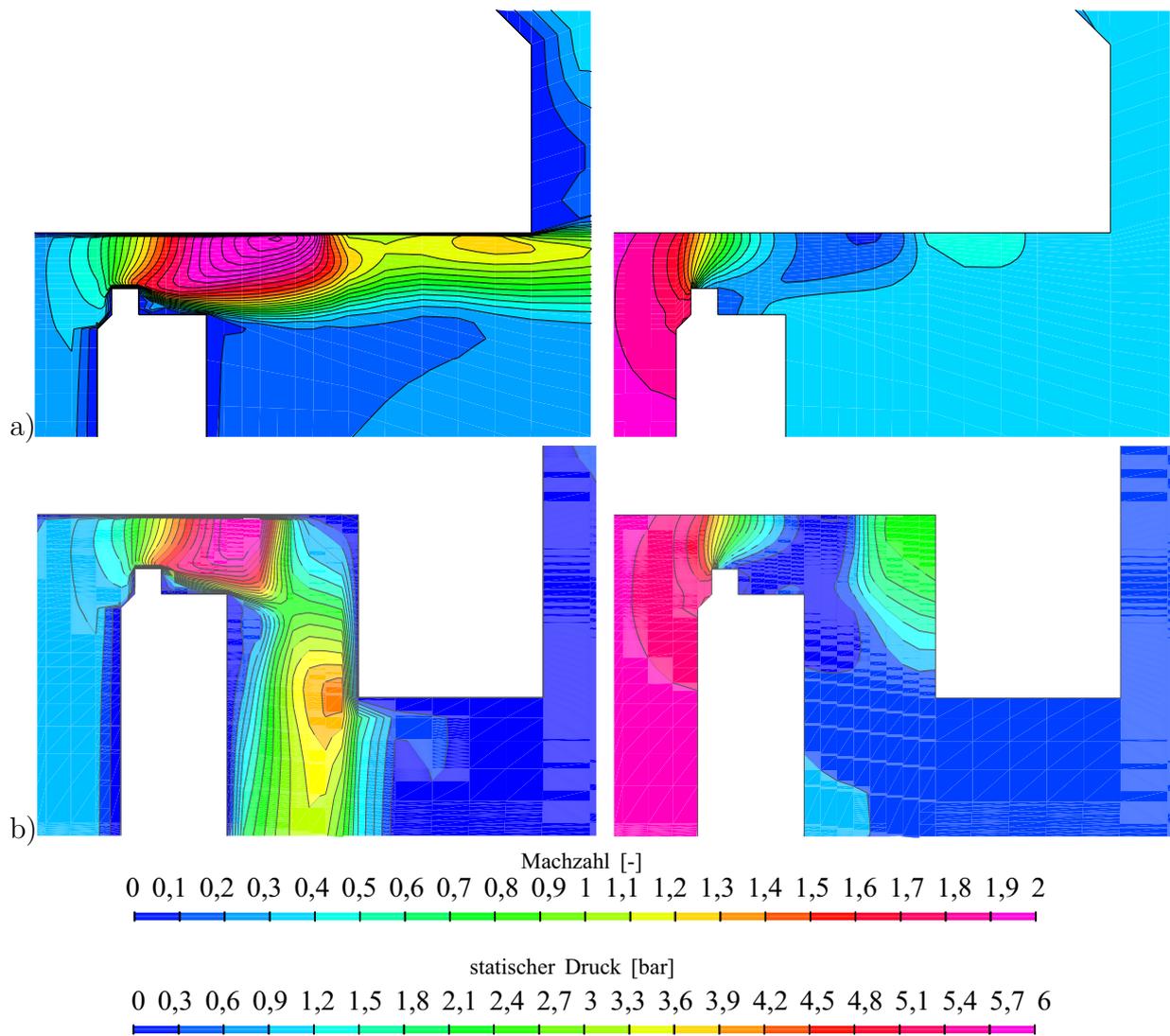


Abbildung 7.13: Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich aus-  
trittseitig, kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$ ; a)  $\beta = 0^\circ$ ; b)  $\beta = 90^\circ$

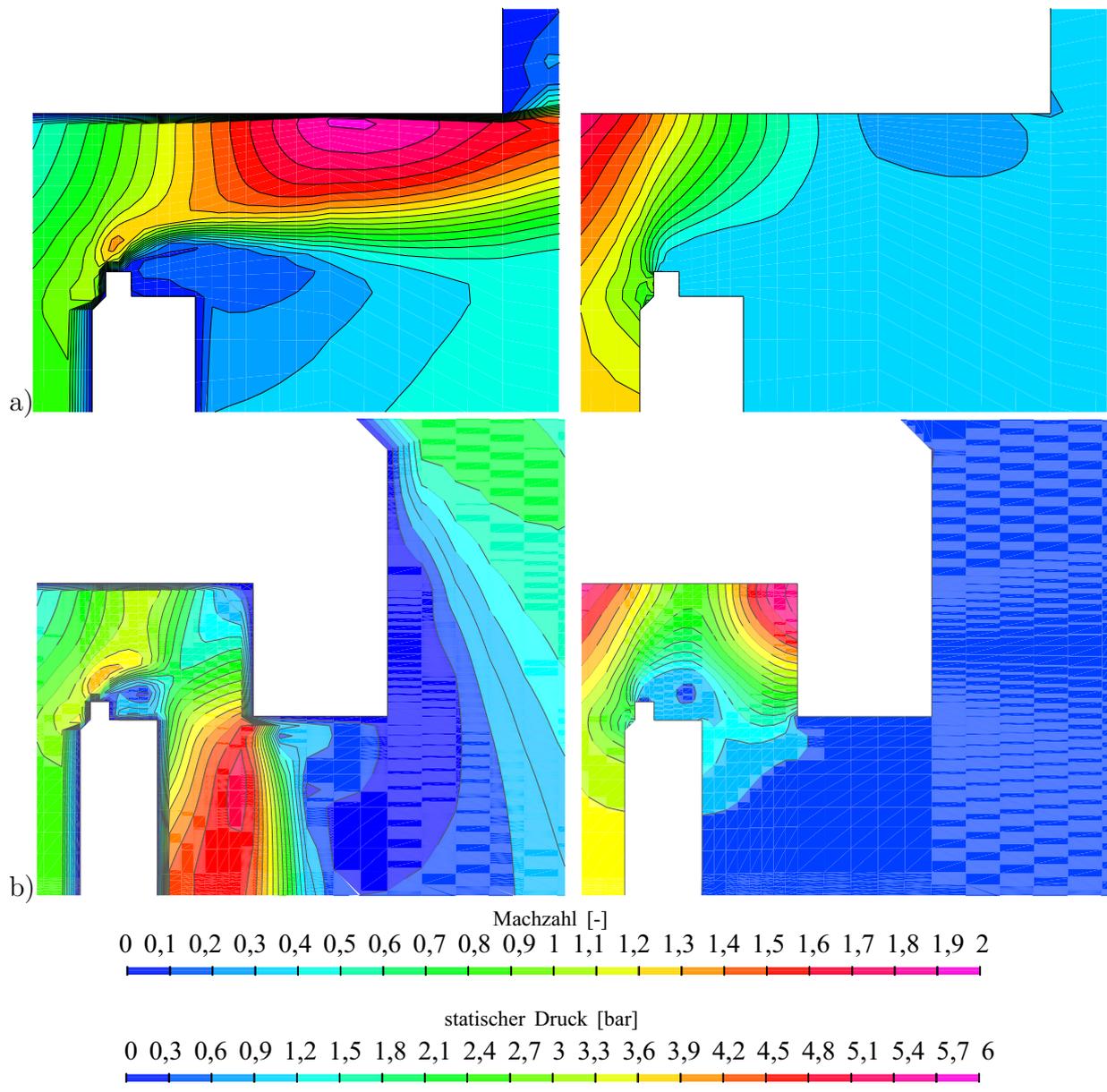


Abbildung 7.14: Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich aus- trittseitig, große Öffnung  $h/d_0 = 0,3$ ; a)  $\beta = 0^\circ$ ; b)  $\beta = 90^\circ$

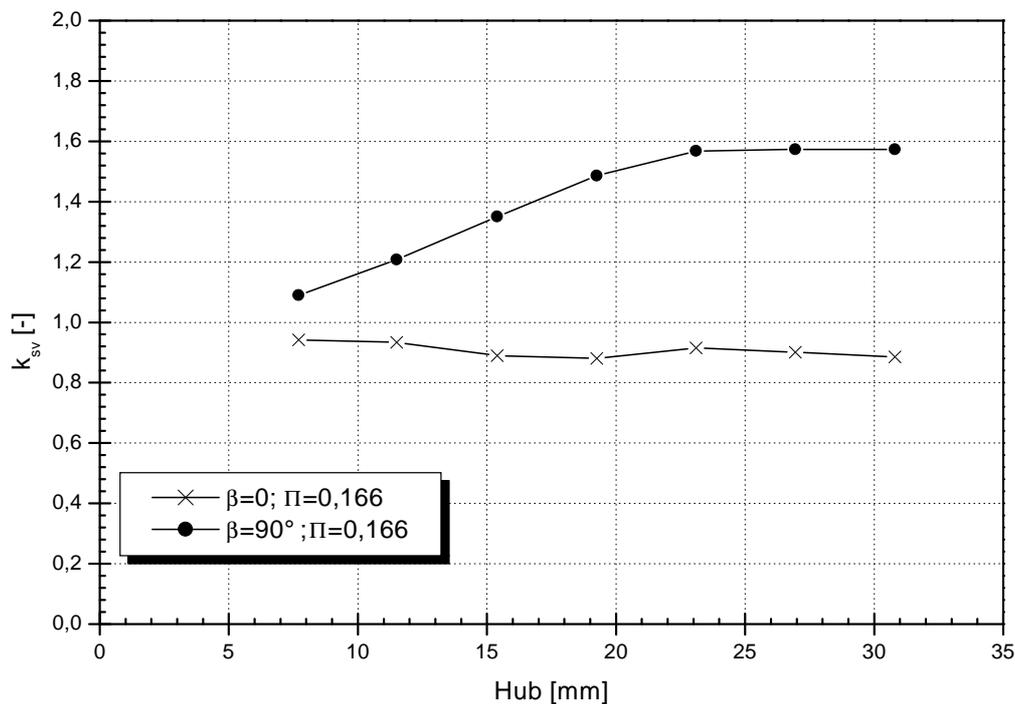


Abbildung 7.15: Kennlinie  $k_{sv} = f(h)$

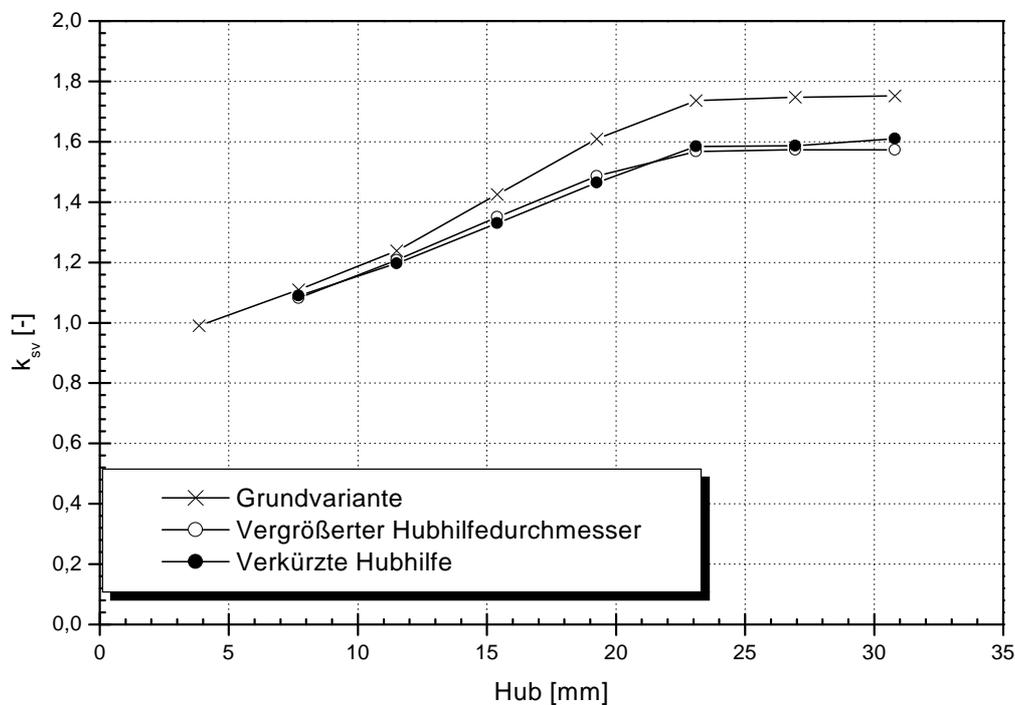


Abbildung 7.16: Kennlinie  $k_{sv} = f(h)$

# Kapitel 8

## Ventilmodell mit speziellem Entspannungsverlauf

### 8.1 Modell mit Zwischenentspannung

Hauptziel bei der Gestaltung der strömungsführenden Teile eines Vollhub-Sicherheitsventiles ist es, möglichst große Drücke unterhalb der Hublocke zu gewährleisten. Neben einer größeren Wirkfläche oder dem Umlenken des Austrittsstrahles kann auch eine gezielte Beeinflussung des Entspannungsverlaufes herangezogen werden.

Als Prinzip bietet sich an: Zwischenentspannung auf größeren als den Gegendruck, gefolgt von Umlenkung und Wiederbeschleunigung. Ziel ist die Vergößerung der Geschwindigkeit beim Umlenken und damit das Erreichen einer größeren Reaktion auf die bewegten Einbauten zu erzielen.

Eine mögliche Gestaltung nach diesen Gesichtspunkten ist in der Abbildung 8.1 dargestellt. Durch die Gestaltung des Sitzbereiches und des Tellers wird zum einen erreicht, daß der Strömungsraum nach Verlassen des Sitzbereiches eingeschränkt ist und somit das Medium nicht auf den Gegendruck expandieren kann. Zum anderen wird der Austrittsstrahl aus dem Sitzbereich umgelenkt und trifft mit großer Geschwindigkeit, ggf. mit Überschall, auf den äußeren Tellerradius.

Der Eintrittsdurchmesser, der engste Querschnitt, der mittlere Sitzdurchmesser sowie der Austrittsdurchmesser sind gemäß Abbildung 6.1 beibehalten. Die Form und Abmessungen des Eintrittstutzens, sowie des Gehäuses entsprechen ebenfalls der Ausführung nach Ab-

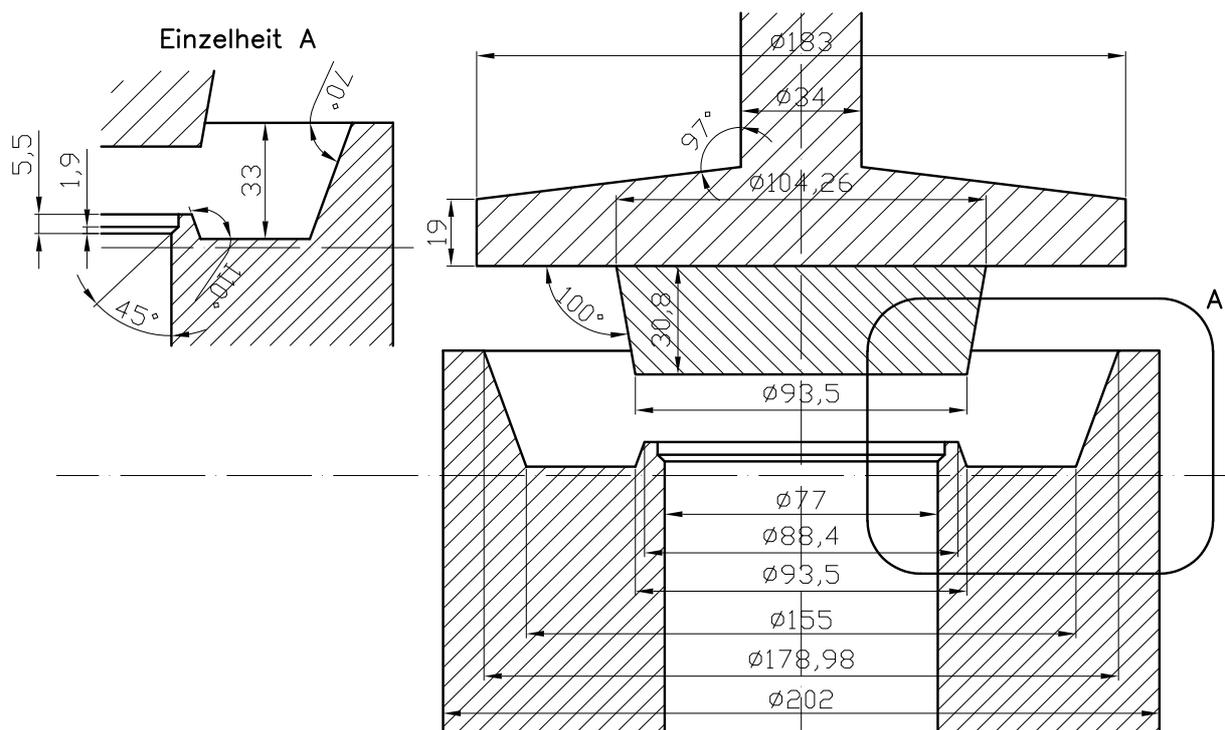


Abbildung 8.1: Geometrie des Ventilmodells; spezieller Entspannungsverlauf;  $d_0 = 17 \text{ mm}$ ;  $d_{\text{Sitz},m} = 84,7 \text{ mm}$ ;  $h/d_0 = 0,25$

bildung 6.1. Somit ist gewährleistet, daß die getroffenen Definitionen im Abschnitt 5.6 für die nachfolgend dargestellten Untersuchungen gelten.

Die realisierte Vernetzung bei großer Öffnung ist in der Abbildung 8.3 dargestellt. Das Ventil wurde analog Abschnitt 5.5 aus zwei unterschiedlichen Netzen "Ventil" und "Austrittsrohr" zusammengesetzt. Dabei wurde ausgenutzt, daß an der Übergangsstelle zwischen zwei Teilnetzen je eine Zelle an drei Zellen angebunden werden darf (dies sowohl bei einer örtlichen Netzverfeinerung als auch beim Übergang auf ein größeres Netz).

Das Kennfeld wurde im Hubbereich  $h/d_0 = 0,05 \dots 0,35$  bzw.  $h = 3,85 \dots 23,1 \text{ mm}$  und im Systemdruckbereich  $p_{R,0} = 2 \dots 60 \text{ bar}$  berechnet. Tabelle 8.1 gibt eine Übersicht über die durchgeführten Berechnungen.

Die Randbedingungen, das Wandgesetz sowie das verwendete Turbulenzmodell entsprechen den Angaben in Tabelle 5.1, Abschnitt 5.5

Das berechnete Kennfeld  $k_{sv} = f(h, p_{R,0})$  des Ventilmodells ist in der Abbildung 8.2 dargestellt:

Tabelle 8.1: Hub und Systemdruckvarianten für das Ventilmodell nach Abbildung 8.1

Hub [mm] ( $h/d_0$ )	Systemdruck $p_{sys}$ [bar]								
	2	3	4	6	10	15	20	25	60
$p_A/p_{R,0}$	0,5	0,3	0,25	0,16	0,1	0,06	0,05	0,04	0,016
3,85 (0,05)	○	○	○	●	●	●	●	●	●
7,70 (0,10)	●	●	●	●	●	●	●	●	●
11,50 (0,15)	●	●	●	●	●	●	●	●	●
15,40 (0,20)	●	●	●	●	●	●	●	●	●
19,25 (0,25)	●	●	●	●	●	●	●	●	●
23,10 (0,30)	●	●	●	●	●	●	●	●	●
26,95 (0,35)	●	●	●	●	●	●	●	●	●
30,80 (0,40)	●	●	●	●	●	●	●	●	●

- Der Kraftbeiwert  $k_{sv}$  ist bis ca. 25 bar Ruhedruck am Eintritt stark vom Druckverhältnis abhängig
- Der Kraftbeiwert  $k_{sv}$  steigt bis 7,7 mm, bis 11,4 mm bleibt die Kraft nahezu konstant und fällt ab einen Öffnungshub von ca. 11,4 mm ab

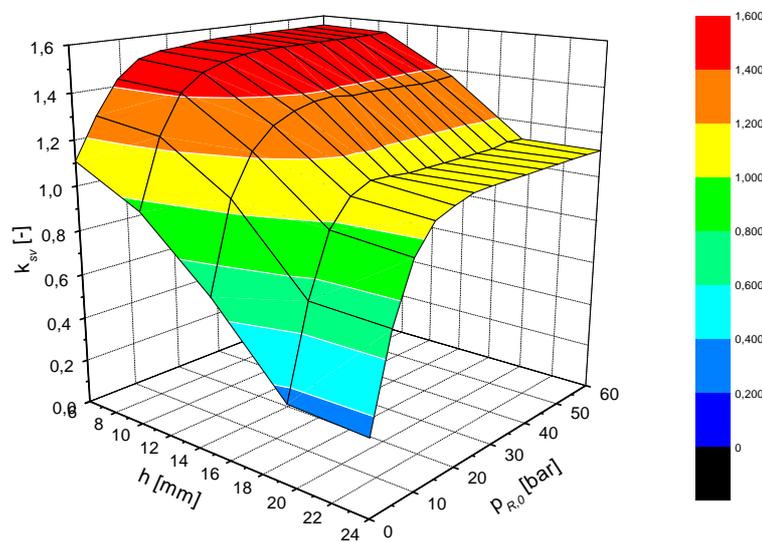


Abbildung 8.2: Kennfeld  $k_{sv} = f(h, p_{R,0})$ , Geometrie gemäß Abbildung 8.1

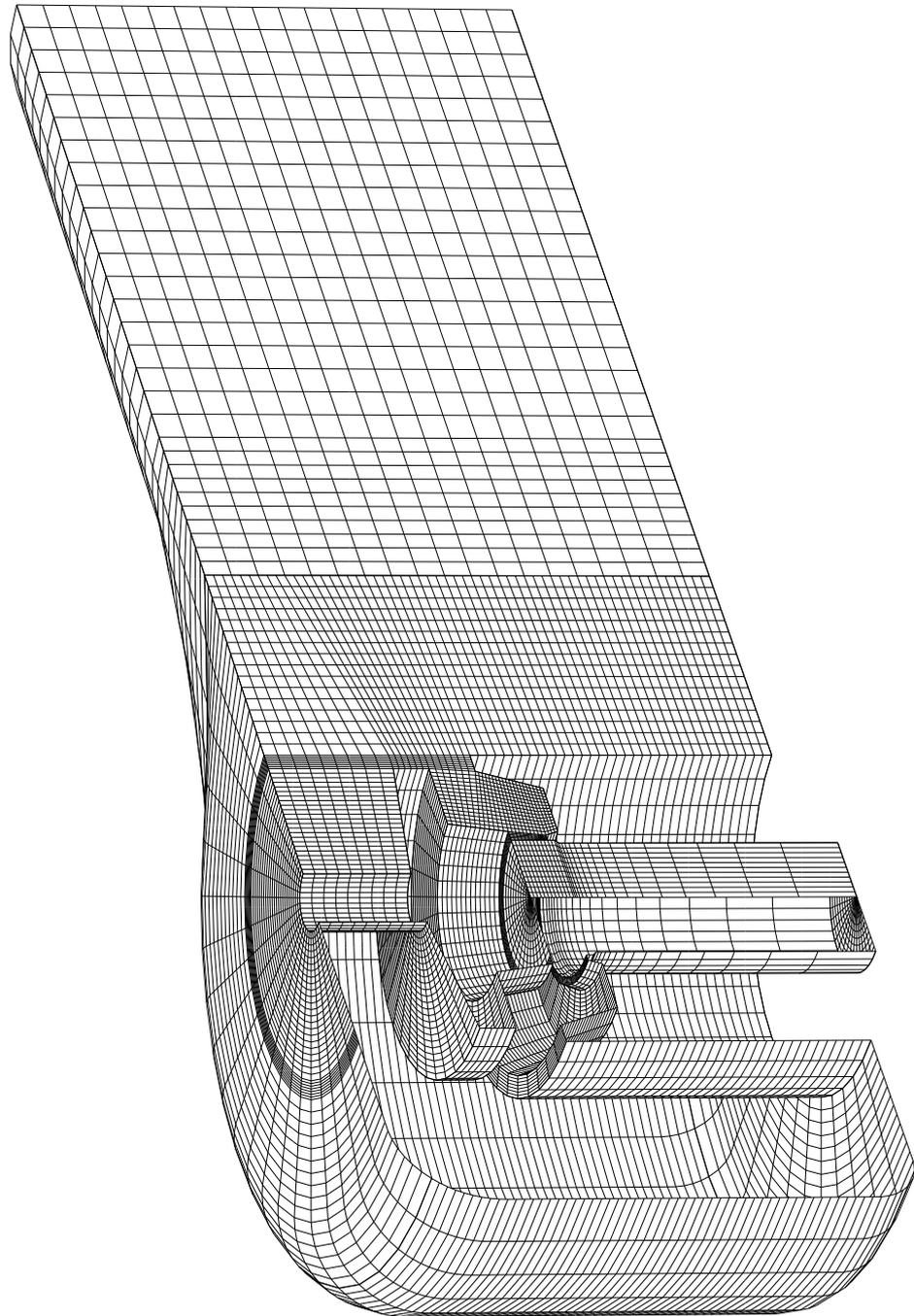
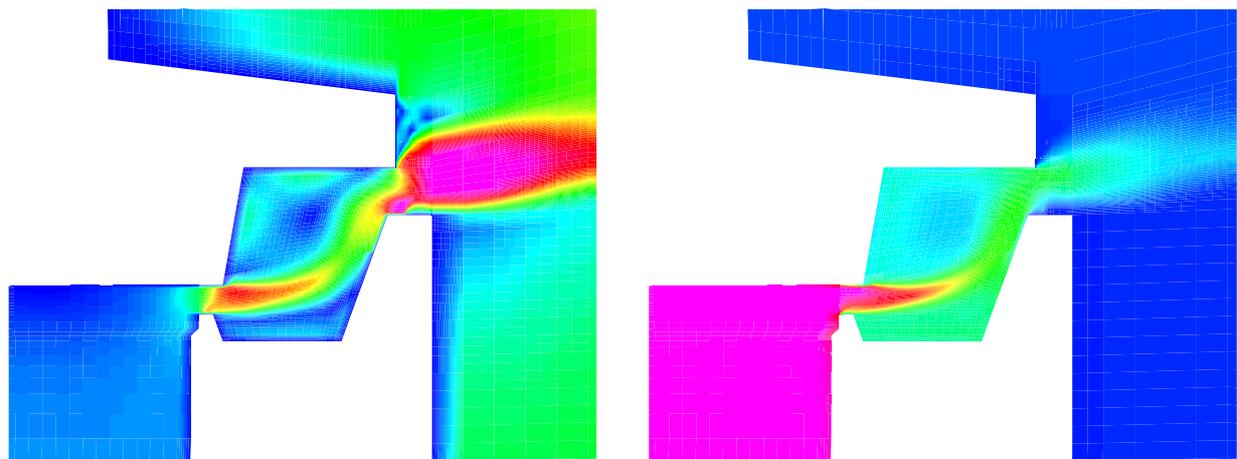


Abbildung 8.3: berechnetes Ventilmodell, Zellen der äußeren Kontur des Strömungsgebietes;  $d_0 = 17 \text{ mm}$ ;  $d_{\text{Sitz},m} = 84,7 \text{ mm}$ ;  $h/d_0 = 0,25$

## Grundsätzliche Abhängigkeiten

Der Entspannungsverlauf ist gekennzeichnet durch multiple kritische Zustände, beispielhaft in der Abbildung 8.4 a) und b) durch die Machzahl- bzw. Ruhedruckverteilung demonstriert. Die Darstellung bezieht sich auf eine kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$  und kleines Druckverhältnis  $\Pi = 0,01\bar{6}$ . Der zugehörige generelle Entspannungsverlauf ist im h-s Diagramm (s. Abbildung 8.5 a) dargestellt. Das Medium wird in der Eintrittsdüse bis zum engsten Strömungsquerschnitt isentrop beschleunigt. Im engsten Querschnitt wird die kritische Machzahl  $M = 1$  erreicht. Durch die Flächenerweiterung im rotationssymmetrischen Kanal findet eine überkritische Expansion statt, Abschnitt  $E \Rightarrow A$  im h-s Diagramm. Am Ende der Beschleunigung wird der notwendige Druck für eine isobare Entspannung auf den Endzustand nicht erreicht. Der Zustand nach Verlassen des Sitzbereiches wird als erste Druckstufe bezeichnet. Durch die Form des Kanales wird der Austrittsstrahl mit deutlicher Entropiezunahme verzögert und umgelenkt, Abschnitt  $A \Rightarrow B$  im h-s Diagramm. Bedingt durch das Druck- und Flächenverhältnis bildet sich im rotationssymmetrischen Spalt zwischen Stutzen und Hubhilfe erneut eine Durchflußbegrenzung ( $M = 1$ ) aus. Aufgrund des kleineren Gegendruckes kommt es im weiteren Strömungsverlauf zu einer Nachexpansion im Strahl, verbunden mit dem Übergang auf Überschallgeschwindigkeit. Im Kern des Expansionsgebietes tritt die größte Machzahl ( $M_{max} = 3,3$ ) auf. Nach dem Austritt aus dem Hubhilfebereich wird das Medium quasi isobar auf den Endzustand entspannt. Die Darstellung im h-s Diagramm, Abschnitte  $E \Rightarrow A$  und  $B \Rightarrow C$ , zeigt den nahezu isentropen Charakter der Beschleunigungsstrecken. Die Entropiezunahme findet in den Verzögerungsabschnitten  $A \Rightarrow B$  und  $C \Rightarrow Austritt$  statt.

Verfolgt man die reale Entspannung entlang der mittleren Stromlinie (Abbildung 8.5 b), so ergeben sich Differenzen zu den vorstehenden Aussagen. Aspekte, wie räumliche Zuordnung, Eckenumströmung im transsonischen Bereich beeinflussen den Verlauf. Im Zwischenraum zwischen den beiden engsten Querschnitten liegt auch eine Beschleunigung gering in den Überschallbereich vor. Dies ist nach dem ersten engsten Querschnitt zu erwarten und im Betrag von der Form und der Größe des Zwischenraumes abhängig.



(a) Machzahlverteilung

(b) Druckverteilung  $p_{R,0}/p_R$

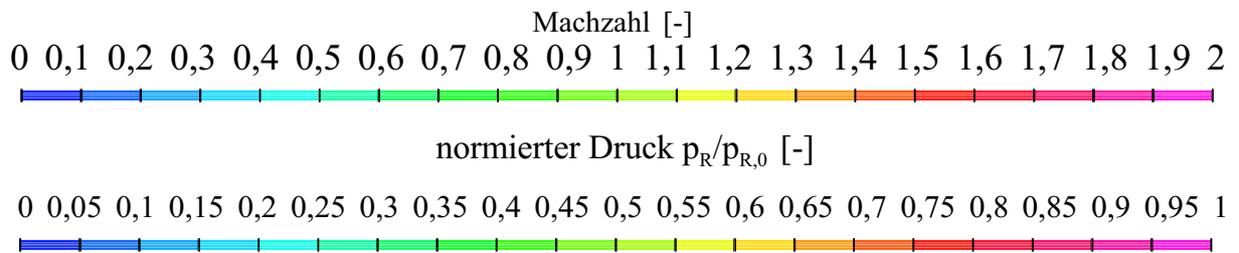
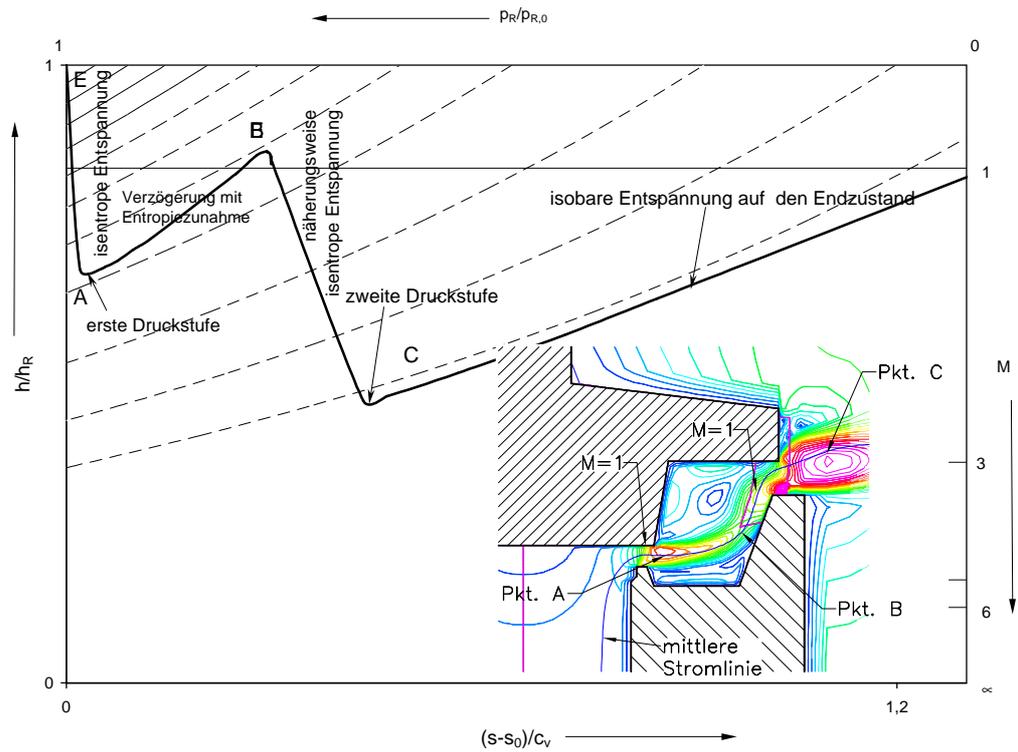
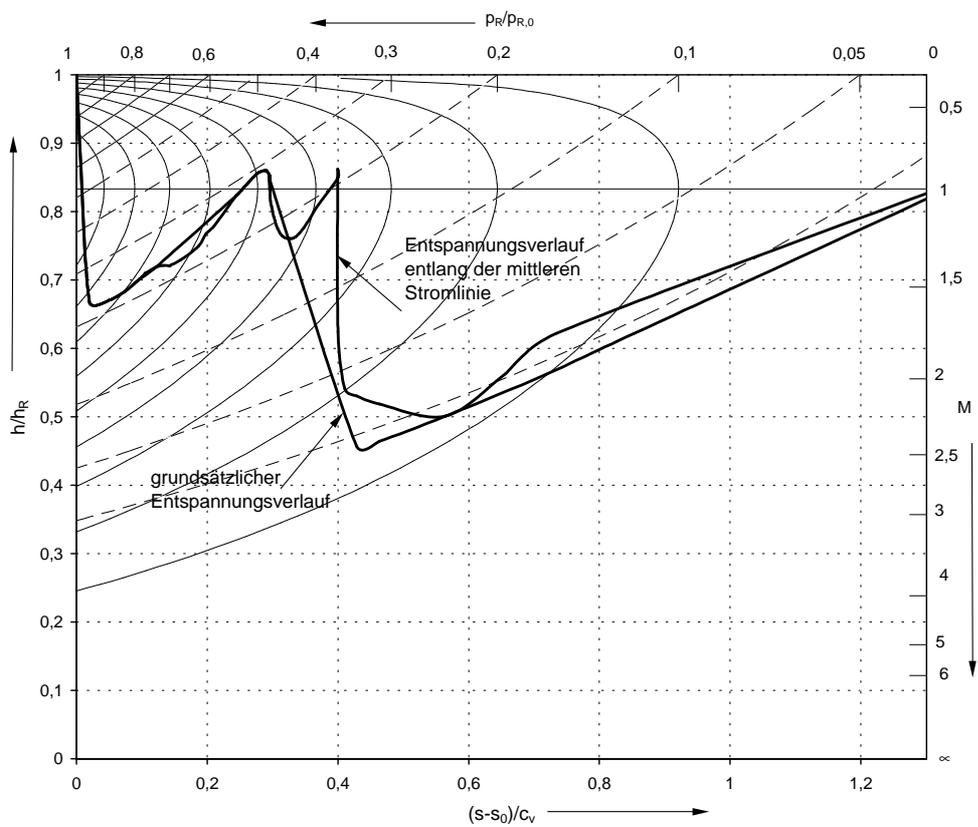


Abbildung 8.4: Machzahl- und Ruhedruckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich austrittseitig;  $h/d_0 = 0,1$ ;  $\Pi = 0,01\bar{6}$



a)



b)

Abbildung 8.5: Entspannungsverlauf: a) qualitativ b) qualitativ und berechnet

## Abhängigkeit vom Druckverhältnis

Die Durchströmung der untersuchten Geometrie weist über den gesamten Hubbereich eine starke Abhängigkeit vom Druckverhältnis ( $p_{R,0} \leq 25 \text{ bar}$ ) auf.

Der Zusammenhang wird deutlich, wenn man die Zustände im  $h$ - $s$  Diagramm verfolgt, Abbildung 8.6. Eingetragen ist der Verlauf entlang der mittleren Stromlinie in der Symmetrieebene austrittsseitig für Eintrittsdrücke von 2, 6 und 25 bar bei kleiner Öffnung  $h/d_0 = 0,1$ .

Die Entspannung für  $\Pi = 0,5$  erfolgt unterkritisch und im Verzögerungsabschnitt nahezu isobar. Es ist nach Verlassen des Sitzbereiches eine geringe Beschleunigung gefolgt von einer Verzögerung und der erneuten Beschleunigung bis zum Verlassen des Hubhelfebereiches zu verzeichnen.

Für die Druckverhältnisse  $\Pi = 0,1\bar{6}$  und  $0,04$  gelten überkritische Verhältnisse. Grundsätzlich gilt: Die Beschleunigung im ersten Armaturenabschnitt erfolgt reibungsfrei. Im weiteren Verlauf findet eine isobare Verzögerung auf Unterschall statt. Die Umlenkung des Austrittsstrahles zur quasi zweiten Düse bewirkt eine erneute Beschleunigung auf Überschall. Durch die Anströmung der Hubhilfe wird die Strömung verzögert, nach dem Umlenken und der zweiten Einschnürung beschleunigt (Nachexpansion) und im weiteren Verlauf quasi isobar auf den Endzustand entspannt.

Die Darstellung macht den qualitativen Unterschied bei der Entspannung zwischen  $\Pi = 0,1\bar{6}$  und  $0,04$  deutlich. Beim Ruhedruck von 6 bar wird durch die erste Stufe der Gegendruck nahezu erreicht, so daß man im idealisierten Fall (ohne Geometrieinfluß) eine isobare Entspannung voraussetzen kann. Die maximale Geschwindigkeit wird in der ersten Stufe erreicht.

Im Fall  $p_{R,0} = 25 \text{ bar}$  wird nach Verlassen des Sitzbereiches der Gegendruck nicht erreicht. Die Umlenkung vor der zweiten Stufe findet mit größerem als dem Gegendruck statt. Die maximale Geschwindigkeit wird nach der zweiten Stufe erreicht.

Die in der Abbildung 8.7 angegebenen Verteilungen (Machzahl und statischer Druck) unterstreichen diese Zusammenhänge nochmals:

Die Entspannung beim Druckverhältnis  $\Pi = 0,5$  erfolgt unterkritisch. Der Austrittsstrahl wird nach Verlassen des Sitzbereiches von der Düse in Richtung Hubhilfe umgelenkt.

Im Sitzbereich ist bei  $p_{R,0} = 6 \text{ bar}$  im engsten Strömungsquerschnitt deutlich die Linie  $\text{Mach} = 1$  ausgebildet. Aufgrund des kleineren Gegendruckes und der Flächenerweiterung expandiert das Medium weiter, wobei sich nach Verlassen des Sitzbereiches die maximale

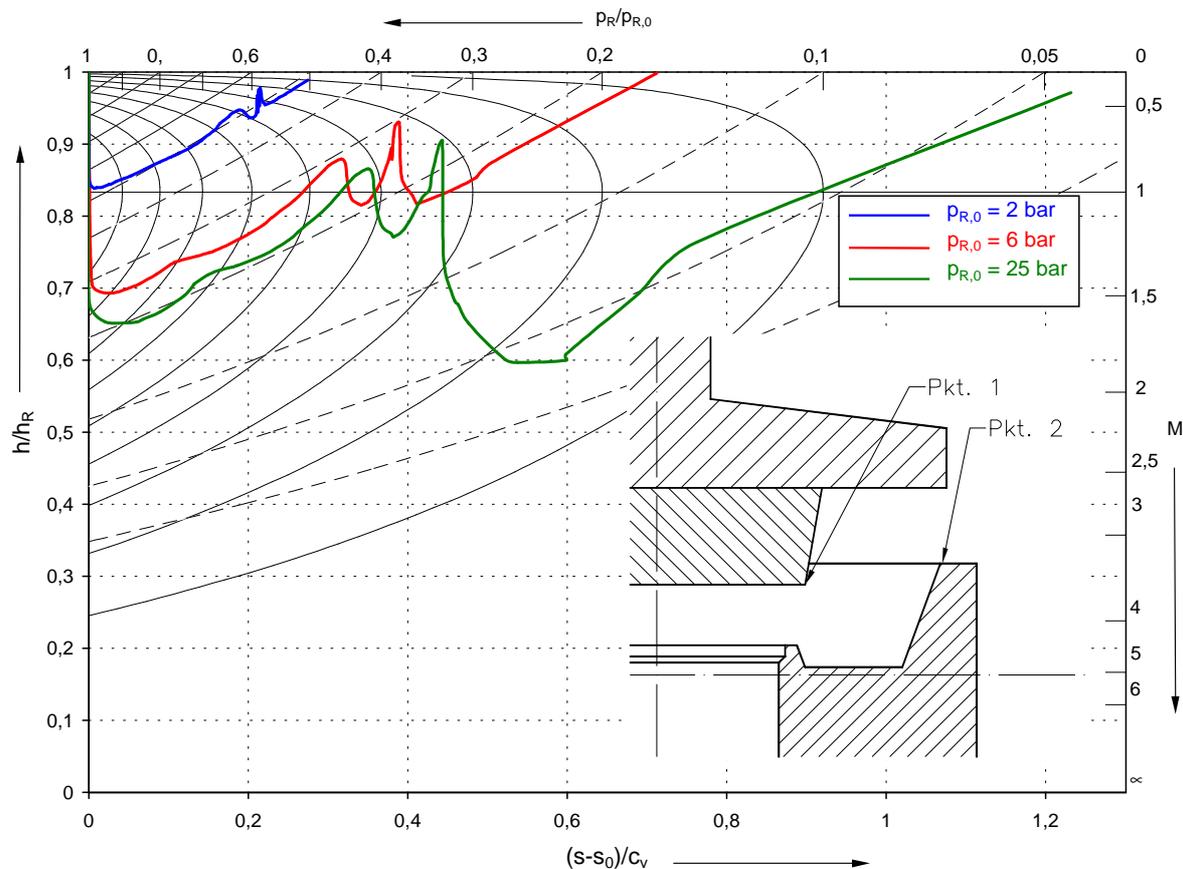


Abbildung 8.6: Zustandsverlauf, Geometrie nach Abb. 8.1; kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$

Machzahl von 1,5 einstellt. Durch die Form der Düse wird der Strahl umgelenkt. Im Bereich zwischen Hubhilfe (Außenradius) und Eintrittsdüse tritt am Stutzeninnendurchmesser durch die Beschleunigung eines Teilvolumenstromes und durch die Kantenumströmung ein Expansionsgebiet mit Überschall auf (PRANDTL-MEYER-STRÖMUNG). Dieses Gebiet kann sich aber nicht weiter ausbilden, es wird durch den Hauptvolumenstrom beeinflusst. Durch die geringe Druckdifferenz kann es in diesem Bereich nicht zur Herausbildung einer Linie  $\text{Mach} = 1$  kommen.

Im Sitzbereich herrschen beim Druckverhältnis  $\Pi = 0,04$  ( $p_{R,0} = 25 \text{ bar}$ ) qualitativ ähnliche Verhältnisse wie bei  $p_{R,0} = 6 \text{ bar}$ . Im Bereich zwischen Hubhilfe (Außenradius) und Eintrittsdüse tritt am Stutzeninnendurchmesser durch die Beschleunigung eines Teilvolumenstromes und durch die Kantenumströmung ein Expansionsgebiet mit Überschall auf (PRANDTL-MEYER-STRÖMUNG). Aufgrund des kleineren Gegendruckes kommt es im wei-

teren Strömungsverlauf zu einer Nachexpansion, verbunden mit dem Übergang auf Überschallgeschwindigkeit. Zwischen der Düse und der Hubhilfe bildet sich die Linie  $Mach = 1$  aus. Im Kern des Expansionsgebietes nach Verlassen der Hubhilfe wurde die maximale Machzahl  $M = 2,2$  berechnet. Die Entspannung ist durch multiple kritischen Zustände charakterisiert.

Bei Kenntnis des Druckes im Zwischenraum kann das kritische Druckverhältnis bei isentroper Entspannung  $\left(\frac{p}{p_G}\right)^* = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\kappa/(\kappa-1)} = 0,528$  als grobe Orientierung verwendet werden.

Abbildung 8.8 zeigt das Verhältnis "statischer Druck im Zwischenraum"/"Austrittsdruck". Für die Ermittlung des Druckes im Zwischenraum wurde die flächenbezogene Mittelung des Druckes in der Mitte des Strahles herangezogen. Es wurde dabei die gesamte Breite des Zwischenraumes betrachtet. Ab  $p_{R,0} = 10 \text{ bar}$  wird das kritische Druckverhältnis für den zweiten Abschnitt unterschritten. Die numerische Strömungsfeldberechnung der Geometrie ergibt also bei  $p_{R,0} = 10 \text{ bar}$  die Herausbildung einer  $Mach = 1$ -Linie im Bereich der zweiten Einschnürung, belegt durch die Machzahlverteilung in der Abbildung.

In der Abbildung 8.9 sind die drei typischen Entspannungsverläufe bei kleiner Öffnung verdeutlicht:

- Eintrittsdruck kleiner als 3 bar  $\implies$  unterkritische Entspannung
- Eintrittsdruck zwischen 3 und 10 bar  $\implies$  Durchflußbegrenzung im Sitzbereich, ein kritischer Zustand
- Eintrittsdruck größer als 10 bar  $\implies$  multiple kritische Zustände, Überschallströmung sowohl im Sitzbereich, als auch am Außenradius der Hubhilfe

Die Abhängigkeit vom Druckverhältnis und somit der steile Anstieg der Strömungskraft bis  $p_{R,0} = 10 \text{ bar}$  ist durch die Herausbildung der zweiten Durchflußbegrenzung bedingt.

Machzahlverteilung

Druckverteilung

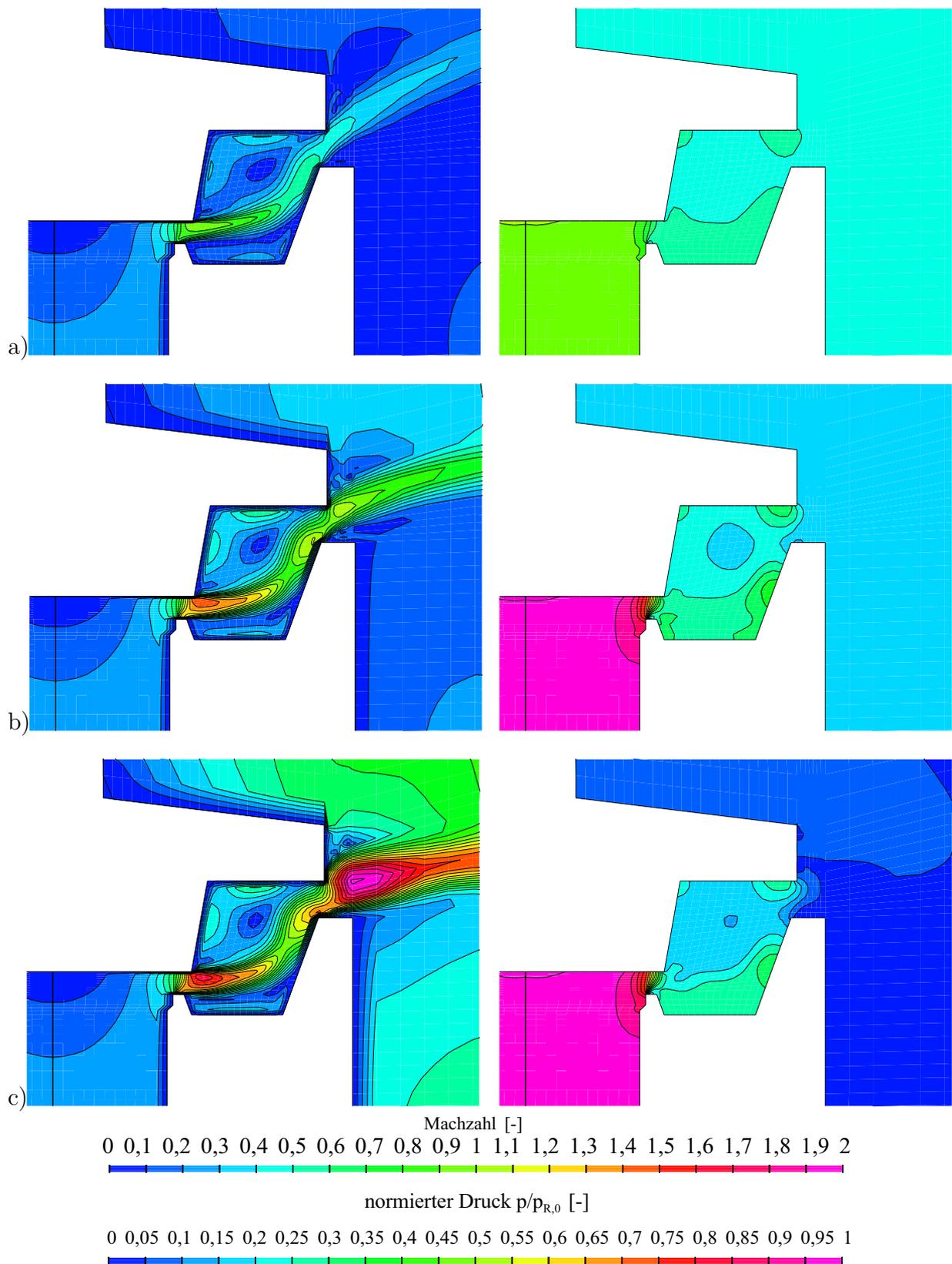


Abbildung 8.7: Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich aus-  
trittseitig, kleine Öffnung  $h/d_0 = 0,1$ ; a)  $p_{R,0} = 2 \text{ bar}$ ; b)  $p_{R,0} = 6 \text{ bar}$ ; c)  $p_{R,0} = 25 \text{ bar}$

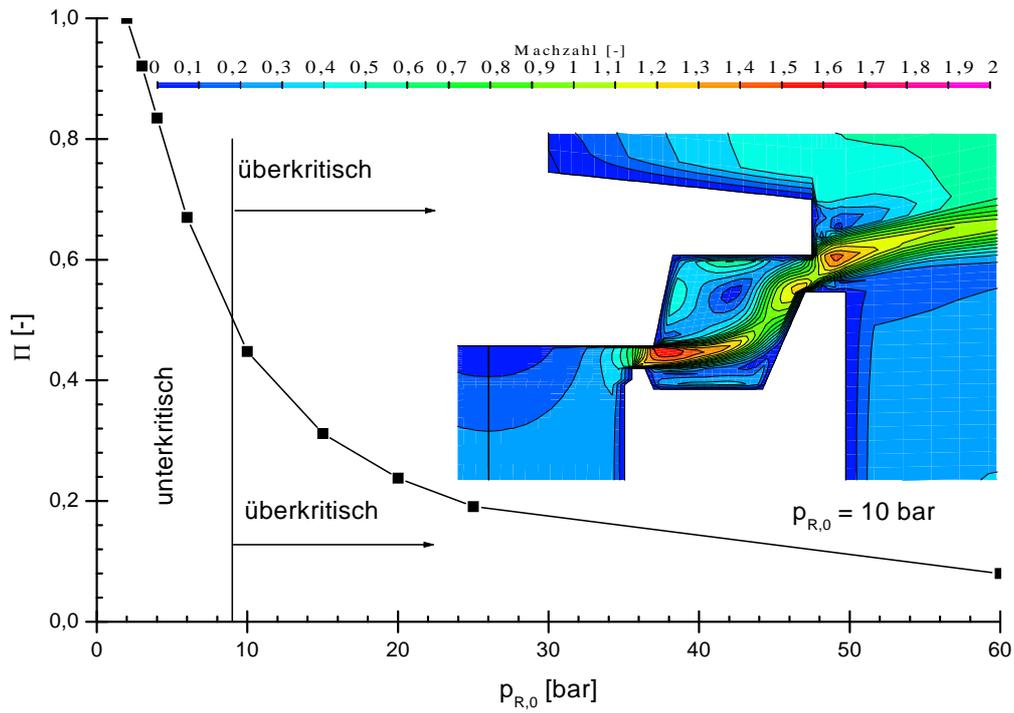


Abbildung 8.8: Druckverhältnis  $p_{st,Zwischenraum}/p_A$ ;  $h/d_0 = 0,1$

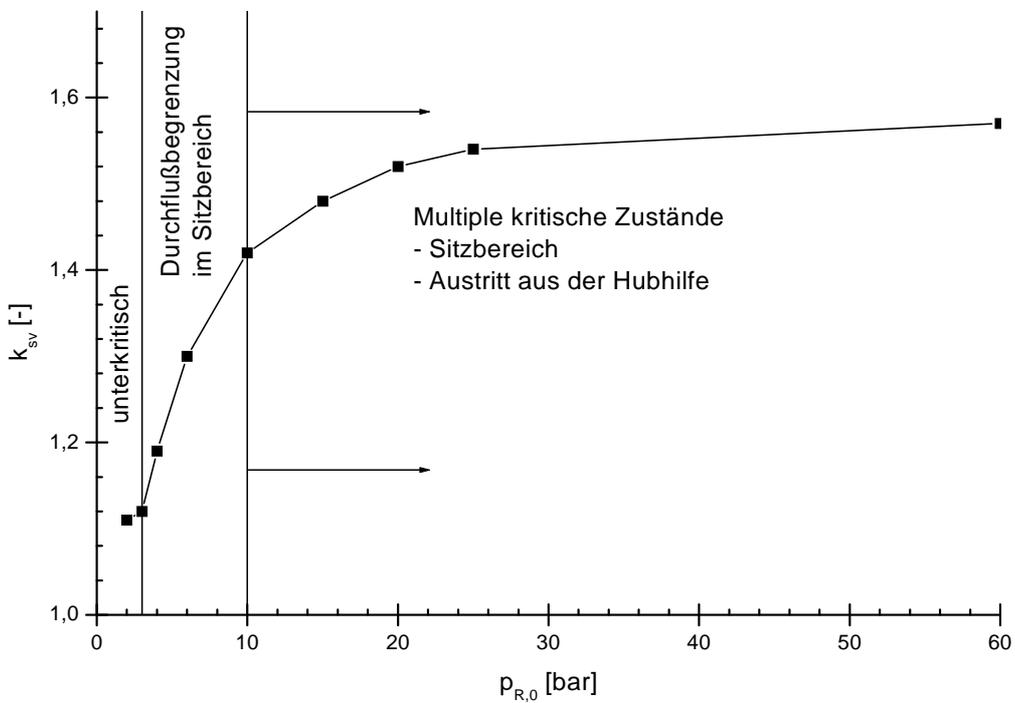


Abbildung 8.9: Kennlinie  $k_{sv} = f(p_{R,0})$ , Austritt gegen Atmosphäre,  $h/d_0 = 0,1$

### Hubabhängigkeiten

Das Kennfeld  $k_{sv} = f(h, p_{R,0})$ , Abbildung 8.2, zeigt deutlich die Abhängigkeit des Kraftverlaufes von der Öffnung: die Kraft steigt bis  $h = 7,7$  mm, bis  $h = 11,5$  bleibt sie nahezu konstant und fällt ab  $h = 11,5$  mm ab.

Den Entspannungsverlauf entlang der mittleren Stromlinie für charakteristische Öffnungen im  $h$ - $s$  Diagramm zeigt Abbildung 8.10. Die zweistufige Entspannung gemäß Abbildung 8.5 a) ist für  $h = 7,7$  mm und  $11,5$  mm zutreffend. Die zweite Durchflußbegrenzung ist bei  $h = 19,25$  mm kaum noch wirksam.

Einen genaueren Einblick liefern die Machzahl- und Druckverteilungen in der Abbildung 8.11. Für  $h = 19,25$  wird die maximale Geschwindigkeit im Zwischenraum erreicht. Der Strahl wird nicht umgelenkt, die Strömung bleibt überkritisch und trifft nicht den Teller. Die Auswirkung auf den Druckverlauf entlang der Hubhilfe zeigt Abbildung 8.12. Die Kennlinien für unterschiedliche Druckverhältnisse sind in der Abbildung 8.13 dargestellt.

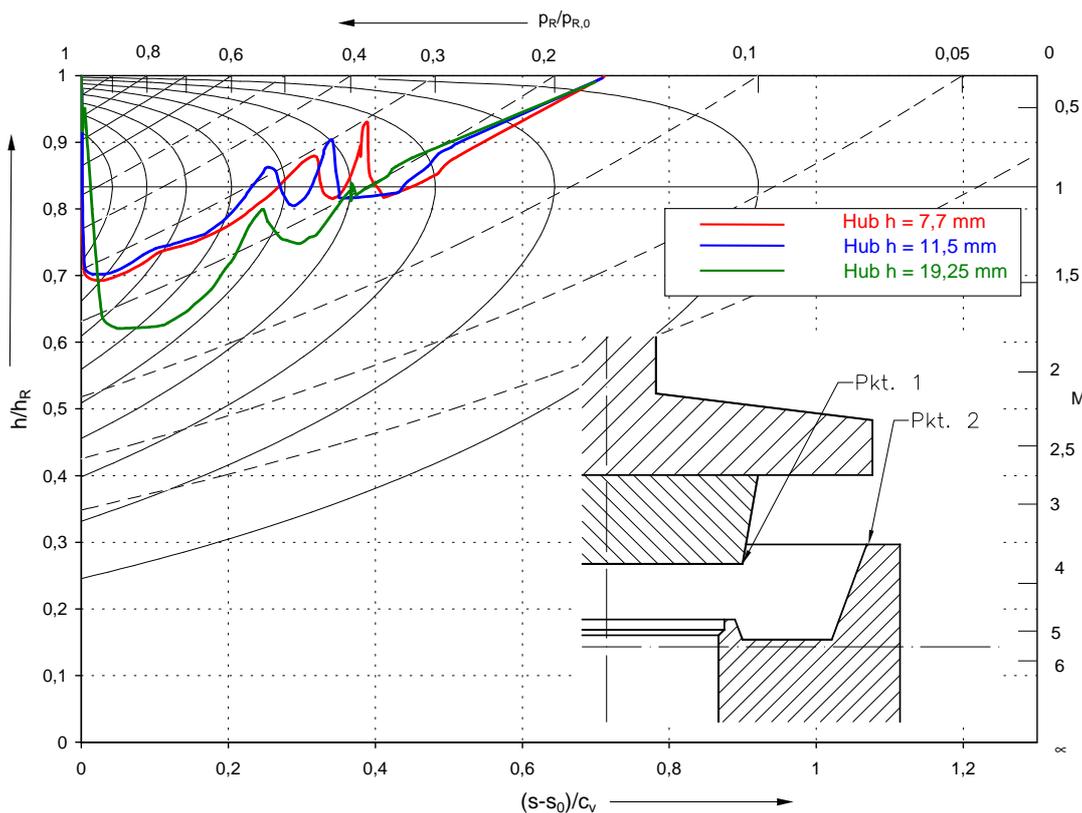


Abbildung 8.10: Zustandsverlauf, Geometrie nach Abb. 8.1;  $p_{R,0} = 6$  bar

Machzahlverteilung

Druckverteilung

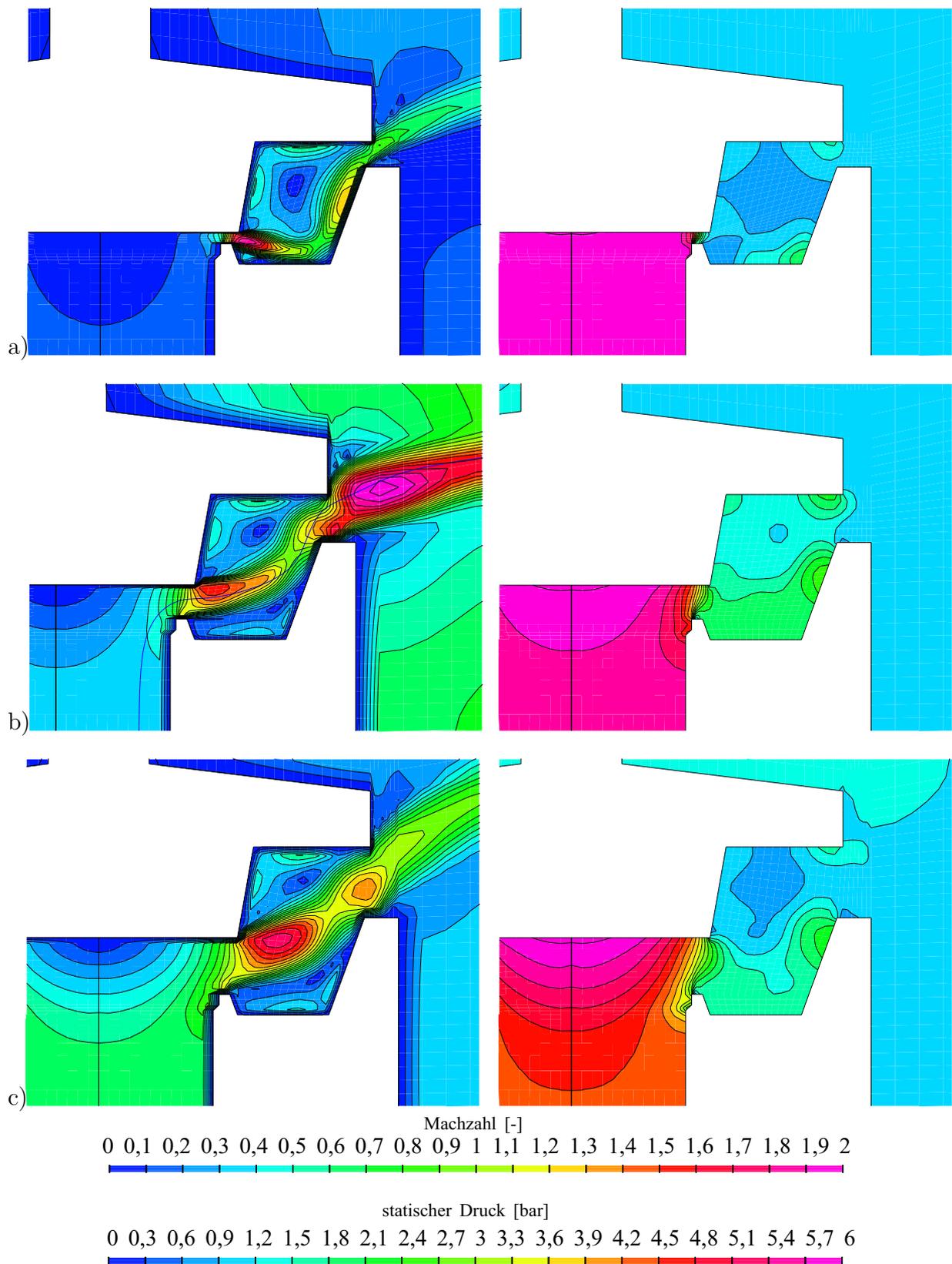


Abbildung 8.11: Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich aus-  
trittseitig;  $p_{R,0} = 60 \text{ bar}$  a)  $h/d_0 = 0,05$ ; b)  $h/d_0 = 0,15$ ; c)  $h/d_0 = 0,25$ ;

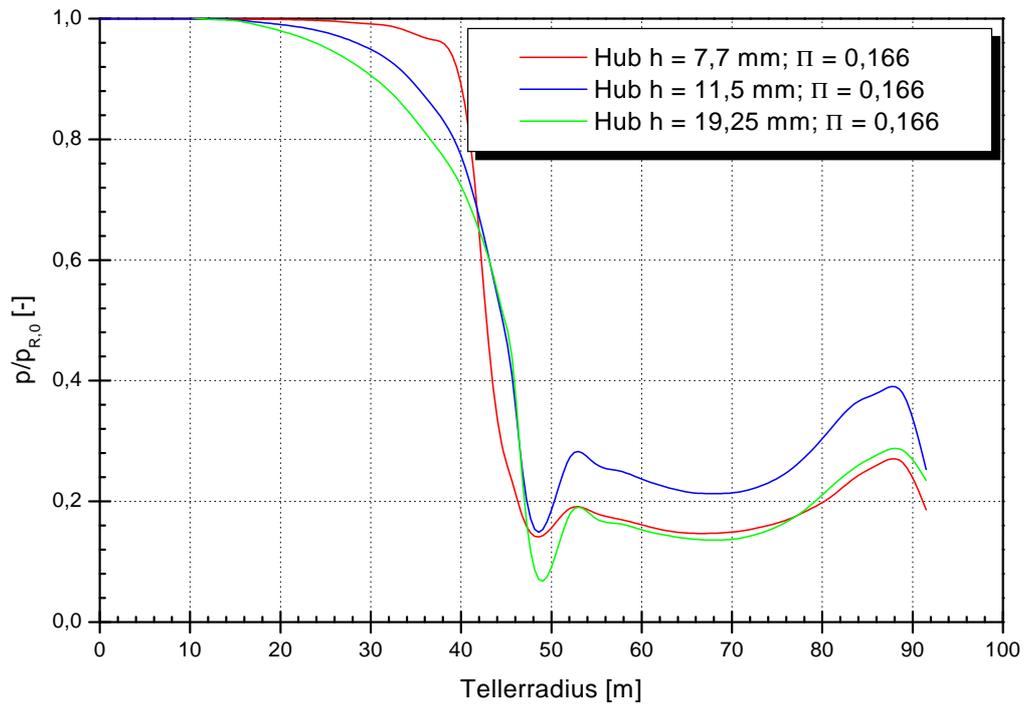


Abbildung 8.12: Druckverlauf  $p/p_{R,0}$  auf dem Teller;  $p_{R,0} = 6$  bar

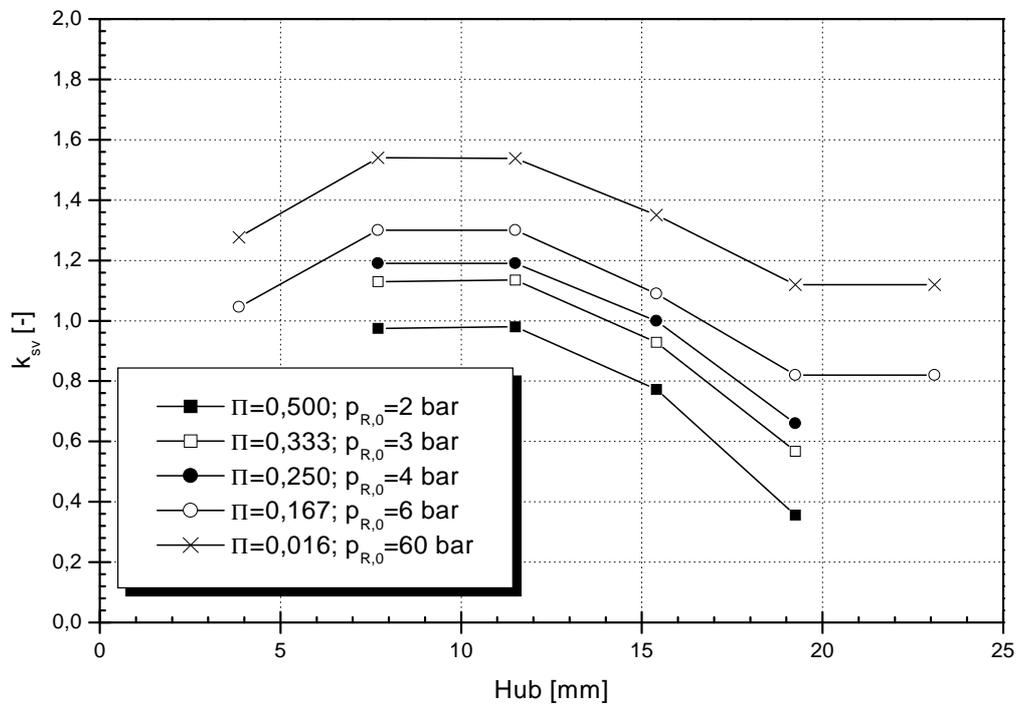


Abbildung 8.13: Kennlinie  $k_{sv} = f(h)$ , Geometrie nach Abb. 8.1

## 8.2 Variation der Hubhilfe

Als Prinzipien zum Erreichen möglichst großer Öffnungskräfte über den gesamten Hubbereich eines Vollhub-Sicherheitsventiles sind zu nennen:

- das Wirken auf eine größere Fläche als die Kegelfläche
- Umlenkung des Strahles und Ausnutzung von dessen Impuls bei möglichst großer Wirkfläche
- durch konstruktive Gestaltung, Erzwingen eines angepaßten Entspannungsverlaufes, möglichst Zwischenkompression/Verdichtungsstoß

Ausgehend von der Geometrie gemäß Abbildung 8.1 sind zwei sich anbietende Varianten in der Abbildung 8.14 dargestellt.

Die größere Wirkfläche kennzeichnet die Variante A, die anschließende Umlenkung der Strömung mit  $\beta = 45^\circ$  wird bei der Variante B ausgenutzt.

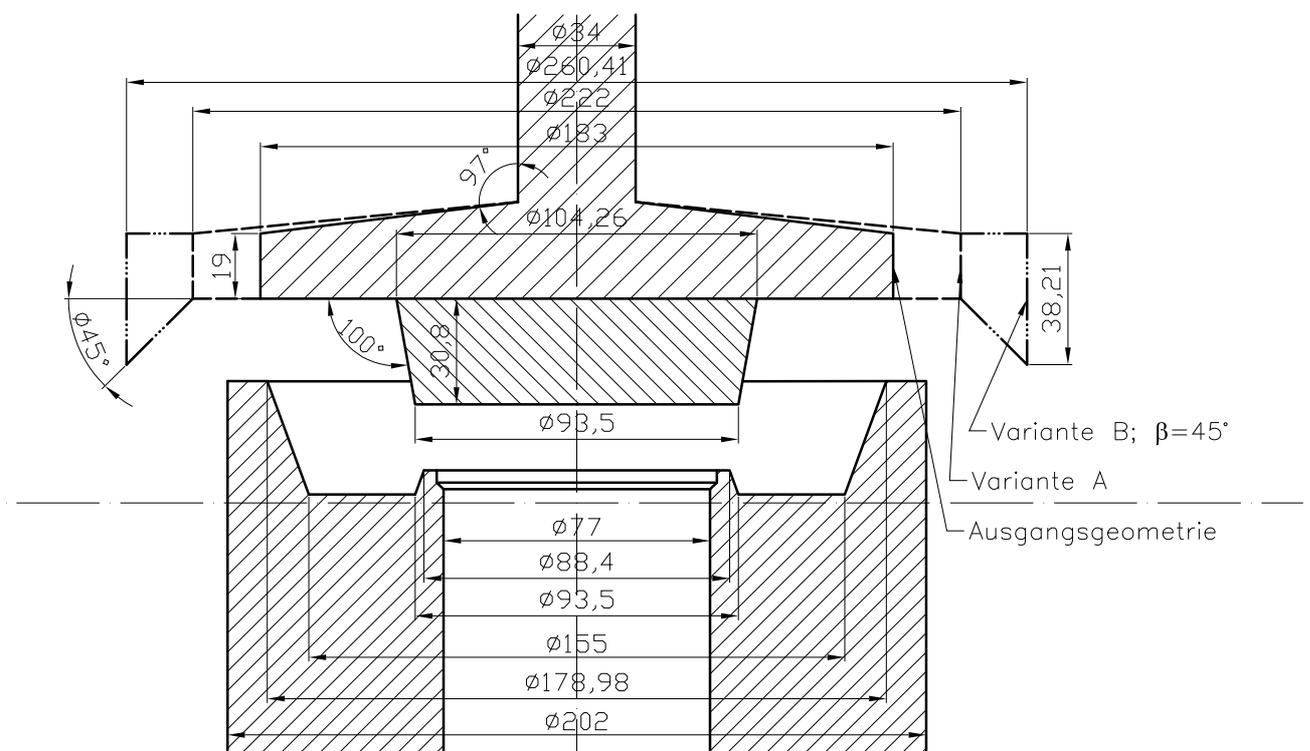


Abbildung 8.14: durchgeführte Variationen der Geometrie der Hubhilfe

Die Machzahl- und Druckverteilungen für charakteristische Öffnungen ( $h/d_0 = 0, 1, h/d_0 = 0, 15$  und  $h/d_0 = 0, 25$ ) sind in den Abbildungen 8.15, 8.16 und 8.17 dargestellt.

Die größere Hubhilfe nach Variante A gegenüber der Grundvariante bewirkt, daß der Strahl nach Verlassen der zweiten Durchflußbegrenzung von der Tellerwand beeinflusst wird. Dieser Strömungsabschnitt ist analog zu den Betrachtungen des Ventilmodells ohne Hubhilfe, Kapitel 6, zu interpretieren. Die räumliche Strömung kann als Zusammenspiel zwischen dem Druckverhältnis (PRANDTL-MEYER-Strömung) und der Geometrie betrachtet werden. Effekte, wie Wandeinfluß und Strahlvermischung kommen zum Tragen.

Nach Verlassen der zweiten Durchflußbegrenzung entspricht die Entspannung nach Variante B grundsätzlich den Ausführungen in Kapitel 7. Der Strahl wird abhängig vom Hub und Druckverhältnis nach Erreichen des Überschalles umgelenkt. An der Umlenkecke bildet sich ein lokales Staudruckgebiet. Der weitere Verlauf ist gekennzeichnet durch Beschleunigung zu Überschall mit ggf. auftretenden Verdichtungsstößen.

In Kapitel 6 wurde darauf hingewiesen, daß die Ausführung ohne Hubhilfe hubabhängig keinen Kraftzuwachs erzwingt. Analoge Verhältnisse ergeben sich hier, Abbildung 8.18. Es wurde zwar für die Variante A eine größere Kraft als für die Grundvariante berechnet, aber keinen durchgängigen hubabhängigen Kraftzuwachs.

Einen qualitativ anderen Kraftverlauf zeigt die Variante B. Durch die gezielte Kombination von doppelter Drosselung und Strahlumlenkung ist ein kontinuierlicher Kraftzuwachs bis  $h/d_0 = 0, 3$  zu verzeichnen.

Machzahlverteilung

Druckverteilung

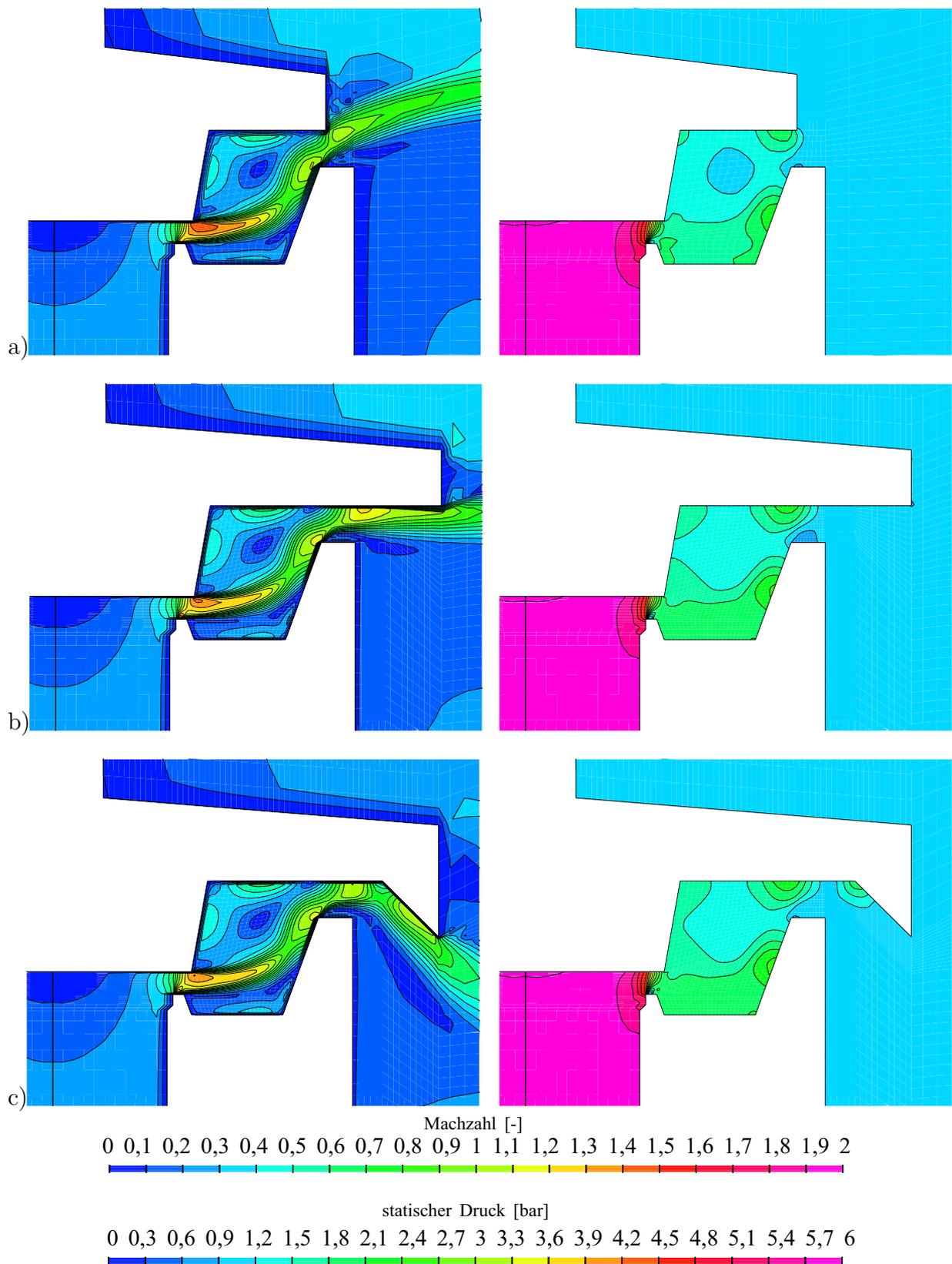


Abbildung 8.15: Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich aus-  
trittseitig;  $h/d_0 = 0, 1$ ;  $\Pi = 0, 16\bar{6}$  a) Grundvariante; b) Variante A; c) Variante B;  $\beta = 45^\circ$

Machzahlverteilung

Druckverteilung

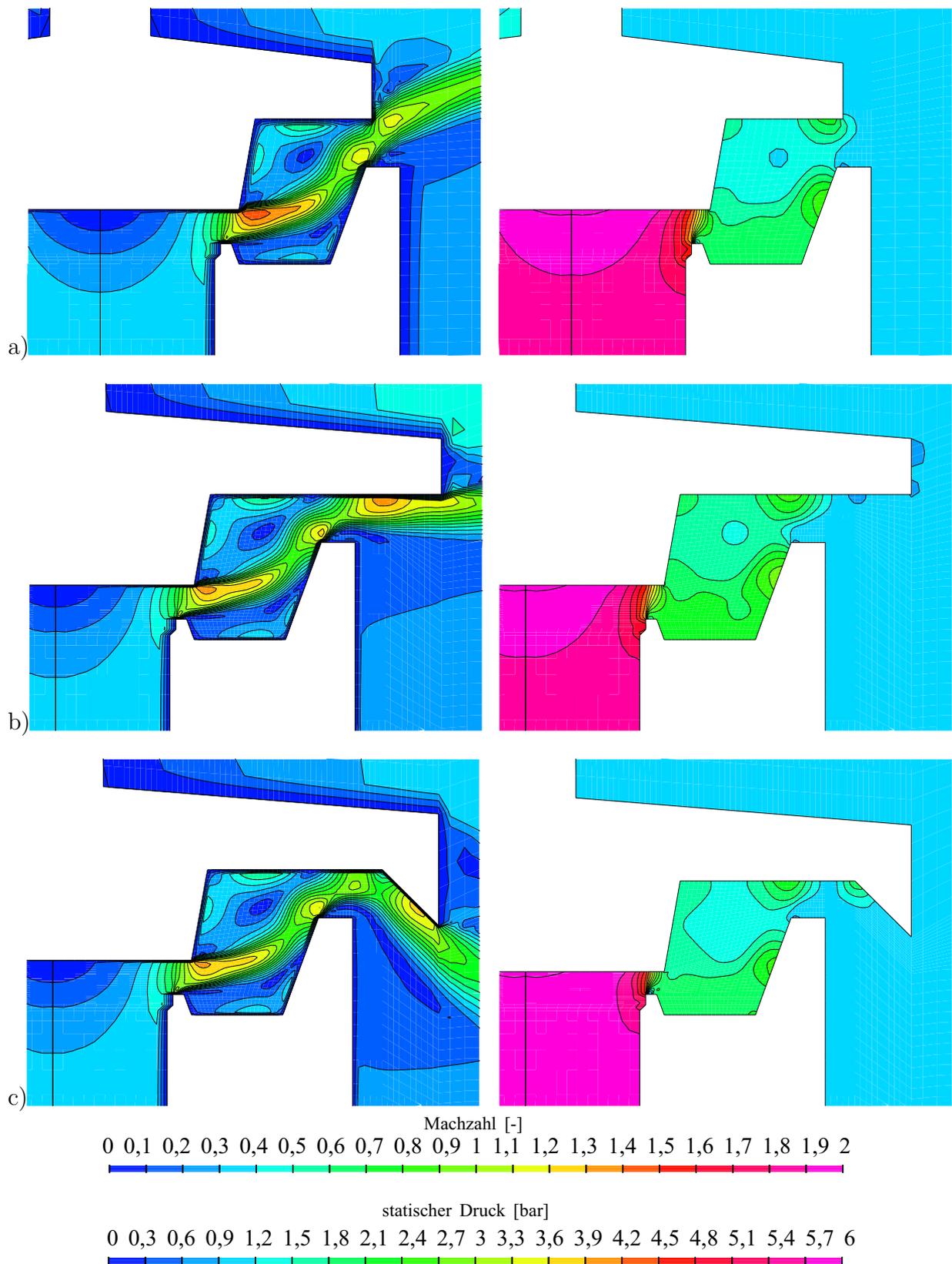


Abbildung 8.16: Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich aus-  
trittseitig;  $h/d_0 = 0,15$ ;  $\Pi = 0,16\bar{6}$  a) Grundvariante; b) Variante A; c) Variante B;  $\beta = 45^\circ$

Machzahlverteilung

Druckverteilung

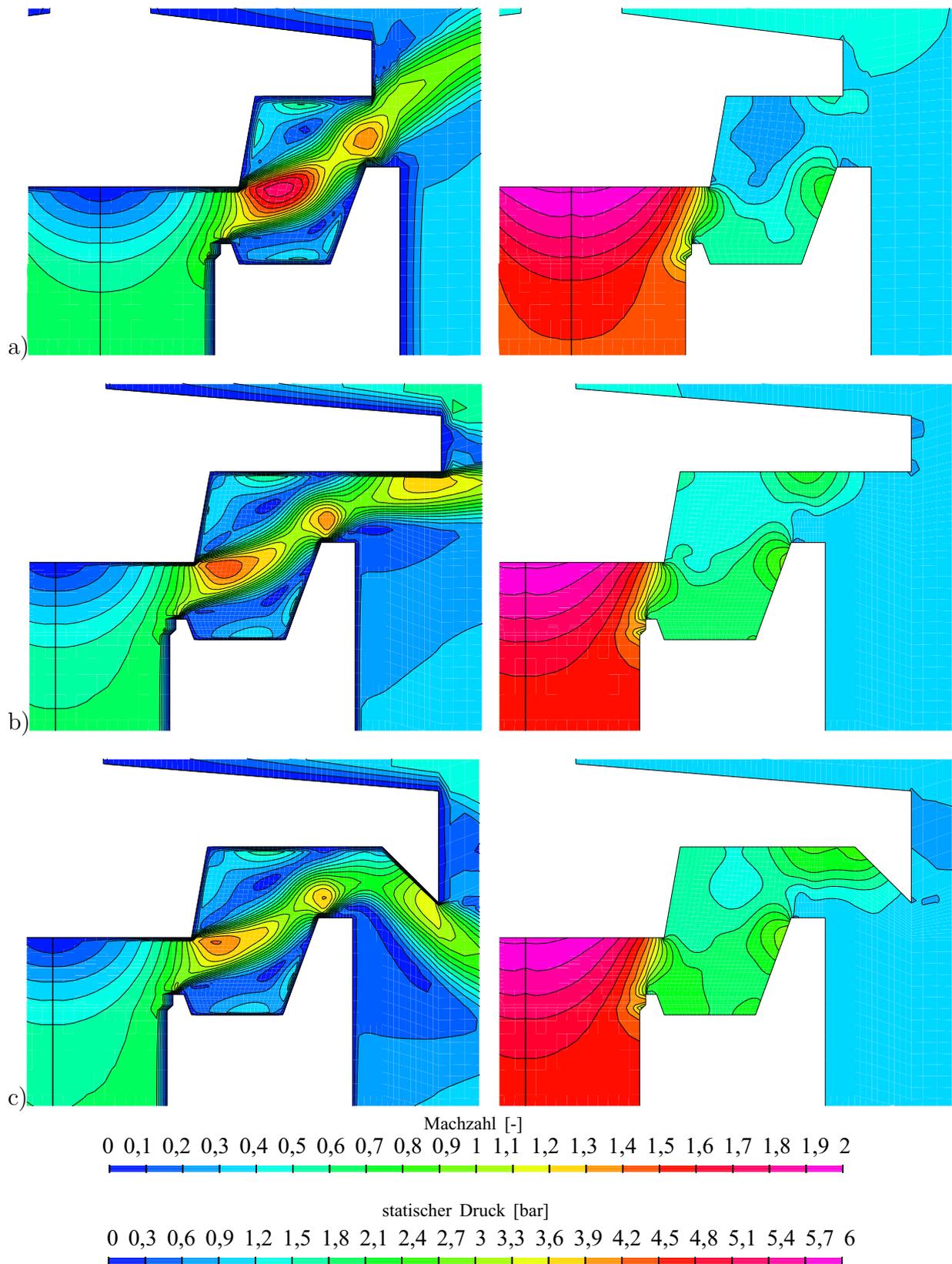


Abbildung 8.17: Machzahl und Druckverteilung in der Symmetrieebene, Sitzbereich aus-  
trittseitig;  $h/d_0 = 0,15$ ;  $\Pi = 0,16\bar{6}$  a) Grundvariante; b) Variante A; c) Variante B;  $\beta = 45^\circ$

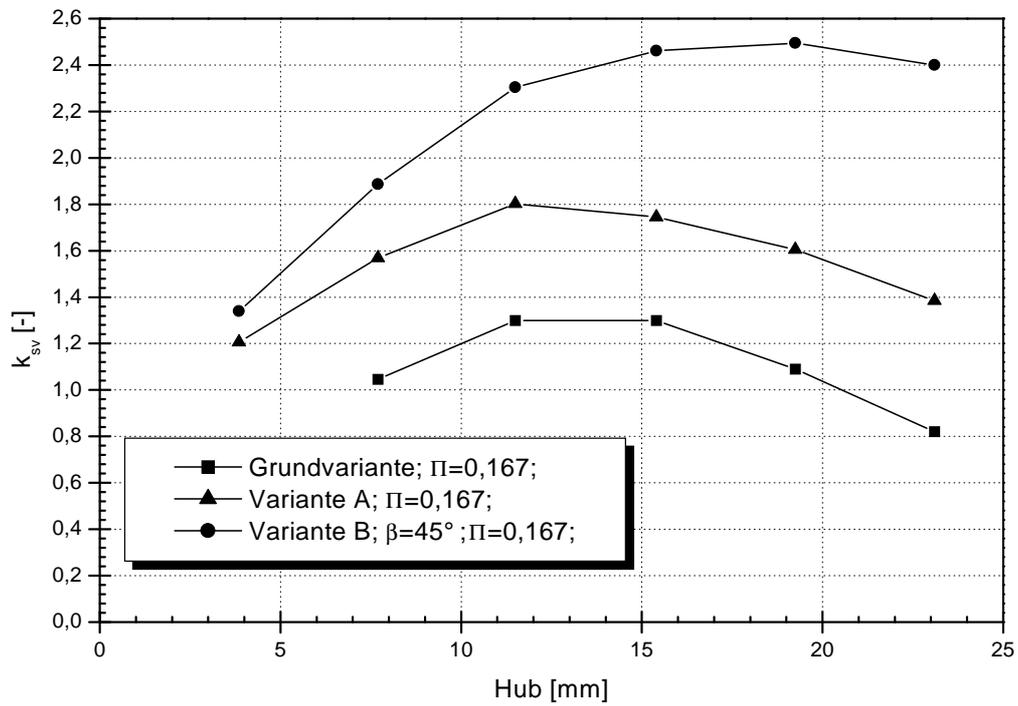


Abbildung 8.18: Vergleich: Kennlinie  $k_{sv} = f(h)$

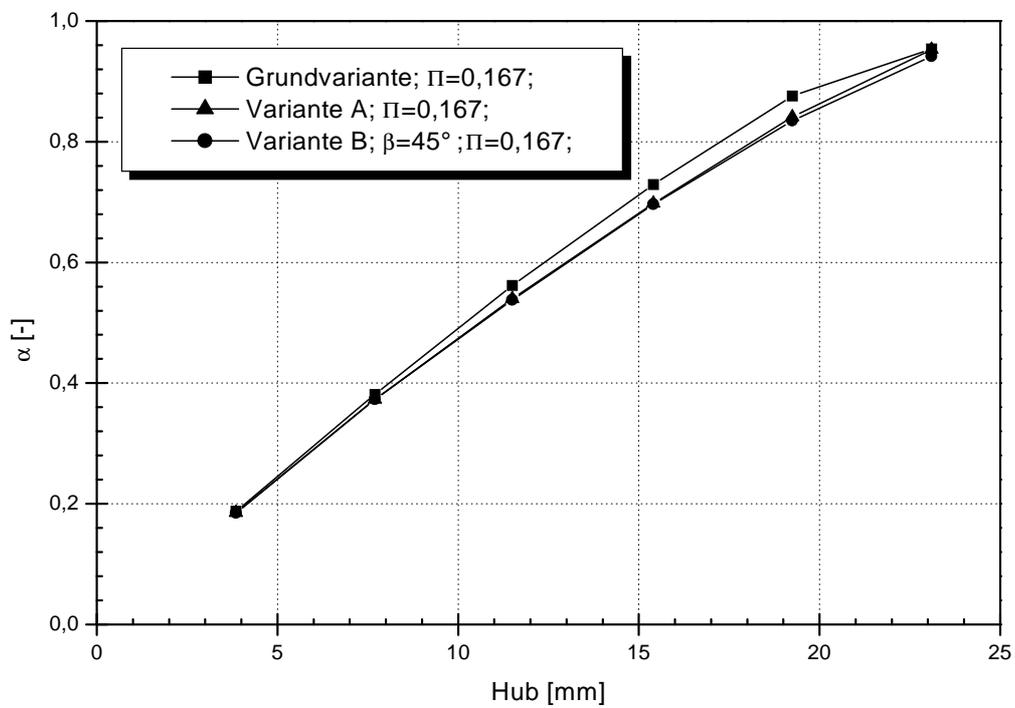


Abbildung 8.19: Vergleich: Kennlinie  $\alpha = f(h)$

# Kapitel 9

## Verifizierung mittels experimenteller Untersuchungen

Die experimentellen Untersuchungen zur Verifizierung der numerischen Berechnungen wurden seitens der Firma Bopp & Reuther Sicherheits- und Regelarmaturen GmbH am dortigen Großprüfstand durchgeführt.

Die Firma Bopp & Reuther verfügt seit 1994 über eine der weltweit modernsten Prüfanlagen für die Entwicklung und Erprobung von Sicherheitsventilen [34]. Die Anlage ist für Prüfungen mit Luft und Wasser vorgesehen und zeichnet sich sowohl durch ihren großen Druckbereich - bis 320 bar - wie auch durch die große Durchflußleistung - bis 200 t/h bei Luft und bis 500 m<sup>3</sup>/h bei Wasser - aus (Abbildung 9.1).

Für die experimentelle Untersuchung von Sicherheitsventilen nutzt die Firma Bopp & Reuther die sogenannte Methode der Kennfeldmeßtechnik. Hierbei wird der Spindelhub bei jedem Meßzyklus auf einen definierten Wert fest eingestellt und der Druckbehälter bei Trennung von der Meßvorrichtung auf den erforderlichen Druck entsprechend des maximalen Einsatzbereiches des Prüflings vorgespannt. Nach Öffnen der Absperrung zur Meßvorrichtung werden im Verlauf der kontinuierlichen Druckentlastung des Druckbehälters der Durchfluß, die Strömungskraft und ausgewählte Drücke mit einem Datenerfassungssystem aufgezeichnet. Als Ergebnis von mehreren Meßzyklen bei unterschiedlichen Spindelhuben wird u. a. ein Kennfeld, wie in der Abbildung 9.2 angegeben, erhalten.

Für die Verifizierung der numerischen Berechnungen wurden experimentell untersuchte Sicherheitsventile mit vergleichbaren Strömungsparametern numerisch berechnet.

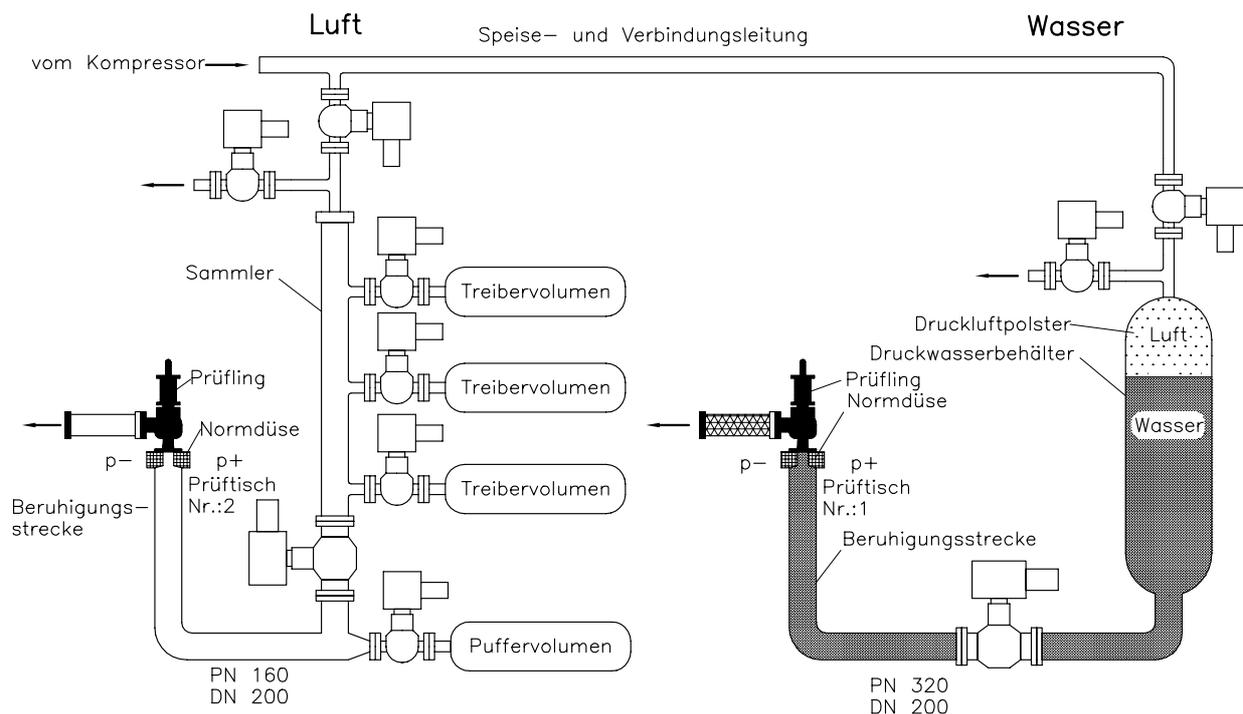


Abbildung 9.1: Bopp & Reuther Prüfanlage nach [34]

Abbildung 9.3 zeigt beispielhaft für ein Sicherheitsventil die Strömungskraft auf Teller und Hublocke und den sich einstellenden Druck in der Haube in Abhängigkeit vom Ruhedruck vor dem Sicherheitsventil bei kleiner Öffnung. Für kleine Hübe konnte eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse von Messung und Rechnung festgestellt werden. Die Ursache von ggf. auftretenden Unstetigkeiten im Kennlinienverlauf wurde anhand der berechneten Strömungsfelder analysiert.

In der Abbildung 9.4 sind die analogen Strömungsgrößen in Abhängigkeit vom Öffnungshub bei einem konstanten Ruhedruck vor dem Sicherheitsventil dargestellt. Hier liegen im allgemeinen bei größeren Hüben noch leichte Unterschiede ( $< 5\%$ ) zwischen Rechnung und Experiment vor.

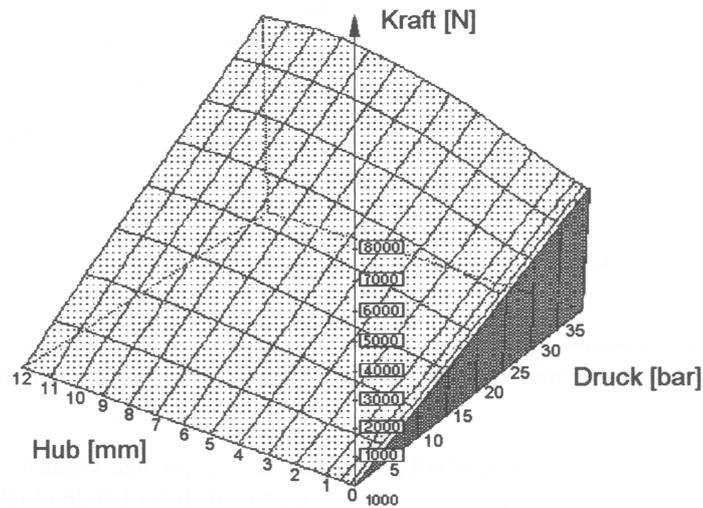


Abbildung 9.2: Strömungs-Kraft-Kennfeld eines Sicherheitsventiles

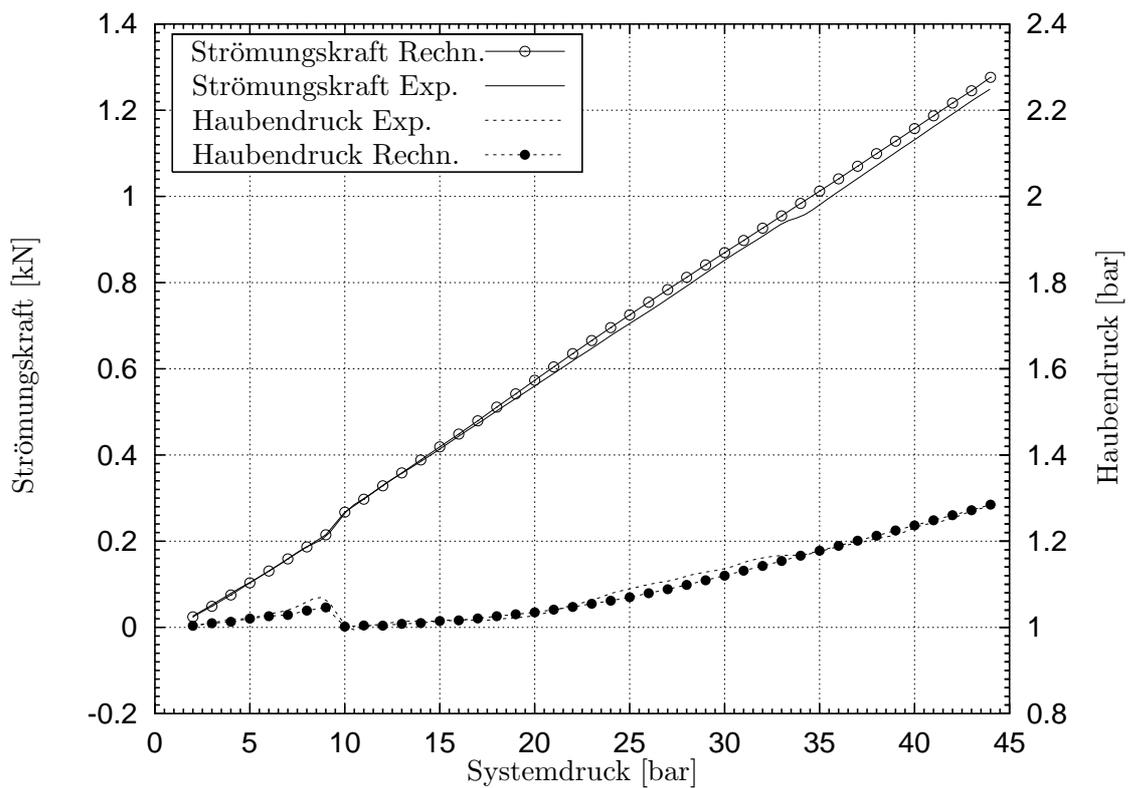


Abbildung 9.3: Vergleich von Strömungskraft und Haubendruck zwischen Berechnung und Experiment in Abhängigkeit vom Systemdruck bei kleiner Öffnung

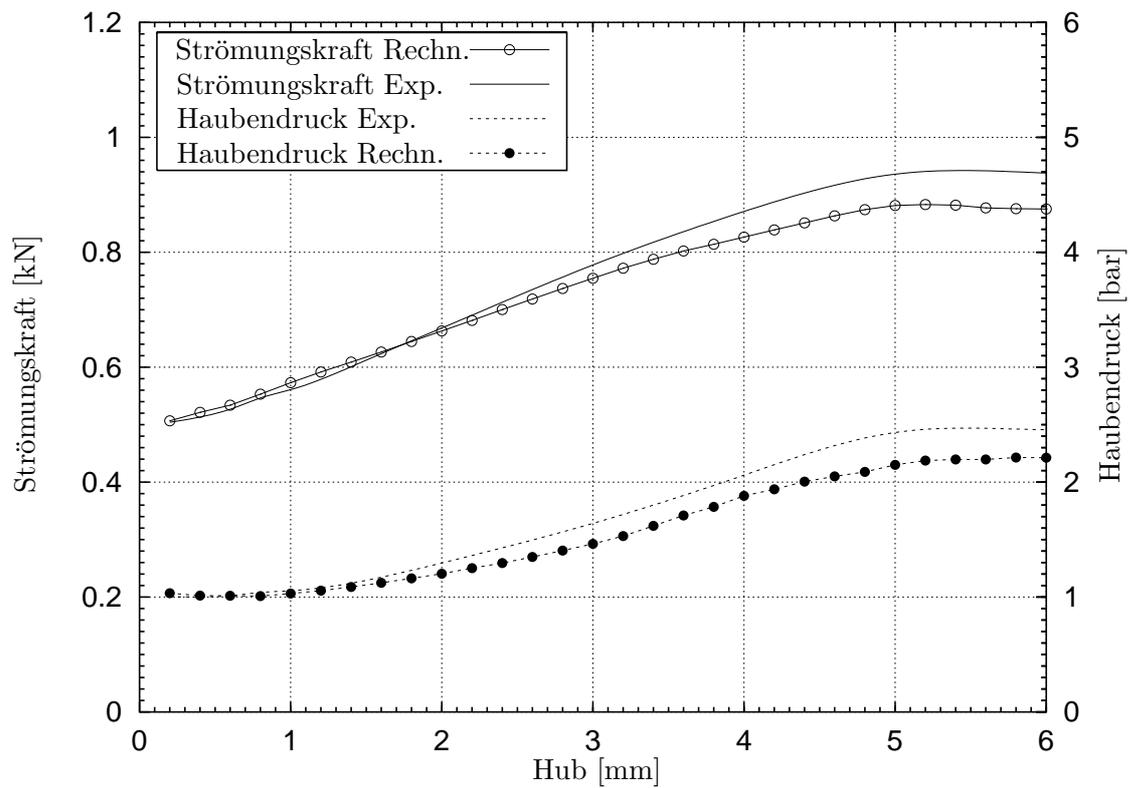


Abbildung 9.4: Vergleich von Strömungskraft und Haubendruck zwischen Berechnung und Experiment in Abhängigkeit vom Hub,  $\Pi = 0,05$ ;  $p_{R,0} = 20$  bar

# Kapitel 10

## Zusammenfassung

Die Bemessungsgleichungen in den nationalen und internationalen Normen und Vorschriften können auf die Grundgleichung nach der Stromfadentheorie zurückgeführt werden, wobei unterschiedliche Korrekturfaktoren und Konstanten angegeben werden.

Die Auslegung der Sicherheitsventile beruht auf empirischen Erfahrungen und ist mit Unwägbarkeiten bezüglich des abführbaren Massestromes verbunden. Die Anforderungen an das Ansprechverhalten stellt hohe Ansprüche an die Kenntnis der Kraftverhältnisse. Zur Gewährleistung der Funktion sollen die unterschiedlichen Strömungsabläufe bekannt sein.

Bezugnehmend auf Vorgänge bei ebenen Strömungen wurde der gesamte Entspannungsverlauf auf einzelne beschreibbare Teilprozesse zurückgeführt. Es ist damit ein detailliertes Verständnis des komplexen Strömungsablaufes gegeben. Auf dieser Basis sind verallgemeinernde Aussagen zu den zu erwartenden Kennlinien möglich. Die Entspannung wird durch das Wechselspiel von Druckumsetzung in kinetische Energie, Strahlumlenkung, Wandreibung und Strahlvermischung bestimmt.

Für quantitative Aussagen bzw. für die numerische Analyse wurde eingangs als Basis der Untersuchungen ein Sicherheitsventilmodell ohne Hubhilfe herangezogen. Es wurde die Durchströmung für unterschiedliche Betriebspunkte (Hub und Druckverhältnis) berechnet. Der Entspannungsverlauf, zweckmässig im  $h$ - $s$  Diagramm verfolgt, ist durch zwei charakteristische Abschnitte, gekennzeichnet. Im ersten findet eine starke Beschleunigung mit geringer Entropiezunahme in den Überschall hinein statt. Die Drosselung geschieht vor allem im zweiten Abschnitt, verbunden mit einer Verzögerung der Strömung auf die Austrittsgeschwindigkeit. Einen vertiefenden Einblick ermöglicht die Analyse der Energieumwandlung: Druck-, Gesamtdruckverlauf und Entropiezunahme. Mit steigendem Tellerradius

wächst der Einfluß der Wand, ausgedrückt durch einen steileren Abfall des Ruhedruckes. Den größten Anteil der Energieumwandlung in Wärme erbringt die Strahlvermischung, erfolgt an der Strahlbegrenzung.

Die berechneten Kraftkennlinien belegen, daß eine geometrische Gestaltung mit flachem Teller keinen Kraftzuwachs über den gesamten Hubbereich gewährleistet.

Schon geringe Abweichungen der Geometrie der Hubhilfe führen zu Veränderungen der Durchströmung und somit des Kraftverlaufes. Bei Variation des Durchmessers einer Hubhilfe und des Winkels der Hublockenschräge wurde die veränderte Durchströmung analysiert, die Auswirkungen auf die Kraftkennlinie werden aufgezeigt. Grundsätzlich gilt der Ablauf: nahezu isentrope Beschleunigung auf maximale Geschwindigkeit, Verzögerung auf Unterschall durch die Schräge, erneute Beschleunigung auf Überschall mit ggf. schrägem Verdichtungsstoß, nach Verlassen der Hubhilfe quasi isobare Entspannung auf den Austrittszustand.

Hauptziel bei der Gestaltung der strömungsführenden Teile eines Vollhub-Sicherheitsventiles ist es, möglichst große Drücke unterhalb der Hublocke zu gewährleisten. Neben einer größeren Wirkfläche oder dem Umlenken des Austrittsstrahles kann auch eine gezielte Beeinflussung des Entspannungsverlaufes herangezogen werden. Als Prinzip bietet sich an: Zwischenentspannung auf größeren als den Gegendruck, gefolgt von Umlenkung und Wiederbeschleunigung. Ziel ist die Vergößerung der Geschwindigkeit des umgelenkten Strahles und damit das Erreichen einer größeren Reaktion auf die bewegten Einbauten.

Eine mögliche Gestaltung nach diesen Gesichtspunkten wurde untersucht. Der Entspannungsverlauf ist hierbei gekennzeichnet durch multiple kritische Zustände. Die Strömungseinstellung erfolgte auf: Beschleunigung (erste Druckstufe), Verzögerung, Wiederbeschleunigung (zweite Druckstufe), isobare Entspannung auf den Endzustand. Der Kraftverlauf über dem Hub ist gekennzeichnet von Anstieg, Konstanz und Abfall.

Die Variation der Gestaltung mit größerer Wirkfläche, zweistufiger Drosselung und Umlenkung, wurde ergänzend numerisch analysiert. Der Entspannungsverlauf ist auch hier gekennzeichnet durch die doppelte Drosselung, zusätzlich gefolgt von Umlenkung und Wiederbeschleunigung. Der Kraftverlauf über dem Hub ist in einem weiten Bereich stetig. Der Betrag des Kraftbeiwertes ist groß. Für den abführbaren Massestrom wurden keine Nachteile festgestellt.

Es zeigt sich, daß die Programmsysteme für die Strömungsfeldberechnung eine solche Leistungsfähigkeit erreicht haben, daß eine umfassende und treffsichere Berechnung der Arma-

turen möglich ist. Festzustellen ist, daß bei Einphasenfluiden (Flüssigkeiten, ideale Gase) eine überzeugende Übereinstimmung mit experimentell bestimmten Daten gegeben ist. Die Verifizierung der numerischen Berechnung mittels experimenteller Untersuchung von Sicherheitsventilen bei der Firma Bopp & Reuther mit vergleichbaren Strömungsparameter bestätigt dies. Für kleine Öffnungen der Ventile konnten sehr gute Übereinstimmungen realisiert werden. Durchsatzabhängig ergaben sich leichte Unterschiede ( $<5\%$ ) zwischen Berechnung und Experiment bei großem Öffnungsverhältnis.

Abschließend kann somit festgestellt werden: Die CFD-Analyse gestattet einen detaillierten Einblick in die Strömungsverhältnisse in der Armatur. Die Simulation gestattet die Energieumsetzung bei der Durchströmung zu verfolgen und die integrale Werte wie Durchsatz und Strömungskraft zu bestimmen.

Die Kenntnis des Entspannungsverlaufes, der Energieumsetzung im einzelnen und die Zurückführung auf die Folge von faßbaren Einzeleffekten ist als eine neue Qualität der Betrachtung anzunehmen.

Die Weiterentwicklung sowohl der Treffsicherheit und Leistungsfähigkeit der Programmsysteme für die numerische Berechnung als auch der Rechentechnik wird darüberhinaus eine stärkere Einbeziehung dieser Methodik in die Entwicklungsarbeit von Armaturen erwarten lassen.

# Literaturverzeichnis

- [1] Föllmer, B.: *Strömung im Einlauf von Sicherheitsventilen*. Diss. An der RWTH Aachen, 1981
- [2] Holzwarth, A: *Zukünftige Entwicklungen, Seminar "Auslegung und Optimierung von Turbomaschinen mit Hilfe numerischer Verfahren (CFD)"*, München-Unterhaching, Dezember 1998
- [3] *Sicherheitsventile - Sicherheitsabsperrentile Begriffe, Größenbemessung, Kennzeichnung*, Deutsche Norm DIN 3320 Teil 1, September 1984
- [4] *Sicherheitsventile-Sicherheitsabsperrentile Baulängen von Sicherheitsventilen mit Flanschanschluß bis PN40 und bis DN250 Eintrittsnennweiten*, Deutsche Norm DIN 3320 Teil 3, September 1984
- [5] *Sicherheitseinrichtungen gegen unzulässigen Überdruck*, Deutsche Fassung prEN ISO 4126 - 4, Entwurf, Mai 1999
- [6] *Sicherheitsventile, AD-Merkblatt A2*, Carl Heymannsverlag KG, Köln, 1968
- [7] *Техника на безопасността, Съдове работещи под налягане, Изисквания към предпазните клапи*, Български държавен стандарт БДС 12961-83, 1983
- [8] *Техника безопасности, Сосуды работающие под давлением, Требования к предохранительным клапанам*, Стандарт СЕВ 3085 - 81, 1981
- [9] *ASME Boiler and Pressure Vessel Code, Section VIII und IX, Pressure Vessels, Division 1*. American Soc. of Mechanical Engineers, New York, 1999
- [10] *Flanged Steel Safety-Relief Valves*, ANSI/API Standard 526 - 1984, American Petroleum Institute, Washington, 1984

- [11] Pawlow, K. F., Romankow P. G., Noskow A. A.: *Beispiel und Übungsaufgaben zur chemischen Verfahrenstechnik*, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1979
- [12] Bozoki, G: *Überdrucksicherungen für Behälter und Rohrleitungen*, VEB Verlag Technik, Berlin, 1986
- [13] Lange, H.: *Der Einfluß von Zuführungsleitungen auf die Funktion federbelasteter Sicherheitsventile*. 3R international, 36 (1997) Nr. 8, S. 419-429
- [14] Rheinische Armaturen und Maschinen Fabrik "Sempel": *Systemlösungen in Kernkraftwerken mit Sempel-Armaturen*, 1985
- [15] Fischer, G.; Föllmer, B.; Schnettler, B.: *Moderne API-Sicherheitsventil-Baureihe entwickelt nach neuesten Erkenntnissen*. Industriearmaturen, 5. Jahrgang, Heft 2, Mai 1997 s. 124-130
- [16] Kecke, H. J.; Kleinschmidt P.: *Industrie-Rohrleitungsarmaturen*. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1994
- [17] Bird, R. B., Stewart, W. E., Lightfoot, E. N.; *Transport phenomena*. John Wiley & Sons, 1960
- [18] Zierep, J.: *Grundzüge der Strömungslehre*. G. Braun, 5. Aufl., Springer-Verlag, 1993
- [19] Schlichting, H.: *Grenzschicht-Theorie*, Verlag G. Braun, 1982
- [20] Jischa, M.: *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*, Vieweg, 1982
- [21] Sigloch, H.: *Technische Fluidmechanik*, VDI Verlag, 1996
- [22] Gersten K., Herwig H.: *Strömungsmechanik* Vieweg, 1992
- [23] Launder B. E., Spalding D. B.: *The numerical computation of turbulent flows*. Comp Meth Appl Mech Eng, 3:269-289, 1974.
- [24] Menter F. R. : *Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications*. AIAA-Journal., 32(8), 1994.
- [25] Kecke, H. J.; Praetor, R.: *Numerische Berechnung der Durchströmung von Sicherheitsventil*. Industriearmaturen, 2 (1994) Heft 2 Mai, S. 69-74

- [26] Kecke, H. J.; Praetor, R.: *Durchflußkennwerte, ihre Abhängigkeit von den Einsatzparametern*, Industriearmaturen “Bauelemente der Rohrleitungstechnik”, 5. Ausgabe, Vulkan-Verlag Essen
- [27] Smith, G.D.: *Numerical solution of partial differential equations: finite difference methods*, Clarendon Press, 1978
- [28] Peyret, R., Taylor, T.D.: *Computational methods for fluid flow*, Springer Verlag, 1985
- [29] Hirsch, C.: *Numerical computation of internal and external flows*, Volume 1 und 2, John Wiley & Sons, 1989
- [30] MacCormack, R.W.: *A numerical method for solving the equation of compressible viscous flow*. AIAA-J. 20, 1277-1281, 1989
- [31] Baldwin, B. S., MacCormack, R.W., Deiwert, G.S.: *Numerical techniques for the solution of the compressible Navier-Stokes equations and implementation of turbulence models*. AGARD-LS-73 Computational methods for inviscid and viscous two-and-three-dimensional flow fields, 1975
- [32] Steger, J. L., Warming, R.F.: *Flux vector splitting of the inviscid gasdynamic equations with application to finite difference methods*. J. of Computational Physics 40, 263-293, 1981
- [33] Karki, K. C., Patankar, S.V.: *Pressure based calculation procedure for viscous flows at all speeds in arbitrary configurations*. AIAA-J., Vol. 27, No 9, 1167-1174, 1989
- [34] Föllmer, B.; Schnettler, A.: *Moderner Großprüfstand für Sicherheitsventile und andere Armaturen*, 3R international, 34 (1995), Heft 12, s. 661 - 666