

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

Anpassung einer Mikroturbine an einen indirekt beheizten Gasturbinenzyklus mit Pebble-Heatern

Peter Georg Zimmermann

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS (DR.-ING.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Hartmut Spliethoff
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Martin Faulstich

Die Dissertation wurde am 23.06.2010 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 03.12.2010 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München im Rahmen des Forschungsvorhabens „Effiziente dezentrale Stromerzeugung mit Pebble-Heater und Gasturbine“. Das Projekt wurde vom Bayerischen Staatsministerium für Wirtschaft, Infrastruktur, Verkehr und Technologie (BStWIVT) und dem ATZ Entwicklungszentrum finanziell unterstützt.

Mein herzlicher und erster Dank gilt meinem Doktorvater und Leiter des Lehrstuhls, Herrn Professor Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer, für sein Interesse an der Arbeit, für die Betreuung und die Unterstützung meiner Tätigkeit sowie für die mir gewährten, wissenschaftlichen Freiräume.

Ich freue mich, dass Herr Professor Dr.-Ing. Martin Faulstich das Koreferat übernommen hat und als Vorstandsvorsitzender des ATZ Entwicklungszentrums den Fortschritt des Projektes mit großem Interesse verfolgt und unterstützt hat. Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Hartmut Spliethoff danke ich für den Prüfungsvorsitz im Promotionsverfahren.

Ein Dankeschön geht an die Kolleginnen und Kollegen des Lehrstuhls für Thermodynamik, mit denen ich in all den Jahren zusammenarbeiten durfte, für die freundschaftliche und angenehme Atmosphäre. Hervorheben möchte ich hier insbesondere die Kollegen und Freunde Christoph Heinz, Udo Glückert, Rene Grottko, Christoph Jörg, Volker Kaufmann und Klaus Mösl.

Auch allen Studenten, die an dieser Arbeit mitgewirkt haben, danke ich für ihre tatkräftige Unterstützung. Besonderer Dank gebührt den beiden Herren Alejandro Cardenas und Tobias Holzinger, die durch ihren persönlichen Einsatz und ihre Begeisterung an dem wissenschaftlichen Thema Großartiges geleistet haben – ich danke Euch für die zuverlässige Mitarbeit, meine Freunde.

Die mechanischen und elektrischen Werkstätten unter Leitung der Herren Erich Sieber und Bernhard Strobl haben wichtige Arbeiten zum Projekt beigetragen. Mit ihrem handwerklichen Geschick haben ausnahmslos alle Mitarbeiter, besonders auch Herr Norbert Primas, Unmögliches möglich gemacht. Auch den Damen im Sekretariat, Frau Helga Bassett, Frau Brigitte Hirsch und Frau Sigrid Schulz-Reichwald, danke ich für ihre freundliche und hilfsbereite Unterstützung rund ums Lehrstuhlleben.

Bei Fragen rund um die Mikroturbine standen mir die Mitarbeiter der Firma Turbec mit Rat und Tat stets zur Seite. Im Besonderen den Herren Johnny Rehn, Jan Magnusson und Mattias Svensson darf ich meinen Dank aussprechen – tack så mycket!

Herrn Dr. Martin Kröner darf ich an dieser Stelle auch noch erwähnen, dem ich viel zu verdanken habe. So brachtest Du mich, Martin, erst auf die Idee, nach meinem Studium die Promotion anzuschließen.

Von Herzen danke ich meinem Bürokollegen und guten Freund, Dr. Christoph Hirsch, für die großartige Unterstützung im Projekt und für die Überarbeitung des vorliegenden Manuskripts – ohne Deinem enormen Wissensschatz und Deinem tatkräftigen Einsatz, lieber Christoph, wäre die Arbeit nicht in dieser Form zustande gekommen.

Mein ganz besonderes Dankeschön gilt meinen Eltern und meiner Schwester Karin, die durch ihre enorme Unterstützung und ihren persönlichen Rückhalt meine akademische Ausbildung erst möglich gemacht und mich während all den Jahren motiviert haben – vielen lieben Dank!

Last, but not least, ein spezieller Dank an Nicole Hairer für die Unterstützung, den Rückhalt und das Verständnis in allen Lebenslagen. Nicole, herzlichen Dank, dass Du mir bis zum Schluss den Rücken für die erfolgreiche Bearbeitung des Projekts frei gehalten hast. Dir gebührt ein großer Anteil am Gelingen der Arbeit.

Regensburg, im Dezember 2010

Peter Zimmermann

Kurzfassung

Die Arbeit zeigt die Machbarkeit der Integration einer Mikroturbine in das neuartige, extern befeuerte Biomasseverstromungsverfahren mit der sogenannten Pebble-Heater-Technologie. Für den erfolgreichen Umbau der Standard-Gasturbine Turbec T100 in eine Heißluftturbine werden entsprechende Grundlagen und Maßnahmen systematisch entwickelt. Das dynamische Anlagenverhalten des Gesamtzyklus, bestehend aus der Gasturbine in Verbindung mit den Pebble-Heatern, wird in einem objektorientierten 1-D Simulationsprogramm modelliert. Hieraus lassen sich steuerungs- und regelungstechnische Modifikationen sowie Sicherheitsaspekte für die Gasturbine ableiten. Die durchgeführten konstruktiven Umbauarbeiten werden dokumentiert und die Funktionalität der Heißluftturbine anhand von Versuchsreihen an der Laboranlage validiert und ausgewertet.

Abstract

This study investigates the feasibility of the integration of a micro turbine into an innovative, externally fired gas turbine cycle for power generation from biomass using the so called Pebble-Heater technology. For the successful rebuilding of the standard gas turbine Turbec T100 into a hot air turbine corresponding basics and arrangements are systematically developed. The dynamical behavior of the overall plant system, consisting of the gas turbine and the Pebble-Heaters, is modeled in an object oriented 1-d simulation language. From this the necessary modifications of the control and feedback control systems as well as the safety aspects can be derived. The constructional redesigns are listed and the functionality of the hot air turbine is validated and analyzed by test series with the pilot plant.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Nomenklatur	ix
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Stand von Wissenschaft und Technik	2
1.2.1 Verfügbare Konversionstechnologien	2
1.2.2 Alternative Verfahren feststoffgefeuerter Gasturbinen	4
1.2.3 Konzepte zu indirekt/extern befeuerter Gasturbinen (Heißluftturbinen)	4
1.3 Konzept eines neuartigen Biomasseverstromungsverfahrens	6
1.4 Aufgabenstellung der Arbeit	9
2 Theorie und Grundlagen	11
2.1 Grundlagen des T100-Prozesses	11
2.1.1 Funktionsweise der Standard-Mikroturbine Turbec T100	11
2.1.1.1 Einfluss der Umgebungsbedingungen auf das Gasturbinenverhalten	15
2.1.1.2 Dynamische Simulation der Standard-Gasturbine	17
2.1.2 Modifikationen an der Mikroturbine T100PH	26
2.1.2.1 Veränderte Prozessführung	26
2.1.2.2 Wärmetechnische Auslegung der Gasturbinenkühlung	27
2.1.2.3 Modifizierte Regelung der Turbec T100PH	31
2.2 Aspekte und Komponenten des T100PH-Prozesses	41
2.2.1 Berechnung der Schaufelerosion durch Staubbeladung	41
2.2.1.1 Berechnung des Strömungsfeldes – 1-D Gasdynamik	41
2.2.1.2 Numerisches 1-D Modell des Partikelfolgevermögens	45
2.2.1.3 Erosionsmodell zur Abschätzung der Turbinenlebensdauer	47
2.2.1.4 Verfahren zur vereinfachten Analyse	52
2.2.1.5 Überprüfung der Plausibilität	57
2.2.2 Pebble-Heater-Technologie	58
2.2.2.1 Aufbau und Funktionsweise des Pebble-Heaters	58
2.2.2.2 Thermodynamische Betrachtung des Pebble-Heaters .	62
2.2.2.3 Modellierung des Pebble-Heaters in Modelica	69

2.2.3	Dynamisches Verhalten der Gasturbine im Worst-Case-Fall – Berechnungsmodell erster Näherung	72
2.2.3.1	Maximal zulässige Zeitspanne	73
2.2.3.2	Maximal zulässiges Druckniveau π_T	74
2.2.4	Weitere Anlagenkomponenten für die dynamische Simulation	79
2.2.4.1	Abbildung von Temperaturschwankung und Temperaturverzug	79
2.2.4.2	Modellierung von Blenden und Ventilen	83
2.2.4.3	Modellierung von Rohren mit Druckverlust	85
2.2.4.4	Modellierung un stetiger Querschnittsverengungen	87
2.2.4.5	Validierung der implementierten Komponenten – Ausströmvorgang aus einem Kessel	88
3	Anlagenumbau und -aufbau	93
3.1	Grundlegende Aspekte zur Realisierung der Gasturbine T100PH	93
3.1.1	Konstruktive Modifikationen an der Gasturbine	93
3.1.1.1	Abgasstrang	93
3.1.1.2	Heißgaspfad	94
3.1.2	Rohrverbindungen, Armaturen, Instrumentierung und Messtechnik	98
3.1.3	Aufbau der Testanlage im Labor	103
3.1.3.1	Steuerung der Gesamtanlage	103
3.1.3.2	Simulation eines Pebble-Heaters	103
3.2	Fahrprogramm der Gasturbine im Pebble-Heater-Zyklus	104
3.2.1	Aufheizen der Pebble-Heater	104
3.2.2	Anfahren der Gasturbine	105
3.2.3	Regelung der Brennkammeraustrittstemperatur	106
3.2.4	Pebble-Heater unter Druck setzen	107
3.2.5	Umschalten von Brennkammer auf Pebble-Heater	107
3.2.6	Pebble-Heater-Betrieb und Umschalten zwischen zwei Pebble-Heatern	108
3.2.7	Abschalten der Pilotanlage	109
3.3	Sicherheitskonzept für den Anlagenbetrieb	110
3.3.1	Mögliche Szenarien – Überdrehzahlregelung und Lastabwurf	110
3.3.2	Lösungsansätze für den Gasturbinenschutz	111
3.3.2.1	Steuerungstechnische Maßnahme	112
3.3.2.2	Netzverlust – Bremswiderstand	112
3.3.2.3	Versagen aller Sicherheitsmaßnahmen – Blow-Off-Klappe	112
4	Ergebnisse und Diskussion	115
4.1	Erosion – Lebensdauerabschätzung der Turbec T100	115
4.1.1	Wirkung der Partikelgröße und -beladung	115

4.1.2	Einfluss der Partikelverteilung	116
4.1.3	Beurteilung der Pilotanwendung	117
4.2	Ergebnisse aus den Messungen an der Laboranlage	121
4.2.1	Einfluss der Umgebungsbedingungen auf das Gasturbinenverhalten	121
4.2.2	Temperaturmessungen der Gasturbinenbauteile	122
4.3	Der dynamische Anlagenbetrieb – Messungen und Simulationen	126
4.3.1	Messung des regulären Betriebszyklus	126
4.3.2	Simulationsergebnisse	130
4.3.2.1	Abblasen von Verdichterluft – Vergleich von Messung und Rechnung	131
4.3.2.2	Umschaltvorgang von Brennkammer auf Pebble-Heater	132
4.3.2.3	Umschaltvorgang zwischen zwei Pebble-Heatern	133
4.3.2.4	Überlastregelung (Szenario 1)	134
4.3.2.5	Lastverlust mit Bremswiderstand (Szenario 2)	135
4.3.2.6	Lastverlust ohne Bremswiderstand (Szenario 3)	135
4.3.3	Stabilitätsanalyse der Gesamtanlage	143
5	Zusammenfassung	147
	Literaturverzeichnis	149
A	Ausströmformeln nach Saint Venant und Wantzell, Gleichungen für kritische Zustandsgrößen	155
B	Einfluss der Partikel aus der Statorgrenzschicht auf die Erosion	157
C	Modellierung des Pebble-Heaters	163
C.1	Temperaturentwicklung zwischen dem Schüttgut und der Gasphase	163
C.2	Effektive Wärmeleitfähigkeit des Schüttbetts Λ_{Bett}	168
D	Berechnungsmodell für die Auslegung des Bremswiderstands R	171

Abbildungsverzeichnis

1.1	Elektrischer Wirkungsgrad η_{el} von Biomasse-KWK-Anlagen unterschiedlicher Größen P_{el}	3
1.2	Anlagenschema einer extern befeuerten Gasturbine	5
1.3	Schematische Darstellung der gesamten Pilotanlage	8
2.1	Schema eines rekuperierten Gasturbinenprozesses	11
2.2	p-v und T-s Diagramm des rekuperierten Gasturbinenprozesses	12
2.3	Diagramm η_{th} über π für einen einfachen Gasturbinenprozess	13
2.4	Diagramm η_{th} über π für einen rekuperierten Gasturbinenprozess	13
2.5	Gasturbinenregelung von TIT und TOT abhängig von der Drehzahl n	14
2.6	Wirkungsgradmessungen für unterschiedliche Leistungsbereiche der Turbec T100	15
2.7	Messschrieb einer von der Gasturbine selbstangeregten Drehzahloszillation	17
2.8	Abbildung von Betriebsinstabilitäten der Gasturbinensimulation	24
2.9	Gasturbinenverhalten aufgrund eines Leistungssprungs von 2 kW auf 57 kW – Messung und Simulation	25
2.10	Schematische Darstellung des Gasturbinenumbaus	26
2.11	Schematische Darstellung der Strömungspfade der rekuperierten Mikroturbine Turbec T100	27
2.12	CFD-Rechnungen des Gasturbinenkühlpfads – Geschwindigkeitsverteilungen	32
2.13	CFD-Rechnungen des Gasturbinenkühlpfads am Power-Module-Austritt – Massenstromverteilungen	33
2.14	CFD-Rechnungen des Gasturbinenkühlpfads – Geschwindigkeitsverteilung einzelner Stromfäden	34
2.15	Vereinfachtes Schema der modifizierten Gasturbinenregelung	35
2.16	Blockschema des Reglers in der Gasturbine T100PH	36
2.17	Reglerstruktur bei Messung des Luftmassenstroms in der Gasturbine T100PH	39
2.18	Reglerstruktur ohne Luftmassenstrommessung in der Gasturbine T100PH	40
2.19	Vereinfachung des Turbinenstators	42
2.20	Materialabtragsrate ΔW abhängig vom Auftreffwinkel β_P Partikel – Wand für duktile und spröde Werkstoffe	48
2.21	Erosionsbereich auf einer Turbinenschaufel für Partikelklasse i	50

2.22	Schematische Darstellung der geometrischen und strömungstechnischen Verhältnisse eines radialen Turbinenrades	51
2.23	Sprungantwort der Partikelgeschwindigkeit	54
2.24	Dimensionslose Partikelflugzeit t_1^+	56
2.25	Partikelgeschwindigkeitsänderung im Turbinenstator für Integration und Sprungmodell	57
2.26	Aufbau eines Pebble-Heaters und Darstellung der Heiz- und Blasphase .	59
2.27	Betriebsphasen der Pebble-Heater	60
2.28	S-förmige Temperaturprofile radial über der Pebble-Heater-Schüttung .	61
2.29	Energieflüsse in einem Kreisringsegment-System bestehend aus Festkörper und Gasphase bei radialer Durchströmung	64
2.30	Bilanzen an einem i -ten finiten Volumenelement – Pebble-Heater in Modelica	67
2.31	Radiales Pebble-Heater-Temperaturprofil – Messung und Simulation . .	73
2.32	Kennfeld eines einstufigen Radialverdichters: Druckverhältnis π_V und „adiabatischer Wirkungsgrad η_{iad} “ (isentropischer Wirkungsgrad $\eta_{is,V}$) über dem Volumenstrom \dot{V}	75
2.33	Normierte Leistung eines einstufigen Radialverdichters abhängig vom Druckverhältnis π_V	77
2.34	Normierte Verdichter- und Turbinenleistung der Turbec T100 über dem Druckverhältnis π	78
2.35	Darstellung des Ersatzmodells für Temperaturschwankungen und -verzugszeiten in Modelica	83
2.36	Modellhafte Darstellung des Strömungsverhaltens in einem Kanal mit eingebauter Blende	84
2.37	Strömungsverhalten in einem Rohr mit Querschnittsverengung	88
2.38	Vergleich der Ergebnisse für das Abblasesystem nach Bäumer [1997] .	89
2.39	Ersatzmodell für den Ausströmversuch nach Bäumer [1997] in Modelica	91
3.1	Foto der demontierten Turbec T100-Gasturbine	94
3.2	Fotos des modifizierten Abgasstrangs der Turbec T100PH	95
3.3	Positionierung der Thermoelemente auf der Volute: generator- und turbinenseitig	96
3.4	Zusammenbauzeichnung des doppelschaligen Heißgaspfadaufbaus . . .	97
3.5	Foto des Heißgaspfades	98
3.6	Foto der mit Thermoelementen instrumentierten Heißgasrohre: Pos. 5 und Pos. 2	99
3.7	Fotos der isolierten Heißgasrohre Pos. 2 und Pos. 5	99
3.8	Schema der Strömungspfade der modifizierten Turbec T100PH	100
3.9	Darstellung des Laboraufbaus mit den einzelnen Komponenten	101
3.10	Fotos der installierten Laboranlage	102

3.11	Positionierung der Thermoelemente TIT, T_{BK} und T_{PH} zur Anlagenregelung	103
3.12	Strömungspfade der Pilotanlage mit Gasturbine und Pebble-Heatern . .	105
3.13	Schema für mögliche Abläufe zur Turbinendrehzahlregelung	111
4.1	Auf die nominellen Betriebsstunden bezogene, relative Turbinenlebensdauer abhängig von Partikelgröße und -beladung	116
4.2	Partikelgrößenverteilungen mit Schwerpunkt bei $\bar{S}t = 1,6$ und $\bar{S}t = 15$.	117
4.3	Relative Turbinenlebensdauer für verschiedene Partikelverteilungen . .	117
4.4	REM-Aufnahme Partikelkollektiv in Heißluft	118
4.5	Totalschnitt des Hochtemperatur-Kerzenfilters	120
4.6	Einfluss der Umgebungstemperatur auf die Performance der Gasturbine	121
4.7	Materialtemperaturen an den Stellen M1 . . . M10 der Turbinenheißgasbauteile für verschiedene Leistungsbereiche P_{el}	123
4.8	Materialtemperaturen im Turbinenheißgaspfad für die Standard-Gasturbine T100 und die modifizierte Gasturbine T100PH . .	124
4.9	Skizzierter Stromfadenweg im Kühlluftpfad vom Eintritt T_{ein} bis zur Messstelle T_L	125
4.10	Messergebnisse für einen kompletten Betriebszyklus	127
4.11	Anlagenmodell in Modelica	130
4.12	Verhalten der Gasturbine beim Abblasen von Verdichterluft – Vergleich Messung und Simulation	132
4.13	Simulationsergebnisse des Umschaltvorgangs von Brennkammer BK auf Pebble-Heater PH	133
4.14	Ergebnisse der Lastregelkapazität über den Brennkammerpfad für Simulation und Experiment	134
4.15	Verläufe der Gasturbinendrehzahl bei Lastverlust – ohne und mit Blow-Off-Szenarien 3a . . . 3e	136
4.16	Simulationsergebnisse für die Szenarien 3a und 3b	138
4.17	Simulationsergebnisse für Szenario 3c	140
4.18	Simulationsergebnisse für die Szenarien 3d und 3e	141
4.19	Szenario 3e: Darstellung der Massenstromverläufe und der kritischen Strömungszustände über den Drosselquerschnitt DQ und den Abblasepfad ESD_{PH}	143
4.20	Stabilitätsanalyse der Pilotanlage. Entwicklung von Turbinendrehzahl und -eintrittstemperatur	144
4.21	Simulationsergebnisse für Stabilitätsanalyse mit modifiziertem Verstärkungsfaktor	145
B.1	Skizze zur Darstellung der Nomenklatur für die Kanalströmung	157
B.2	Darstellung des Strömungsprofils $u(y)$ über der Grenzschicht $\delta(x)$ an der Stelle x	158

B.3	Vereinfachte Darstellung der Geschwindigkeitsprofile der Kern- und Grenzschichtströmung in einem Kanal	159
B.4	Geschwindigkeitsverhältnis der Wandpartikel $\Delta u_{P,\delta}$ zu den Partikeln der Kernströmung $\Delta u_{P,Kern}$ über der Stokes-Zahl St	162
C.1	Darstellung der instationären Festkörperwärmeleitung	163

Nomenklatur

Lateinische Symbole

a	Temperaturleitfähigkeit	$[\text{m}^2/\text{s}]$
a	Beschleunigung	$[\text{m}/\text{s}^2]$
a_k	konvektive Beschleunigung	$[\text{m}/\text{s}^2]$
a_l	lokale Beschleunigung	$[\text{m}/\text{s}^2]$
A	Fläche	$[\text{m}^2]$
b	Breite	$[\text{m}]$
B	Schüttbettdicke des Pebble-Heaters	$[\text{m}]$
c	Schallgeschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
c	Umfangsgeschwindigkeit	$[\text{m}/\text{s}]$
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck	$[\text{J}/\text{kg K}]$
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konst. Volumen	$[\text{J}/\text{kg K}]$
c_w	Widerstandsbeiwert	$[1]$
C	Konstante	$[1]$
d, D	Durchmesser	$[\text{m}]$
d_h, D_h	hydraulischer Durchmesser	$[\text{m}]$
\dot{D}	Drallstrom	$[\text{J}]$
e	spezifische Energie	$[\text{J}/\text{kg}]$
e	spezifische Erosionsrate	$[\text{cm}/\text{g}]$
E	Energie	$[\text{J}]$
E	Erosionsrate	$[\text{cm}^3/\text{g}]$
f_e	Eckfrequenz	$[1/\text{s}]$
$f_{j,\alpha}$	auf Komponente α wirkende Volumenkraft	$[\text{N}]$
F	Kraft	$[\text{N}]$
F	Übertragungsfunktion	$[1]$
G	einheitenbehaftete Konstante	$[\text{W}/\text{K} \sqrt{\text{kg}/\text{s}}]$
h	spezifische Enthalpie	$[\text{kJ}/\text{kg}]$
$h(t)$	Sprungantwort	$[1]$
H	Höhe	$[\text{m}]$
H_u	unterer Heizwert	$[\text{kJ}/\text{kg}]$
\dot{H}	Enthalpiestrom	$[\text{W}]$
I	Strom	$[\text{A}]$
j	imaginäre Einheit	$[1]$
J	Massenträgheit	$[\text{kg m}^2]$

k	Partikelbeladung	[mg/m ³]
k_{eff}	effektive Wärmeübergangszahl Schüttung – Gas	[W/m ² K]
k_{δ}	Grenzschichtanteil bezogen auf Kanalquerschnitt	[1]
K_1, K_2	Konstanten für Erosionsmodell	[1]
K_{ax}	Konstante für turbulenten Anteil der Schüttbettwärmeleitfähigkeit	[1]
K_{ζ}	rohrspezifische Konstante	[1]
l, L	Länge	[m]
l_{min}	Mindestluftbedarf	[1]
m	Masse	[kg]
m	Konstante	[1]
\dot{m}	Massenstrom	[kg/s]
M	Molmasse	[kg/kmol]
M	Drehmoment	[Nm]
n	Drehzahl	[1/min]
n	Konstante für Erosionsmodell	[1]
N	Anzahl an Turbinenschaufeln	[1]
p	Druck	[Pa]
P	Leistung	[W]
\dot{q}	Wärmestromdichte	[W/m ²]
q'	Wärmequellen	[N/ms]
\dot{Q}	Wärmestrom	[W]
R	spezifische Gaskonstante	[J/kg K]
R	Widerstand	[Ω]
R_T	Radius der Schaufelspitzen (Radialturbine)	[m]
s	Konstante für Erosionsmodell	[1]
t	Zeit	[s]
t_V	Verweilzeit	[s]
T	Temperatur	[K] auch [°C]
T	charakteristische Zeitkonstante (Anstiegs- / Öffnungszeit)	[s]
TIT	Turbineneintrittstemperatur	[K] auch [°C]
TL	Turbinenlebensdauer, Turbinenschaufellebensdauer	[h]
TOT	Turbinenaustrittstemperatur	[K] auch [°C]
TZ	Totzeit	[s]
u	Geschwindigkeitskomponente	[m/s]
u	spezifische (massenbezogene) innere Energie	[J/kg]
u_{ω}	Geschwindigkeit der Turbinenschaufelspitzen	[m/s]
U	innere Energie	[J]
U	Spannung	[V]

v	Geschwindigkeit	[m/s]
v	spezifisches Volumen	[m ³ /kg]
$v_{j,\alpha}$	Geschwindigkeitsvektor der Komponente α	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
\dot{V}	Volumenstrom	[m ³ /s]
w	spezifische Arbeit	[J/kg]
w_{tot}	Relativgeschwindigkeit Partikel – Schaufeloberfläche	[m/s]
ΔW	Materialabtragsrate	[kg/s]
x	Weglänge	[m]
Y	Massenbruch	[kg/kg]
z	maximal zulässige Materialabtragsdicke	[cm]
Z	einheitenbehafteter Verstärkungsfaktor	[K]

Griechische Symbole

α	Strömungswinkel	[°]
α	Wärmeübergangskoeffizient	[W/m ² K]
β_P	Auftreffwinkel Partikel – Wand	[°]
δ	Grenzschichtdicke	[m]
ζ	Druckverlustbeiwert	[1]
ζ_V	Verlustkoeffizient	[1]
η	Wirkungsgrad	[1]
η	dynamische Viskosität	[kg/m s]
Θ	Massenstromdichtefunktion	[1]
κ	Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten, Isentropenexponent $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$	[1]
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/m K]
λ	Luftverhältnis (Luftzahl)	[1]
λ	Rohrreibungszahl	[1]
Λ	effektive Wärmeleitfähigkeit der einzelnen Phasen	[W/m K]
Λ_{Bett}	effektive Wärmeleitfähigkeit der durchströmten Schüttung	[W/m K]
Λ_{Bett}^0	Ruhebettwärmeleitfähigkeit	[W/m K]
Λ_t	Wärmeübertragung durch Konvektion	[W/m K]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]
π	Druckverhältnis	[1]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ	Korrekturkonstante für Regler mit Wertebereich von 0 ... 1	[1]
τ	Drehmoment	[N m]

τ_F	charakteristische Zeitskala der Strömung	[s]
τ_P	charakteristische Zeitskala des Partikelantwortverhaltens	[s]
φ	Winkel	[°]
Ψ	Porosität der Schüttung	[1]
ω	Winkelgeschwindigkeit, Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$	[1/s]
$\dot{\omega}$	Winkelbeschleunigung	[1/s ²]

Hochgestellte Indizes

'	Schwankungsgröße erster Ordnung
-	gemittelt
*	kritischer Zustand
*	reduzierter Zustand
+	dimensionslose Variable
n	Iterationsschritt

Tiefgestellte Indizes

0	Referenz, Anfangs-, Standard- oder ISO-Bedingung
1, 2, 3, 4	Größen für unterschiedliche Zustände
1	Gasturbine: Zustand Verdichtereintritt
2	Gasturbine: Zustand Verdichteraustritt
3	Gasturbine: Zustand Turbineneintritt
4	Gasturbine: Zustand Turbinenaustritt
a	außen
ab	Größe ab geführt
aus	Austritt
BK	Brennkammer
BO	Blow-Off
BSt	Brennstoff
CT	Clevenger und Tabakoff
Design	Designpunkt, Auslegungspunkt
DQ	Drosselquerschnitt
eff	effektiv
ein	Eintritt
el	elektrisch
E	Erosion
EK	Einzelkörper
F	Fluid
FG	Übergang Festkörper – Gas

FK	Festkörper
ges	gesamt
G	Gas
Gen	Generator
GT	Gasturbine
HT-WÜ	Hochtemperatur-Wärmeübertrager
i	innen
i	Partikelklasse, -größe
i, j, k	Laufvariable
iad	adiabatisch
is	isentrop
ist	Istwert
korr	korrigiert
krit	kritisch
K, Kern	Kernströmung
KL	Kühlluft
lam	laminar
L	Luft
m	gemittelt
max	maximal
min	minimal
mix	mix , gemischt
mod	modifiziert
model	vereinfachtes Modell
Mess	Messung
norm	normiert
num	numerisch
Nenn	Nennzustand
opt	optimal
OF	Oberfläche
poly	polytrop
P	Partikel
PH	Pebble-Heater
r	Position r (Radius)
rad	Strahlung
rad	radial
ref	Referenz
rek	rekuperiert
R, Rohr	Rohr
R	Widerstand

Rotor	Rotor der Turbinenstufe
soll	Sollwert
Sim	Simulation
SP	Sperrgrenze , choke line
Stator	Stator der Turbinenstufe
SZ	Schaltzeit / Öffnungszeit
tang	tangential
th	thermisch
tot	total
turb	turbulent
T100	Standard-Mikroturbine T100
T100PH	modifizierte Mikroturbine T100
T, Turbine	Turbine
Theor	Theorie
V	Verdichter
V	Verlust
VL	Vorlauf
VZ	Verzug
W, Wand	Wand
WL	Wärmeleitung
WT	Wärmetauscher
zu	Größe zugeführt
δ	Grenzschicht
∞	Umgebungsbedingungen

Dimensionslose Kennzahlen

$ Fo $	Fourier-Zahl: $ Fo = \frac{a \cdot t}{L^2} $
$ Ma $	Mach-Zahl: $ Ma = \frac{v}{c} $
$ Nu $	Nußelt-Zahl: $ Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} $
$ Pe $	Peclet-Zahl: $ Pe = \frac{v \cdot L}{a} = Re \cdot Pr $
$ Pr $	Prandtl-Zahl: $ Pr = \frac{\nu}{a} $
$ Re $	Reynolds-Zahl: $ Re = \frac{v \cdot L}{\nu} $
$ St $	Stokes-Zahl: $ St = \frac{\tau_p}{\tau_F} $

Akronyme

$ Al_2O_3 $	Aluminiumoxid
BK	Brennkammer
BM(H)KW	Biomasse(heiz)kraftwerk

BP-V	B ypass- V entil
BSt	B rennstoff
BSt-V	B rennstoff- V entil
CFD	C omputational F luid D ynamics
CHP	C ombined H eat and P ower
CO ₂	Kohlendioxid
DAE	D ifferential A lgebraic E quation
DQ	D rosselquerschnitt
EEG	E rneuerbare- E nergien- G esetz
EFGT	E tern gefeuerte G asturbine, E xternally F ired G as T urbine
EK	E inzelkörper
ESD _{PH}	E mergency S hut D own nach dem P ebble- H eater
ESD _V	E mergency S hut D own nach dem V erdichter
FG	F ührungsgröße eines Reglers
G	G enerator
HT-WÜ	H ochtemperatur- W ärmeübertrager
IFGT	I ndirectly F ired G as T urbine
ISO	I SO Norm
KWK	K raft- W ärme- K opplung
L1, L2	Messstellen Luftströmungstemperatur im Turbinenheißgaspfad
M1 ... M10	Messstellen M aterialtemperatur im Turbinenheißgaspfad
ODE	O rdinary D ifferential E quation
ORC	O rganic R ankine C ycle
pa	pro Jahr, p er a nnum
PG	P roportionalglied eines Reglers
PH	P ebble- H eater
PHP	P ebble- H eater- B edrückpfad, P ebble- H eater- P ressurization
PMC	P ower M odule C ontroller
PWM	p ulsweiten m oduliert
R	B remswiderstand
Rek	R ekuperator
SC	S ignal C onditioner
SiO ₂	Siliziumdioxid
SP	S perrgrenze, choke line
T	T urbine
T _{BK}	T emperatur B rennkammeraustritt
T _{PH}	T emperatur P ebble- H eater- A ustritt
T100	Standard-Mikroturbine T100
TIT	T urbineneintrittstemperatur
T100PH	für den Pebble-Heater-Zyklus modifizierte Mikroturbine T100

TL	T urbinen l ebensdauer, T urbinen s chaufel e bensdauer
TOT	T urbinen a ustritt t emperatur
TR	T rocken m aterial
TSC	T urbine S uper C ontroller
TZ	T otzeit
V	V erdichter
VZ1	V erzögerungsglied erster Ordnung, Tiefpassfilter erster Ordnung
WT	W ärmetauscher

Mathematische Operatoren

d	vollständiges (materielles) Differential
∂	partiell e s Differential
Δ	Differenz
Σ	Summe

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Bedeutung der Biomasse (biogene Festbrennstoffe) als Alternative zu fossilen Energieträgern nimmt speziell auf dem Anwendungsgebiet der Kraft-Wärme-Kopplung (KWK) ¹⁾ stetig zu. Die Gründe hierfür sind vielschichtig. Weltweit wächst der Energiekonsum, während es gleichzeitig zu einer Verknappung der wertvollen fossilen Energieträger kommt. Um die Energieversorgung für die Bevölkerung sicherstellen zu können, sind viele Länder auf den Import von fossilen Energieträgern angewiesen. Der Ausbau der effizienten Nutzung von Biomasse könnte zu einer Verringerung der Importabhängigkeit bei fossilen Brennstoffen beitragen.

Neben dem wirtschaftlichen Aspekt spielt in der Gesellschaft das Thema einer umwelt- und klimaverträglichen Energieversorgung eine wachsende Rolle. Ein Grund hierfür ist die günstige CO₂-Bilanz der nachwachsenden Energieträger. Deshalb fordert und fördert die Politik auf nationaler und internationaler Ebene die Ausweitung der energetischen Biomassenutzung. Vereinbarungen, wie das Kyoto-Protokoll zur Reduzierung des CO₂-Ausstoßes in Industrieländern, reglementieren den konventionellen Energiemarkt und fordern Alternativen. Das Erneuerbare-Energien-Gesetz (EEG) gewährt deshalb eine rentable Einspeisevergütung für Strom aus Biomasse und unterstützt so den Ausbau von Strom- und Wärmegewinnung aus erneuerbaren Quellen.

Aber nicht nur die primäre Verwertung von Biomasse sondern auch die Entsorgung von Abfällen treibt die Entwicklung effizienter KWK-Anlagenkonzepte voran. Im Jahr 2005 trat das Verbot der Deponierung von Abfällen mit einem Glühverlust von mehr als 5 % in Kraft, die nun in Müllverbrennungsanlagen energetisch genutzt werden müssen. Die traditionelle landwirtschaftliche Verwertung von Klärschlamm ist wegen der Schwermetallanreicherung in der Nahrungskette bedenklich. Deshalb ist eine gesetzliche Reduzierung bis hin zum völligen Verbot dieser Art von Klärschlammverwertung absehbar (Bogner u. a. [2006]). Durch den Wegfall der Deponierung sowie der landwirtschaftlichen Verwertung von Klärschlamm bleibt als Entsorgungsweg nur die thermische Behandlung, sprich Verbrennung, übrig. Die Mitverbrennung in Großkraftwerken führt zu logistischen Problemen und ist im Hinblick auf den Energieumsatz im Transport unbefriedigend. Deswegen wurden bereits einige Kleinanlagen zur dezentralen Monoverbrennung von Klärschlamm (Kapazität etwa 1000...2000 t TR/a) errichtet (Obrigheim, Sande, Bronderslev in Dänemark). Hierbei handelt es sich jedoch um reine Entsorgungs-

1) Englisch: Combined Heat and Power (CHP)

anlagen, da eine wirtschaftliche Stromgewinnung bei Verbrennungsanlagen in dieser Größenordnung mit den bisher verfügbaren Techniken nicht möglich ist.

Vor diesem Hintergrund ist die Erforschung und Weiterentwicklung von wirtschaftlichen thermischen Biomasseverwertungsanlagen dringend erforderlich. Die energetische Verwertung von Klärschlamm, als spezielle Form der Biomasse, mit einem innovativen KWK-Konzept ist die Motivation der vorliegenden Arbeit.

1.2 Stand von Wissenschaft und Technik

Wie in Kaltschmitt und Hartmann [2001] beschrieben, kann die Energiebereitstellung aus Biomasse über verschiedene Techniken erreicht werden. Neben der physikalisch-chemischen und biochemischen Umwandlung stehen thermochemische Vorgänge mit den Prozessen der Verkohlung, Vergasung und Pyrolyse zur Verfügung. Bei all diesen Verfahren wird die energetische Nutzung der Biomasse erst über die Bereitstellung von Sekundärenergieträgern möglich, was meist aufwendig und technisch schwierig zu realisieren ist.

Die einfachste und bisher gängigste Methode der Verwertung von biogenen Feststoffen ist die direkte Verbrennung.

1.2.1 Verfügbare Konversionstechnologien

Während die Bereitstellung von Wärme aus Biomasse seit Jahrzehnten in allen Leistungsbereichen gängige Praxis ist, beschränkt sich die Stromerzeugung derzeit auf einzelne Bereiche.

Biomasse(heiz)kraftwerke (BM(H)KW) mit konventionellen Dampfprozessen /-turbinen stellen derzeit die bevorzugte Technologie der Stromerzeugung dar. Derartige Anlagen haben sich im Leistungsbereich von $5 \dots 20 \text{ MW}_{\text{el}}$ auf dem Markt etabliert. Dem großen technischen Aufwand für den Dampfkreislauf stehen im Leistungsbereich kleiner 5 MW_{el} elektrische Wirkungsgrade deutlich unter 20% gegenüber, weswegen die Stromerzeugung in den niedrigen Leistungsbereichen unwirtschaftlich ist.

Die folgende Überlegung zeigt, dass für einen wirtschaftlichen Betrieb von Dampfprozessen die Verwertung von Biomasse sowohl logistisch als auch ökologisch in den meisten Fällen problematisch ist. Dampfturbinen mit einer elektrischen Leistung von $5 \dots 20 \text{ MW}_{\text{el}}$ weisen im Allgemeinen einen Wirkungsgrad von etwa 25% auf, was einen äquivalenten Brennstoffbedarf von $20 \dots 80 \text{ MW}_{\text{therm}}$ bedeutet. Wird Waldhackgut mit einem Wassergehalt von 20% mit einem durchschnittlichen Heizwert von etwa 14 MJ/kg als Brennstoff verwendet, so ergibt sich ein Jahresbedarf an Brennstoff von $41 \dots 165 \cdot 10^3 \text{ t/a}$. Mit einem Fassungsvermögen von 80 Srm (Schüttraummeter) pro Lastwagenlieferung sind täglich $6 \dots 23 \text{ LKWs}$ für eine sichere Brennmaterialversorgung nötig. Die Bereitstellung derart großer Mengen erfordert in der Regel ein weit

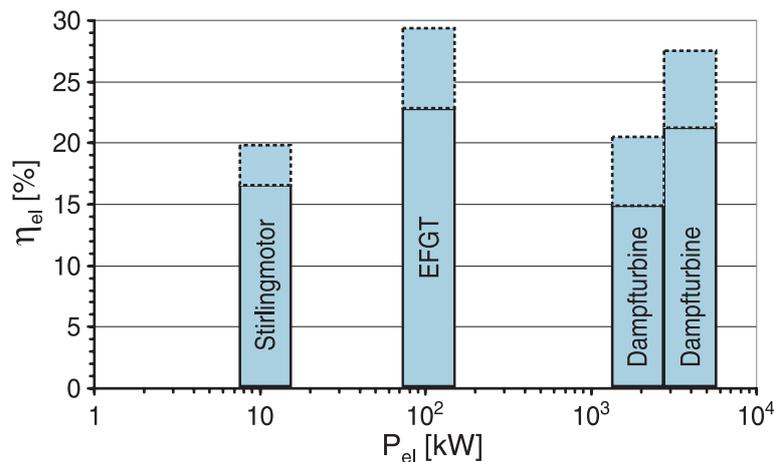


Abbildung 1.1: Einordnung verschiedener Biomasse-KWK-Anlagen in typische Anlagengrößen P_{el} zusammen mit den zu realisierenden elektrischen Wirkungsgraden η_{el} (aus Kautz u. a. [2004]).

ausgedehntes Einzugsgebiet für den Brennstoff, wodurch der ökologische Aspekt in Frage gestellt werden kann.

Alternative KWK-Ansätze zur energetischen Nutzung von biogenen Feststoffen sind prinzipiell verfügbar (DAF [2007], FNR [2000]). Die Konzepte in kleineren Leistungsklassen (bis 2 MW_{el}) wie die ORC-Technologie („Organic Rankine Cycle“) oder der Stirlingmotor weisen jedoch noch technologische Probleme und mäßige Wirkungsgrade auf, wodurch sich die meisten Verfahren noch in der Demonstrations- oder Pilotanlagenphase befinden. Abbildung 1.1 aus Kautz u. a. [2004] stellt den typischen Leistungsbereich von Stirlingmotor und Dampfturbine mit den jeweilig erreichbaren, elektrischen Wirkungsgraden vor. Während der Stirlingmotor wegen der schwierigen Wärmeübertragung nur bei kleinen Leistungen seinen Einsatz findet, werden Dampfprozesse, wie bereits erwähnt, erst in den höheren Leistungsklassen wirtschaftlich. Die Abbildung zeigt, dass die Wirkungsgrade von Dampfturbinen für kleiner werdende Leistungen drastisch schlechter werden. Deshalb entsteht im Bereich von $100 \text{ kW}_{el} \dots 1 \text{ MW}_{el}$ der Bedarf für eine Brückentechnologie, die, wie Kautz u. a. [2004] zeigen, durch kleine Gasturbinenanlagen (EFGT) gebildet wird.

Die Mikro- und Kleingasturbine wurde im letzten Jahrzehnt als KWK-System für den Leistungsbereich $30 \text{ kW}_{el} \dots 1 \text{ MW}_{el}$ entwickelt. Die mittlerweile nachgewiesene Zuverlässigkeit und ein Wirkungsgrad um 30 % bei vernünftigen Investitionskosten machen diese Systeme zu geeigneten Kandidaten für die dezentrale Biomasseverstromung. Allerdings muss zuvor das Problem der Wärmeeinkopplung in den Gasturbinenprozess gelöst werden, da eine direkte Verbrennung der Biomasse in der Gasturbinenbrennkammer aus vielfältigen Gründen (Korrosion, Erosion) ausscheidet.

1.2.2 Alternative Verfahren feststoffgefeuerter Gasturbinen

Seit langer Zeit gibt es Bestrebungen, schwierige Brennstoffarten wie Kohle oder biogene Feststoffe in Gasturbinen aufgrund ihrer hohen Wirkungsgrade anzuwenden. Bereits Ende der dreißiger Jahre wurde in der Schweiz eine erste Testanlage realisiert (Baum [2001] Seite 5). Weitere Anstrengungen zu diesem Thema folgten ständig, wie die Literaturstellen Keller [1946], Mordell [1950], Mordell [1955], Bammert u. a. [1956], Keller und Gaehler [1961] oder LaHaye [1966] zeigen.

Prinzipiell sind für die Verwertung schwieriger Brennstoffe zwei unterschiedliche Ansätze in Kombination mit Gasturbinen denkbar – die direkt (u.a. Hörzer [2006]) oder die indirekt/extern (u.a. Baum [2001]) feststoffgefeuerte Gasturbine.

Die entscheidende Problematik der direkt gefeuerten Gasturbine ist die Heißkorrosion durch Alkali und Schwermetalle, Phosphor, Halogen- und Schwefelverbindungen. Alle Inhaltsstoffe, insbesondere Natrium, Schwefel, Phosphor und Halogene sind in Biomasse reichlich vorhanden. Heißkorrosion tritt in einem Temperaturbereich von 700...1000 °C auf (Dienst [1978]), der typisch für die Werkstoff- und Betriebstemperaturen von Kleingasturbinen ist. Neben dem Heißkorrosionsproblem gestaltet sich der vollständige Ausbrand und die Vermeidung von Erosion bei der direkten Feuerung von Gasturbinen mit Biomasse als schwierig, weshalb dieses Verfahren wenig erfolgversprechend zu sein scheint. Indirekt bzw. extern befeuerten Gasturbinenkonzepten (IFGT bzw. EFGT)²⁾ wird eine höhere Realisierbarkeit zugesprochen, die im Folgenden weiter untersucht werden soll.

1.2.3 Konzepte zu indirekt/extern befeuerter Gasturbinen (Heißluftturbinen)

Die entscheidende Schlüsselkomponente bei indirekt bzw. extern gefeuerten Gasturbinen stellt der Hochtemperatur-Wärmeübertrager (HT-WÜ) dar. Die Idee der indirekt befeuerten Gasturbine besteht darin, die Turbine mit heißem, komprimiertem Arbeitsgas zu versorgen ohne das direkte Abgas aus der Feuerung zu verwenden, wie Abbildung 1.2 zeigt. Die Wärme aus der Verbrennung wird in einem Hochtemperatur-Wärmeübertrager an das Arbeitsmedium (Verdichterluft) abgegeben, das den Turbinenläufer antreibt. Dadurch wird eine räumliche und stoffliche Trennung des verunreinigten Rauchgases von der sauberen Gasturbinenluft erreicht. Um jedoch hohe Wirkungsgrade der Anlage erzielen zu können, muss eine möglichst hohe Turbineneintrittstemperatur *TIT* erreicht werden, was besondere Anforderungen an den Wärmeübertrager stellt.

Die Realisierung einer effizienten und zuverlässigen Hochtemperatur-Wärmeübertrager-Technologie ist mit zahlreichen technischen Problemen konfrontiert. Für hohe Wärmemengen sind große Übertragerflächen erforderlich, um die Druckverluste in erträglichen Grenzen zu halten. Neben den hohen Temperaturen und Temperaturdifferenzen muss der Wärmeübertrager dabei auch den Druckunterschied zwischen dem atmosphärischen

2) Englisch: Indirectly/Externally Fired Gas Turbine (IFGT/EFGT)

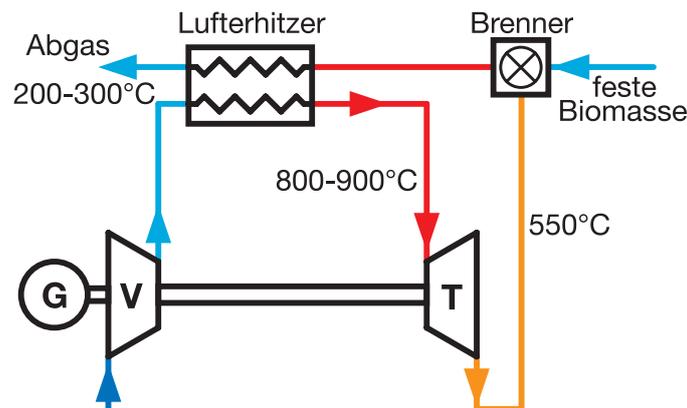


Abbildung 1.2: Anlagenschema einer extern befeuerten Gasturbine.

Rauchgas und dem komprimierten Arbeitsmedium standhalten können. Zusätzlich muss der Werkstoff eine sehr gute Beständigkeit gegen Heißgaskorrosion und Erosion aufgrund von Kontaminationen aus der Biomasse aufweisen. Für den Hochtemperaturbereich (Prozesstemperaturen über 850 °C) müssen darum kostspielige Speziallegierungen oder keramische Materialien eingesetzt werden. Mögliche Verschmutzungen und Ablagerungen verringern den Wirkungsgrad der Wärmeübertragung und so den Gesamtwirkungsgrad der Anlage. Zudem erhöht sich dadurch der Druckverlust im System. Ziel ist es, einen Wärmeübertrager zu entwickeln, der eine optimale Wärmeübertragung (geringe Grädigkeit) bei hohen Betriebstemperaturen und kleinen Druckverlusten hat und die Kriterien von Wirtschaftlichkeit und Effizienz erfüllt.

Verschiedene Hochtemperatur-Wärmeübertrager-Konzepte sowie KWK-Anlagen-Verfahren sind Gegenstand in zahlreichen Projekten der Forschung und Industrie. Unter anderem zeigen Gallmetzer und Dobmeier [2006] hierfür einige Beispiele. Exemplarisch soll an dieser Stelle die KWK-Anlage von Talbott vorgestellt werden.

Die Firma Talbott's Biomass Energy Ltd entwickelte den „BG100 Biomass Generator“, der als ein Vorreiter auf dem Gebiet kleiner Biomasse-KWK-Anlagen angesehen werden darf. Das Konzept sieht einen Rauchgasrohr-Wärmetauscher vor und wurde sukzessive weiterentwickelt. Die Pilotanlage mit einer 50 kW_{el} Mikroturbine erzielte einen elektrischen Wirkungsgrad von $\eta_{el} < 15\%$. Die Turbineneintrittstemperatur erreichte hierbei maximal 850 °C bei einer Feuerungstemperatur von 1150 °C. Die Messungen ergaben einen Wirkungsgrad des Hochtemperatur-Wärmetauschers von $\eta_{HT-WÜ} \approx 71\%$ (Pritchard [2002], Pritchard [2005]). Die derzeit kommerziell verfügbare Anlage arbeitet mit einer 100 kW_{el} Mikroturbine. Der Hersteller Talbott [2007] verspricht für das Produkt einen elektrischen Wirkungsgrad von $\eta_{el} \approx 20\%$. Der limitierende Faktor bleibt der Hochtemperatur-Wärmeübertrager.

Das Gasturbinenpotential mit elektrischen Wirkungsgraden von über 30 %, selbst in den kleinen Leistungsklassen, kann daher nicht voll mit der konventionellen Wärmetauscher-Technologie, der klassischen Rekuperatorbauweise, ausgeschöpft werden.

Um die Limitierung der Turbineneintrittstemperatur TIT und damit des Wirkungsgrades durch den Hochtemperatur-Wärmeübertrager zu verringern, wurde vom ATZ Entwicklungszentrum ein indirekt befeuerter Gasturbinenprozess vorgeschlagen, der zyklisch arbeitende Regeneratoren verwendet. Diese stammen aus dem Hüttenwesen, wo sie als Cowper ³⁾ schon lange im Hochofen zur Luftvorwärmung dienen. Für das vom ATZ Entwicklungszentrum vorgeschlagene Verfahren sollen die als Pebble-Heater bezeichneten Wärmetauscher zum Einsatz kommen, mit denen ein Übertragungswirkungsgrad von $\eta_{WT} > 90\%$ erzielt wird.

Im Folgenden sollen der Pebble-Heater und das neuartige KWK-Verfahrensschema (beides Patente vom ATZ Entwicklungszentrum) zur effektiven energetischen Nutzung von Biomasse (Klärschlamm) für kleine Leistungsklassen bis 2 MW_{el} vorgestellt werden.

1.3 Konzept eines neuartigen Biomasseverstromungsverfahrens

Der Pebble-Heater ist eine spezielle Form eines regenerativen Wärmeübertragers. Er ist aus zwei koaxialen, zylinderförmigen Rosten aufgebaut. Der innere Rost bildet den Heiß-, der äußere den Kaltrost. Dazwischen befindet sich eine radial durchströmte Schüttung (z.B. stückiges Lavagestein, Aluminiumoxid-Kugeln) als Wärmespeicher. Der Pebble-Heater wird hierzu abwechselnd während der „Heizphase“ mit heißen Feuerungsabgasen von innen nach außen und danach in der „Blasphase“ in umgekehrter Richtung mit kalter, verdichteter Luft durchströmt. So wird Wärme in der Schüttung gespeichert bzw. Wärme der Schüttung entzogen. Er funktioniert deshalb als instationärer Gegenstromwärmetauscher. Die Pebble-Heater-Technologie weist einige Vorteile auf. Aufgrund der großen Übertragungsflächen der Kugeln in der Schüttung können sehr hohe Wärmerückgewinnungsgrade von über 95% erreicht werden. Auch sind hohe Betriebstemperaturen bis zu 1000 °C und, in Verbindung mit einer Gasturbine, entsprechend hohe elektrische Wirkungsgrade möglich. Durch seinen Aufbau sind die Wärmeverluste an die Umgebung sehr klein und es treten äußerst geringe Druckverluste auf. Der Pebble-Heater zeichnet sich außerdem durch seine abreinigende Wirkung und eine gute Zeitstandfestigkeit aus. Der einfache Aufbau vermeidet hohe Investitionskosten und macht diese Art von Regeneratoren wirtschaftlich interessant. Der Pebble-Heater ist ein offenes System, dies bedeutet, dass es keine räumliche Trennung zwischen dem Rauchgas und dem komprimierten Arbeitsmedium gibt – beide Gase strömen im selben Pfad. In Zusammenhang mit einem Partikelaustrag aus der Schüttung kann es deshalb zur Erosion der Turbinenschaufeln führen.

Das dezentrale Kraftwerkskonzept des ATZ Entwicklungszentrums für die gleichzeitige Gewinnung von elektrischer und thermischer Leistung basiert auf der Pebble-Heater-Technologie (siehe dazu auch Kapitel 2.2.2) in Verbindung mit einer Kleingasturbine,

3) Edward Alfred Cowper (10. Dezember 1819 bis 09. Mai 1893) britischer Ingenieur und Erfinder der Cowper-Apparate (Winderhitzer nach dem Prinzip des regenerativen, zeitlich getakteten Wärmeaustausches) an Hochofen.

die als Heißluftturbine fungiert. Abbildung 1.3 stellt schematisch den gesamten Anlagenzyklus vor. Das Konzept besteht aus zwei offenen Kreisläufen, der atmosphärischen Biomasseverbrennung (links) und dem Gasturbinenzyklus (rechts). Das System aus den drei Pebble-Heatern (in Abbildung 1.3 sind aus Übersichtlichkeitsgründen lediglich zwei dargestellt) verbindet die beiden Kreisläufe. Zeitlich getaktet wird der Pebble-Heater abwechselnd mit heißem Rauchgas aus der Feuerung aufgeheizt bzw. mit komprimierter Umgebungsluft aus dem Verdichter gekühlt.

Für die Verbrennung wird Biomasse mit Hilfe überschüssiger Wärme eines Teils der Turbinenabluft vorgetrocknet, bevor sie in der atmosphärischen Feuerung mit Umgebungs- und Turbinenabluft umgesetzt wird. Das heiße Rauchgas strömt nun in einen Pebble-Heater PH1. Während dieser Heizphase fließt das Rauchgas radial von innen nach außen durch den Pebble-Heater und gibt seine Wärme an das Schüttgut ab. Dadurch wird das Rauchgas teilentstaubt und auf etwa 350 K abgekühlt, bevor es in einer weiteren Reinigungsstufe nachbehandelt und über den Kamin in die Umgebung entlassen wird.

Die Pebble-Heater werden periodisch zwischen den beiden Phasen – Laden (Heizen) und Entladen (Blasen) – umgeschaltet. Um einen kontinuierlichen Prozessablauf gewährleisten zu können, ist ein dritter, in Abbildung 1.3 nicht dargestellter, Pebble-Heater nötig. Die einzelnen Betriebsphasen der Pebble-Heater werden in Kapitel 2.2.2.1 vorgestellt.

Um den Wärmenutzungsgrad der Anlage zu verbessern, wird die komprimierte Verdichterluft vor dem Eintritt in den zu entladenden Pebble-Heater von ca. 500 K auf 350 K gekühlt. Die Durchströmungsrichtung im Inneren des Pebble-Heaters ist jetzt umgekehrt wie in der Heizphase. Die verdichtete Luft entzieht dem Schüttgut thermische Energie und erwärmt sich dabei auf bis zu 1223 K, bevor sie den Pebble-Heater verlässt. Diese aufgewärmte Luft expandiert anschließend in der Turbine fast bis auf Umgebungsdruck bei einer Temperatur von etwa 915 K. Über eine gemeinsame Welle werden sowohl der Verdichter als auch der Generator zur Stromerzeugung angetrieben. Die austretende Abluft wird zur Biomassetrocknung und als vorgewärmte Verbrennungsluft sowie als Nutzwärme verwendet.

Vorteile dieses Verfahrens sind vergleichsweise niedrige Investitionskosten durch bevorzugte Verwendung von preiswerten Standardkomponenten, Brennstoff-Flexibilität und einfache Abgasnachbehandlung aufgrund der atmosphärischen Feuerung. Zudem lässt sich ein hoher elektrischer Wirkungsgrad von über 30 % realisieren. Problematisch hingegen kann die Erosion der Turbine aufgrund von Partikelaustrag aus dem Pebble-Heater sein. Auch stellt die große Energiespeicherkapazität der Regeneratoren ein Gefahrenpotential für die Gasturbine dar. Das Thema der Anlagensicherheit muss daher gesondert behandelt werden. Um das Konzept des ATZ Entwicklungszentrums verwirklichen zu können, muss darum neben den Anforderungen an die atmosphärische Feuerung insbesondere die Integration der Gasturbine untersucht werden.

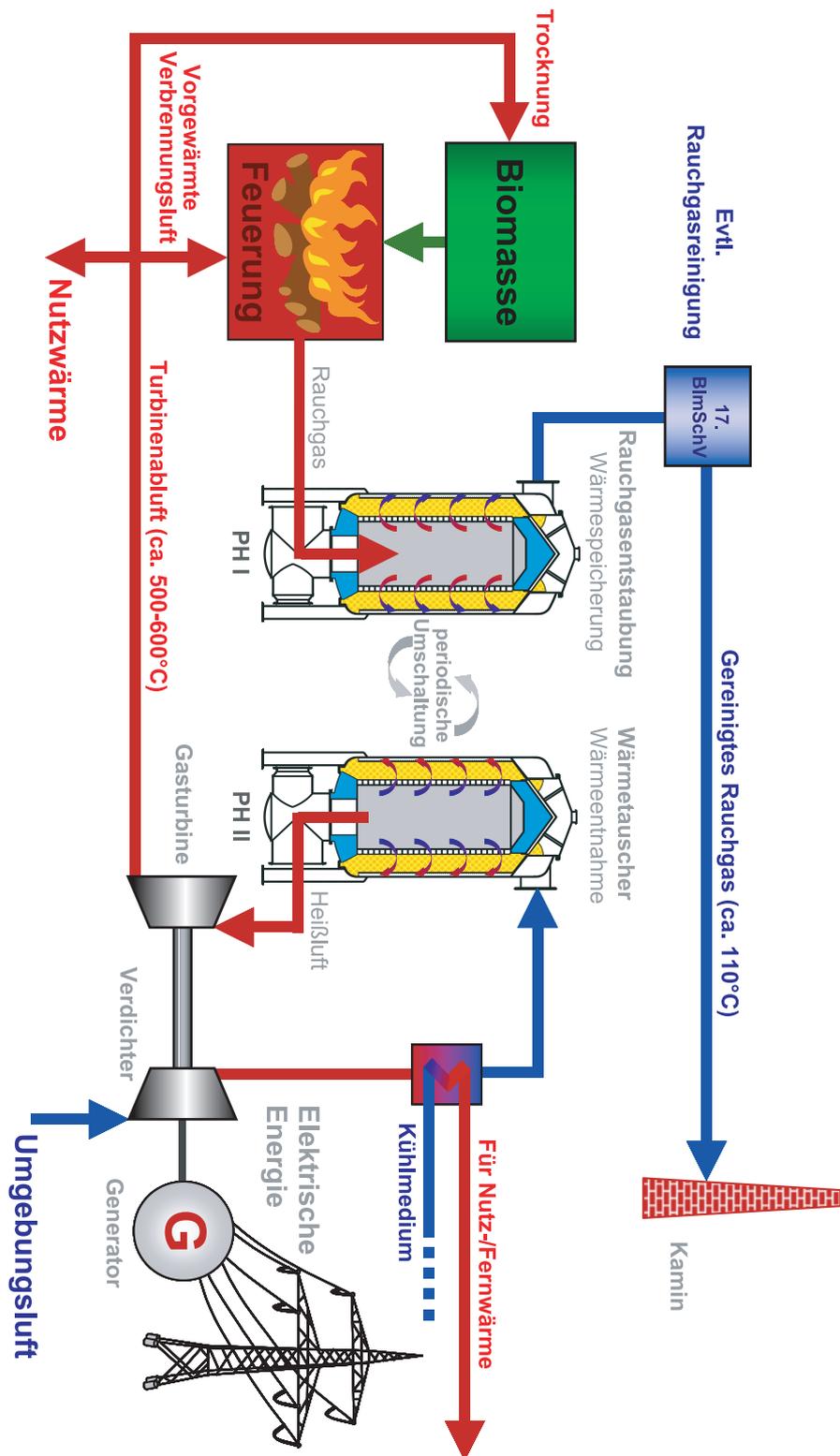


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der gesamten Pilotanlage (Abbildung von ATZ Entwicklungszentrum).

1.4 Aufgabenstellung der Arbeit

Das globale Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Gasturbine Turbec T100 für die Verwendung als Heißluftturbine umzubauen, um sie in den beschriebenen ATZ-Zyklus integrieren zu können. Diese Gasturbine hat ihre Zuverlässigkeit in hundertfacher Anwendung als erdgasbefeuerte KWK-Anlage nachgewiesen und bietet aufgrund ihrer Bauweise günstige Voraussetzungen für diese Aufgabe. Ausgehend von den Anforderungen des Pebble-Heater-Prozesses an die Gasturbine gilt es verschiedene Aspekte zu untersuchen.

Vor der Modifikation der Gasturbine gilt es zunächst die relevanten Eigenschaften der Standard-Mikroturbine darzustellen. Dazu ergeben sich die folgenden Fragestellungen:

- ▷ Wie funktioniert die Gasturbine T100 in der Standardanwendung?
- ▷ Um welchen Prozesstyp handelt es sich?
- ▷ Wie wird die Gasturbine geregelt?
- ▷ Welchen Einfluss haben die Umgebungsbedingungen auf die Anlage?
- ▷ Wie gut lässt sich die Gasturbine dynamisch modellieren?

Aus dieser Analyse der Gasturbine ergeben sich für den Anlagenumbau Kennwerte und Ansatzpunkte, die Einfluss auf die Wahl des Anlagenkonzepts nehmen. Es soll beschrieben werden, welche Änderungen an der modifizierten Gasturbine T100PH für den Einsatz im Pebble-Heater-Zyklus vorgenommen werden müssen:

- ▷ Welches Konzept ist für den Umbau der Gasturbine T100PH zu favorisieren?
- ▷ Welche Partikelbeladung ist tragbar?
- ▷ Welche Auswirkungen hat dies auf die Prozessführung, beispielsweise auf die Strömungsaufteilung und -führung?
- ▷ Welche Auslegungen und Konstruktionen sind nötig?
- ▷ Welches Regelungskonzept und welche Regelgrößen sind für die T100PH-Anlage zu verwenden?

Gemäß dieser Überlegungen werden in der vorliegenden Arbeit zunächst die Grundlagen der für die Gasturbine T100PH relevanten Komponenten und die Aspekte in Verbindung mit dem Pebble-Heater-Zyklus beschrieben. Das Thema der Erosion von Turbinenschaufeln wird analysiert, um Aussagen für die Betriebsfestigkeit und mögliche Gegenmaßnahmen zu gewinnen. Die Funktionsweise eines Pebble-Heaters ist für den Betrieb der Gasturbine entscheidend, weshalb das Grundprinzip beleuchtet werden soll. Für die Untersuchung der Gesamtanlagen-Dynamik im Modell muss der Pebble-Heater mathematisch beschrieben und mit Versuchsergebnissen validiert werden, bevor die Gesamtanlage simuliert werden kann. Die Sicherheitsaspekte für einen zuverlässigen Anlagenbetrieb und die hierfür benötigten Grundlagen aus der Gasdynamik werden dargestellt. Diese Themen zur Theorie und zu den Grundlagen werden in Kapitel 2 der Arbeit zusammengefasst.

Basierend auf diesen Grundlagen befasst sich das Kapitel 3 mit dem Anlagenumbau und -aufbau. Die konstruktiven Maßnahmen an der T100PH in den unterschiedlichen Anlagenpfaden werden beschrieben und es wird der Laboraufbau vorgestellt. Der Betrieb mit den Pebble-Heatern erfordert ein neues Anlagenfahrkonzept für die Mikroturbine, das im Einzelnen analysiert wird. Die Sicherheitsaspekte werden an dieser Stelle zusammen mit den möglichen Notfall-Szenarien aufgegriffen. Verschiedene Ansätze, vor allem die Notentspannung im Falle eines Lastabwurfs (Worst-Case-Szenario) werden diskutiert und untersucht.

Kapitel 4 stellt die Ergebnisse aus den theoretischen und experimentellen Untersuchungen des modifizierten Systems vor. Zunächst wird die Erosion der Turbinenschaufeln behandelt und es werden Aussagen für eine Lebensdauerabschätzung gewonnen. Dann werden die Ergebnisse aus den Messungen an der Laboranlage gezeigt. Zum einen kann die theoretische Beschreibung der Einflussnahme der Umgebungsbedingungen auf die Anlagen-Performance bestätigt werden, zum anderen werden Temperaturdaten in der Anlage zur Validierung der thermischen Auslegung gewonnen. Ein wichtiger Punkt ist die Untersuchung der Anlagendynamik. Mit Hilfe der dynamischen Modellierung können Erkenntnisse für die Stabilität der steuer- und regelungstechnischen Maßnahmen erzielt und an der Laboranlage getestet werden. Die Empfehlung eines passenden Konzeptes für die Überdrehzahlregelung und den Lastabwurf wird von den Simulationsergebnissen abgeleitet.

Die Zusammenfassung schließt die Arbeit mit Kapitel 5 ab.

2 Theorie und Grundlagen

2.1 Grundlagen des T100-Prozesses

2.1.1 Funktionsweise der Standard-Mikroturbine Turbec T100

Bei der Mikroturbine Turbec T100 handelt es sich um eine rekuperierte Kleingasturbine. Das allgemeine Anlagenprinzip eines rekuperierten Prozesses zeigt Abbildung 2.1 gezeigt. Die entsprechenden thermodynamischen Vorgänge stellt Abbildung 2.2 in den p-v und T-s Diagrammen dar.

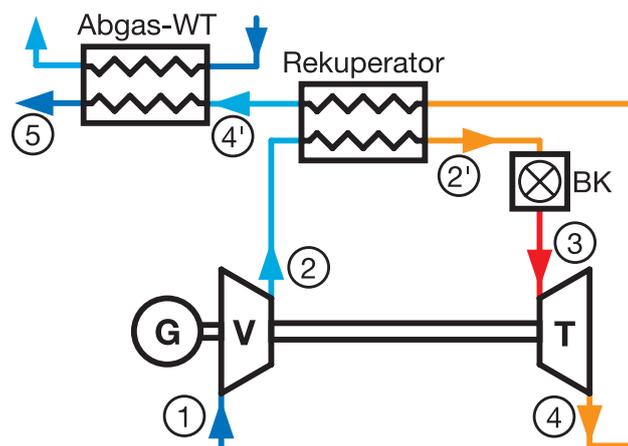


Abbildung 2.1: Schema eines Gasturbinenzyklus mit Rekuperation, typisch für Mikroturbinen.

Sie ist als eine Einwellenmaschine aufgebaut, bei der der Hochgeschwindigkeitsgenerator (G), der einstufige Radialverdichter (V) und die ebenfalls einstufige Radialturbine (T) auf einer gemeinsamen Welle sitzen. Umgebungsluft (1) wird im Verdichter (1 → 2) komprimiert (2), bevor sie in den Rekuperator (2 → 2') strömt. Die Rekuperation der Turbinenabwärme (4 → 4') übernimmt ein integrierter Gegenstrom-Wärmetauscher zur Vorwärmung der Verbrennungsluft (2 → 2'). Die benötigte Brennstoffzufuhr in der Brennkammer (BK) (2' → 3) verringert sich dadurch. Das heiße Gas strömt durch die Turbine (3 → 4), expandiert dabei und treibt das Turbinenrad an. Die Abgase wärmen schließlich die Kompressorluft (2) im Rekuperator auf und können anschließend nochmals zur Warmwasseraufbereitung in einem Abgaswärmetauscher (Abgas-WT) (4' → 5) verwendet werden.

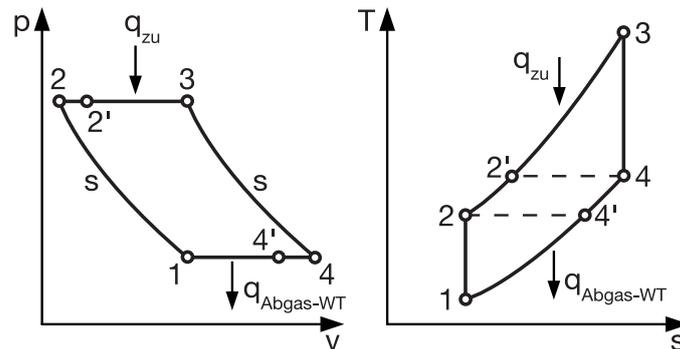


Abbildung 2.2: p-v und T-s Diagramm des rekuperierten Gasturbinenprozesses.

Das Turbec T100-Standardpaket ist eine mit Erdgas betriebene Kraft-Wärme-Kopplungsanlage, die bei Volllast 100 kW elektrische und 167 kW thermische Leistung im zusätzlich vorhandenen Warmwasserwärmetauscher erzeugen kann. Ihre Volllastdrehzahl beträgt 70000 1/min. Bei dieser Drehzahl erreicht der Verdichter ein Druckverhältnis von ca. 4,5 und einen Massenstrom von ca. 0,8 kg/s.

Die Verwendung eines Rekuperators macht die Technologie der Mikroturbinen erst interessant. Durch die Vorwärmung der Brennkammerluft muss weniger Brennstoff ($2' \rightarrow 3$) eingesetzt werden. Die Übertragung von Wärme funktioniert jedoch nur, wenn die Turbinenabgastemperatur (4) höher als die Gasaustrittstemperatur des Verdichters (2) ist, wie Abbildung 2.2 zeigt. Dies erfüllen lediglich Gasturbinen mit einem kleinen Druckverhältnis $\pi = \frac{p_2}{p_1}$, wie es Mikroturbinen haben. Bei großen Gasturbinen sind die Temperaturdifferenzen zwischen dem Frisch- und Abgas aufgrund ihrer hohen Druckverhältnisse zu gering. Der sonst mäßige Wirkungsgrad aufgrund des geringen Druckverhältnisses π und der einfachen Verdichter- und Turbinenbauart wird durch die Verwendung eines Rekuperators deutlich verbessert. Die Wärmezufuhr in der Brennkammer findet dadurch auf einem höheren Temperaturniveau bei gleichzeitig niedrigerer Wärmeabgabe an die Umgebung statt. Bei der T100 wird somit der elektrische Wirkungsgrad η_{el} von etwa 16 % auf 30 % gesteigert.

Die Vorgänge in der realen Gasturbine verlaufen nicht nach dem idealen Joule-Prozess. Zahlreiche Verlustmechanismen, wie Reibungs- und Druckverluste oder Wärmeverluste an die Umgebung, treten beim realen Gasturbinenprozess auf und reduzieren die Effizienz der Anlagen. Die Abbildungen 2.3 und 2.4 (aus Wittig und Koch [1997]) zeigen den tatsächlichen Verlauf des thermischen Wirkungsgrades η_{th} eines offenen Gasturbinenprozesses ohne ¹⁾ und mit ²⁾ Luftvorwärmung. Aufgetragen ist der thermische Wirkungsgrad η_{th} über das Druckverhältnis π des Verdichters für unterschiedliche Turbineneintrittstemperaturen T_3 . Zum Vergleich ist zusätzlich der Verlauf des idealen Prozesses eingezeichnet. Grundsätzlich steigt in beiden Fällen der Wirkungsgrad η_{th} mit

$$1) \quad \eta_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \pi^{\frac{1-\kappa}{\kappa}}$$

$$2) \quad \eta_{th,rek} = 1 - \frac{T_1}{T_3} \cdot \pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

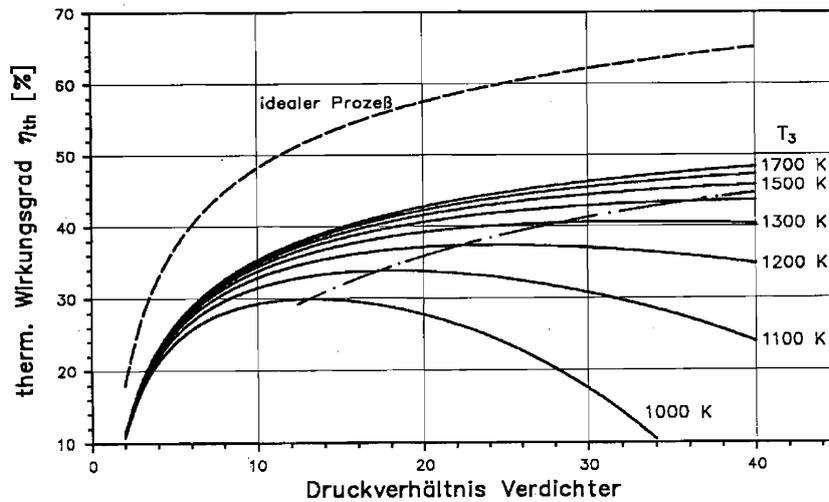


Abbildung 2.3: Thermischer Wirkungsgrad η_{th} eines einfachen Gasturbinenprozesses (Joule-Brayton) als Funktion des Druckverhältnisses π und der Turbineneintrittstemperatur T_3 (aus Wittig und Koch [1997]).

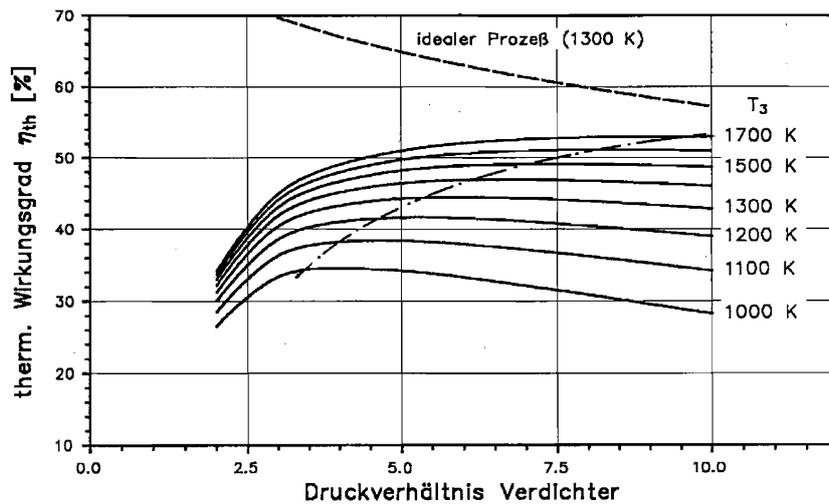


Abbildung 2.4: Thermischer Wirkungsgrad η_{th} eines rekuperierten Gasturbinenprozesses als Funktion des Druckverhältnisses π und der Turbineneintrittstemperatur T_3 (aus Wittig und Koch [1997]).

zunehmenden Turbineneintrittstemperaturen T_3 . Abbildung 2.3 macht deutlich, dass der offene Gasturbinenprozess ohne Luftvorwärmung erst bei hohen Turbineneintrittstemperaturen T_3 und gleichzeitig hohen Druckverhältnissen π gute thermische Wirkungsgrade η_{th} aufweist. Ab einer bestimmten Temperatur steigt die Effizienz demnach stetig mit größer werdendem Druckverhältnis π . Im Vergleich dazu zeigt Abbildung 2.4 das reale Verhalten von Anlagen mit Luftvorwärmung. Der optimale thermische Wirkungs-

grad η_{th} wird abhängig von der Turbineneintrittstemperatur T_3 bereits bei sehr niedrigen Druckverhältnissen π erreicht. Steigt das Druckverhältnis π weiter, so nimmt die Effizienz wieder ab. Dies bedeutet, dass bei rekuperierten Gasturbinen die sonst erwünschten hohen Druckverhältnisses π zu Einbußen im Wirkungsgrad η_{th} führen. Allgemein zeigt sich, dass die maximal erreichbaren thermischen Wirkungsgrade η_{th} bei Anlagen mit Luftvorwärmung deutlich höher sind (50 % und mehr). Eine rekuperierte Gasturbine mit einer Turbineneintrittstemperatur T_3 von 1200 K und einem Druckverhältnis π von 4,5 erreicht einen thermischen Wirkungsgrad η_{th} von $\eta_{th,rek} \approx 42 \%$. Für den gleichen Wirkungsgrad η_{th} benötigt eine Gasturbine ohne Luftvorwärmung mit einer typischen Turbineneintrittstemperatur T_3 von 1600 K ein Druckverhältnis von $\pi \approx 18$. Die geringen Druckverhältnisse π können mit einstufigen Radialverdichtern erzielt werden. Für moderate Temperaturen T_3 bis 1223 K (Brennkammerbetrieb mit hohem Luftüberschuss $\lambda \approx 6,5 \dots 8$) sind in der Turbinenstufe keine Kühlmaßnahmen nötig, wodurch sich der Aufbau von Mikroturbinen einfach gestaltet.

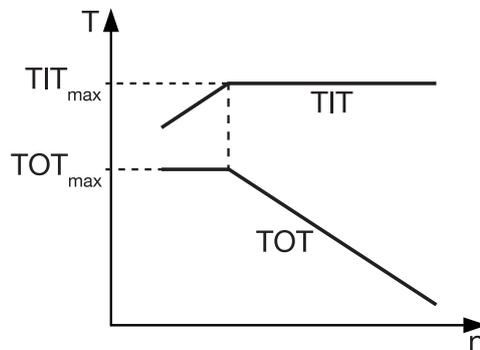


Abbildung 2.5: Regelung der Turbineneintrittstemperatur TIT und -austrittstemperatur TOT abhängig von der Drehzahl n .

Die Besonderheit von Mikroturbinen und damit auch der Turbec T100 ist die Regelung. Die Leistungsregelung bei konventionellen Gasturbinen wird über die Brennstoffzufuhr und damit über die Turbineneintrittstemperatur TIT bei konstanter Nenndrehzahl n realisiert, wodurch der Wirkungsgrad η im Teillastbetrieb deutlich sinkt. Mikroturbinen hingegen werden mit gleitender Drehzahl n und damit mit veränderlichem Massenstrom \dot{m} betrieben, weswegen die Turbineneintrittstemperatur TIT über einen weiten Leistungs-/Drehzahlbereich nahezu konstant gehalten werden kann. Erst unterhalb einer bestimmten Drehzahl n sinkt auch die Turbineneintrittstemperatur TIT , um eine maximale Turbinenaustrittstemperatur TOT nicht zu überschreiten, wie Abbildung 2.5 zeigt. Möglich wird diese Fahrweise durch die Kopplung mit einem Hochfrequenz-Umrichter, der als eine Art „elektronisches Getriebe“ funktioniert. Die Anlagenregelung erhält dadurch einen zusätzlichen Freiheitsgrad, der es ermöglicht, die Maschine mit einer Wirkungsgrad optimierten η_{opt} -Fahrweise zu betreiben. Mikroturbinen weisen daher ein sehr gutes Teillastverhalten mit nahezu konstanten Wirkungsgraden η auf, wie Abbildung 2.6 zeigt. Dargestellt sind die elektrischen, thermischen und die Gesamtwirkungs-

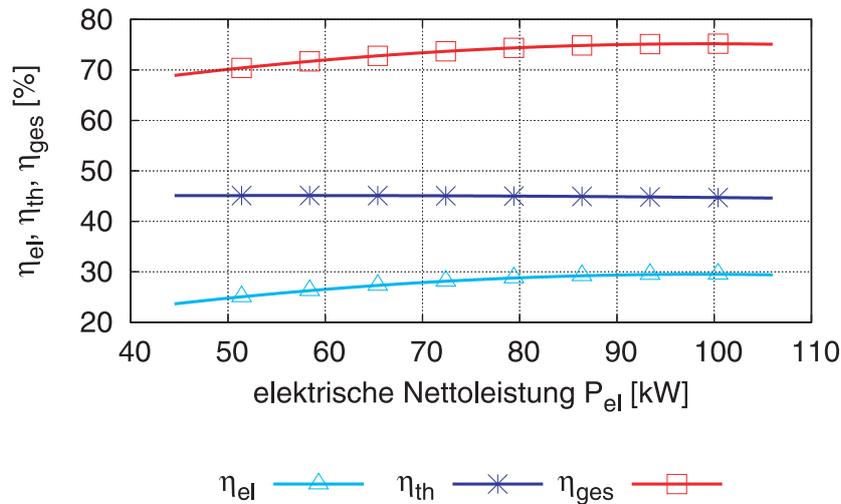


Abbildung 2.6: Wirkungsgradmessungen für unterschiedliche Leistungsbereiche der Turbec T100 (Messdaten von Dietze [2007]).

grade für unterschiedliche elektrische Nettoleistungen P_{el} , gemessen an der Turbec T100 (Dietze [2007]). Über einen weiten Bereich der elektrischen Leistung P_{el} bleibt der elektrische Wirkungsgrad η_{el} nahezu konstant, bei $P_{el} = 45$ kW beträgt η_{el} noch etwa 24 %.

Die Turbec T100 wird bei den Standardanwendungen leistungsgeregelt betrieben. Über das Frontpanel wird die gewünschte elektrische Leistung eingegeben und die Gasturbine fährt dann den entsprechenden Punkt im Kennfeld an. Die Leistungselektronik der Anlage regelt eigenständig die Drehzahl und wandelt die generierte elektrische Leistung auf die Netzwerte (50 Hz, 220 V) um. Die Regelung unterscheidet zwei Modi, den Insel- und den Parallelbetrieb, welche später in Kapitel 2.1.1.2 ausführlicher erläutert werden.

Neben der Regelbarkeit von Mikroturbinen sprechen vor allem der Arbeitsbereich im Hinblick auf moderate Turbineneintrittstemperaturen wie auch die geringen Betriebsdrücke für die Verwendung von Mikroturbinen im Pebble-Heater-Zyklus.

2.1.1.1 Einfluss der Umgebungsbedingungen auf das Gasturbinenverhalten

Unterschiedliche Umgebungsbedingungen wie die Ansaugtemperatur, der barometrische Druck oder die relative Luftfeuchte haben Einfluss auf den Luftmassendurchsatz \dot{m} der Gasturbine und ändern so das Betriebsverhalten der Maschine. Die Auswirkung der Luftfeuchtigkeit ist gering, weshalb dieser Parameter vernachlässigt wird. Im Kontext des Pebble-Heater-Zyklus ist die Wirkung der Umgebungsbedingungen wichtig, die zu einer Leistungserhöhung der Turbine führen. Da die Turbineneintrittstemperatur TIT im Pebble-Heater-Prozess nicht direkt regelbar ist, muss im Hinblick auf die Anlagensicherheit der Fall der maximal zulässigen Leistung $P_{el,max}$ betrachtet werden. Typisch ist

dieses Szenario für niedrige Umgebungstemperaturen, wie es in Kapitel 4.2.1 diskutiert wird.

Die Angaben über den angesaugten Luftmassenstrom \dot{m} und die erreichbare elektrische Leistung P_{el} der Anlagen beziehen sich in der Regel auf die ISO-Bedingungen ($T_0 = 288,15 \text{ K}$, $p_0 = 101325 \text{ Pa}$). Im Fall der Mikroturbine Turbec T100 liegt der Luftmassenstrom nominell im Auslegungspunkt bei $\dot{m}_0 \approx 0,8 \text{ kg/s}$ und die elektrische Leistungsabgabe bei $P_{el} = 100 \text{ kW}$.

Mit Hilfe der nachstehenden Theorie aus Lechner und Seume [2003] lässt sich in guter Näherung eine Aussage über das Verhalten der Gasturbine aufgrund von Umgebungseinflüssen treffen. Grundlage für die Beschreibung des Verdichterverhaltens bilden Kenngrößen, die die Mach-Zahl-Ähnlichkeit und die Einhaltung geometrisch ähnlicher Geschwindigkeitsdreiecke berücksichtigen. Die Durchflusskenngröße \dot{m}^* ³⁾ lässt sich durch Korrektur des Verdichterluftmassenstrom \dot{m} mit den Umgebungsbedingungen und Normierung mit dem Referenzzustand folgendermaßen berechnen:

$$\dot{m}^* = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{ref}} \cdot \frac{p_{1ref}}{p_1} \cdot \sqrt{\frac{T_1}{T_{1ref}}}, \quad (2.1)$$

wobei \dot{m} der Verdichter-Luftmassenstrom, p_1 der -Eintrittsdruck und T_1 die -Eintrittstemperatur sind. Die Werte mit dem Index *ref* stellen den Referenzzustand, üblicherweise den Auslegungspunkt der Gasturbine, dar. Die Ansaugluft wird als ideales Gas angenommen.

Da die Verdichtergeometrie unverändert bleibt, gilt für die Durchflusskennzahl $\dot{m}^* = 1$. Hieraus folgt für die Berechnung des Verdichtermassenstroms \dot{m}_1 unter den veränderten Umgebungsbedingungen:

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_{1ref} \cdot \frac{\frac{p_1}{p_{1ref}}}{\sqrt{\frac{T_1}{T_{1ref}}}}. \quad (2.2)$$

Erhöht sich der Umgebungsdruck p_1 bzw. verringert sich die Umgebungstemperatur T_1 , so fördert der Verdichter einen höheren Massenstrom \dot{m}_1 und die Leistungsfähigkeit der Gasturbine steigt.

Für die Auslegung und Dimensionierung der Pebble-Heater spielt neben den minimalen/maximalen Betriebstemperaturen T auch der von der Gasturbine geförderte Luftmassenstrom \dot{m} eine entscheidende Rolle.

3) Auch als relativer reduzierter Massenstrom bezeichnet

2.1.1.2 Dynamische Simulation der Standard-Gasturbine

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen der dynamischen Simulation des Turbinenprozesses dargestellt. Die Modellbildung basiert auf dem in Modelica/Dymola formulierten T100-Standardmodell von Haugwitz [2002], das zunächst aktualisiert und anhand von Messdaten des Herstellers Turbec validiert wurde. Zur Darstellung des Pebble-Heater-Prozesses wurden dann die konstruktiven und regelungstechnischen Änderungen in einem neuen Gesamtmodell abgebildet, dessen Details nachstehend erläutert werden.

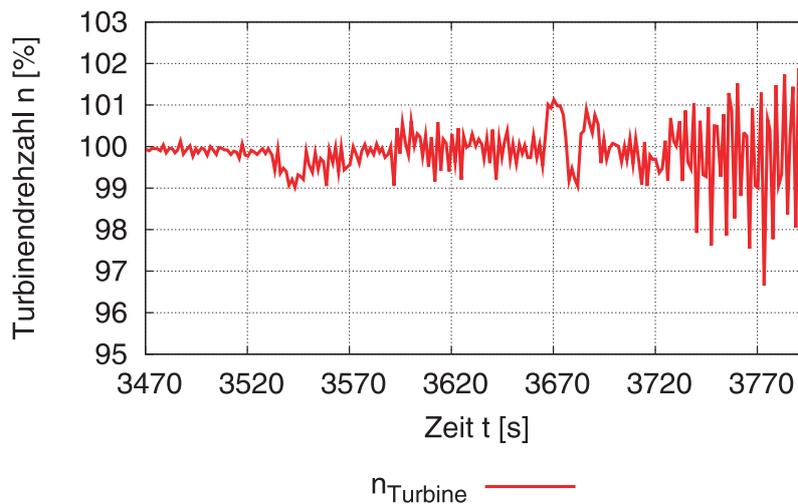


Abbildung 2.7: Messschrieb einer von der Gasturbine selbstangeregten Drehzahloszillation.

Die Notwendigkeit solcher Simulationen wird eindrücklich von Abbildung 2.7 belegt. Der durchgeführte Gasturbinenumbau bedeutet nämlich deutliche Änderungen im Anlagenverhalten. Abbildung 2.7 zeigt eine Messung an der Laboranlage für den zeitlichen Verlauf der normierten Turbinengeschwindigkeit und beweist, wie sensitiv die Gasturbine auf Modifikationen reagieren kann. Bei diesem Versuch sollte die korrekte Implementierung des modifizierten Reglers (siehe Kapitel 2.1.1.2.2) überprüft werden. Während des Testlaufs kam es im stationären Betrieb zu einer selbstangeregten Oszillation der Gasturbinendrehzahl. Wie in Abbildung 2.7 zu sehen ist, schwingt sich das System zunehmend auf, bis zum Zeitpunkt $t = 3790$ s die maximal erlaubte Rotordrehzahl von 102 % erreicht ist und die integrierte Standardnotabschaltung vom Gasturbinen-Controller aktiviert wird. Im Laboraufbau, bei dem die Wärmeenergie durch die erdgasbetriebene Brennkammer bereitgestellt wird, erfolgt die Notabschaltung durch schnelles Schließen des Ventils in der Gasversorgung. Für den Betrieb der Anlage mit einem Pebble-Heater, der enorme Energiemengen speichern kann, ist kein vergleichbarer Abschaltvorgang möglich, da die Heißwindschieber im Leitungssystem zum Abkoppeln der Pebble-Heater von der Gasturbine zu langsam sind. Die dynamische Simulation erlaubt es, die Eigenschaften des komplexen Regelkreises unter verschiedensten Bedingungen

zu erforschen. Der gesamte Anlagenzyklus wurde darum realitätsnah dynamisch modelliert, um mögliche kritische Betriebszustände des Systems im Vorfeld herausfinden zu können.

2.1.1.2.1 Simulationsumgebung Modelica/Dymola Für die Simulation des dynamischen Verhaltens der Gasturbine und schließlich auch für den gesamten Anlagenzyklus kam die Software Modelica/Dymola zum Einsatz. Modelica [2010] ist eine objektorientierte, deklarative Programmiersprache, die für eine komponentenweise Modellierung komplexer Systeme entwickelt wurde. Heterogene physikalische Systeme (multi-domain) aus den unterschiedlichen Disziplinen, wie beispielsweise elektrischer, elektronischer, hydraulischer, pneumatischer, mechanischer, thermodynamischer oder regelungstechnischer Art, lassen sich zu Gesamtsystemen verknüpfen. Die Modelica [2010] Association stellt die Modelica-Sprache mit ihren Standards, sowie zahlreiche Bibliotheken, wie die Modelica Standard-Bibliothek, frei zur Verfügung. Die Besonderheit von Modelica, im Gegensatz zu anderen Simulationswerkzeugen (z.B. Matlab/Simulink), ist die akausale bzw. gleichungsorientierte Modellierung. Komponenten werden dabei mit einem Satz von Gleichungen beschrieben, ohne dabei die Eingangs- und Ausgangsgrößen durch passende Umformungen vorgeben zu müssen. Die Modellentwicklung in Modelica gestaltet sich darum sehr flexibel. Zum einen können Standardkomponenten aus den Modellbibliotheken verwendet werden, zum anderen ist auch die direkte textbasierte Implementierung von Gleichungen möglich. In Modelica werden Modelle als Objekte verstanden, die durch Differential- sowie algebraische und diskrete Gleichungen beschrieben werden. Jedes Modell enthält alle notwendigen Gleichungen und Parameter, die für seine vollständige Definition erforderlich sind. Dabei wird zwischen Potential- und Flussvariablen unterschieden, die stets paarweise auftreten. Verbundene Potentialvariablen befinden sich auf dem gleichen Potentialniveau und haben somit denselben Wert, verbundene Flussvariablen erfüllen hingegen die Null-Summen-Bedingung (Otter [2008]). Die Modelle in der Modelica-Sprache werden zunächst in einen C-Code übersetzt, bevor sie kompiliert und von einem Solver gelöst werden können.

Die Software Dymola („Dynamic Modeling Laboratory“) bietet eine umfangreiche Simulationsplattform für Modelica Modelle mit zahlreichen Features (Dynasim [2004a], Dynasim [2004b], Dynasim [2006]). Die Dymola Benutzeroberfläche besteht zum einen aus einer Modellierungsebene, die es ermöglicht, komplexe Modelica Modelle sowohl graphisch mittels „Drag and Drop“ aus bestehenden Submodellen zu erstellen als auch textbasiert den Quellcode zu editieren („Text-Editor“) und Parameter zu definieren. Zum anderen gibt es die Simulationsumgebung, in der Simulationen spezifiziert und durchgeführt werden, sowie die Ergebnisse graphisch über Plot-Funktionen dargestellt und ausgewertet werden können.

Die Gesamtgleichungssysteme sind aus den einzelnen Komponentengleichungen („Objekte“) zusammengesetzt, die über die Verbindungsgleichungen zwischen den Teilsystemen gekoppelt werden. Dymola unterstützt zahlreiche Gleichungsarten, wie beispielsweise gewöhnliche Differentialgleichungen (Ordinary Differential Equations „ODE“)

oder Differential-Algebraische-Gleichungssysteme (Differential Algebraic Equations „DAE“) und beinhaltet die entsprechenden Lösungsverfahren, sprich „Solver“ (Fritzon [2004]).

2.1.1.2.2 Dynamische Abbildung der Mikroturbine in Modelica Das aktuelle Modell der Mikroturbine Turbec T100 basiert auf der Arbeit von Haugwitz [2002], die in Zusammenarbeit mit dem Gasturbinenhersteller Turbec entstand. In dieser Simulation konnte der T100-CHP-Kraftanlagenbetrieb, bestehend aus der rekuperierten Gasturbine mit Abgaswärmerückgewinnung, erfolgreich modelliert werden. Dazu wurden die Modelica Standard-Bibliothek und die ThermoFluid-Bibliothek (Tummescheit [2002]) benutzt. Es stellte sich heraus, dass die Parameter und Anfangsbedingungen der Komponenten aufgrund ihrer gegenseitigen Beeinflussung für eine stabile Simulation der Modelle von Bedeutung sind und diese angepasst werden mussten. Zudem wurde das bestehende Modell verbessert ⁴⁾ und um zusätzliche Funktionen erweitert ⁵⁾, um den Grundstein für eine stabile Modellierung der gesamten Pilotanlage legen zu können.

Die Betrachtung des Quellcodes der einzelnen Teilmodelle sowie die Verbesserung und Validierung der einzelnen Komponenten in Teilmodellen wurden im Rahmen einer Semesterarbeit von Cardenas Miranda [2008] durchgeführt.

Verwendete Modelica Bibliotheken

Modelica Standard-Bibliothek

Die Modelica Standard-Bibliothek stellt die Basis für alle Modelle dar. Die Bibliothek bietet Modellkomponenten und entsprechende Standardkomponenten-Verknüpfungen für zahlreiche technische Bereiche, wie Mechanik, Strömungs- und Wärmelehre oder Regelungstechnik, an.

ThermoFluid-Bibliothek

Die ThermoFluid-Bibliothek basiert auf der Modelica-Sprache und wurde von Tummescheit [2002] am Department of Automatic Control, Lund Institute of Technology entwickelt. Die aktuell verfügbare Version benutzt die Modelica Standard-Bibliothek 1.4 und musste für die Simulation der Pebble-Heater-Gesamtanlage für Modelica Standard-Bibliothek 2.2 angepasst werden. Sie stellt allgemeingültige Bausteine und deren Konnektoren für die Modellierung thermohydraulischer Systeme bereit. Die einzelnen Objekte bestehen jeweils aus den drei grundlegenden Komponenten:

- ▷ **Kontrollvolumina** – besitzen finites Volumen, das Energie bzw. Masse speichert, dienen zur Berechnung der Zustandsgrößen.

4) Fehler beim Polynom zur Berechnung der spezifischen Enthalpie korrigiert, Funktionen für Interpolation der Verdichter- und Turbinenkennfelder verbessert.

5) Näherungsgleichungen anstatt der Interpolation der Kennfelder.

- ▷ **Strömungsmodelle** – nötig zur Berechnung von Massenströmen bzw. Druckverlusten.
- ▷ **Dynamische Strömungsmodelle** – berücksichtigen zusätzlich die Speicherung von Impuls in den Kontrollvolumina und werden bei hochtransienten Vorgängen verwendet.

Diese Bibliothek spielt eine wichtige Rolle bei der Modellierung der Mikroturbine T100. Zahlreiche Komponenten wurden hieraus übernommen und durch entsprechende Parameter angepasst. Eine Beschreibung und Anleitung der ThermoFluid-Bibliothek findet sich in den Publikationen „Dokumentation: ThermoFluid A Thermo-Hydraulik Library in Modelica“ Eborn u. a. [2000a] und „Howto: ThermoFlow A Thermo-Hydraulik Library in Modelica“ Eborn u. a. [2000b] wieder.

T100-Paket

Alle für die Simulation der Standard-Mikroturbine Turbec T100 notwendigen Komponenten sind im T100-Paket von Haugwitz [2002] zusammengefasst. Dieses greift auf die beiden zuvor beschriebenen Bibliotheken zu, weshalb es nur in Verbindung mit der ThermoFluid- und der Modelica Standard-Bibliothek genutzt werden kann. Das T100-Paket beinhaltet die Modelle für Turbine, Verdichter und Brennkammer. Des Weiteren stehen Komponenten wie Medienmodelle, Temperatursensoren, Wärmetauscher, Ventile und Regelungsblöcke zur Verfügung.

Im Folgenden sollen die Teilkomponenten der Gasturbine, die für die Simulation der Gesamtanlage von Bedeutung sind, erklärt werden.

Verdichter Der Verdichter der Gasturbine wird durch einen Satz an Gleichungen modelliert und stellt die Leistungsbilanz des Kompressors dar (Cengel und Boles [1996]). Dabei wird eine adiabate Kompression angenommen, die Änderungen der potentiellen und kinetischen Energie über den Verdichter werden vernachlässigt.

Die Wellenleistung P_V lautet wie folgt:

$$P_V = \tau_V \cdot \omega = \dot{m}_V \cdot w_V = \dot{m}_1 \cdot w_V \quad . \quad (2.3)$$

Die spezifische Arbeit des Verdichters w_V , die die Umgebungsbedingungen p_1, T_1 mit dem Kompressoraustrittszustand p_2, T_2 in Beziehung setzt, ergibt sich so:

$$w_V = \frac{1}{\eta_{is,V}} \cdot \left(\frac{\kappa}{\kappa - 1} \right) \cdot RT_1 \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] \quad . \quad (2.4)$$

Das Modell für den Verdichter wird mit den von Turbec bereitgestellten Kennfeldern des isentropen Wirkungsgrades $\eta_{is,V} = f(\pi_V, \omega)$ und des Druckverhältnisses $\pi_V = \frac{p_2}{p_1} = f(\dot{m}_{V,korr}, \omega)$ vollständig beschrieben.

Mit Hilfe des Medienmodells wird der Isentropenexponent κ berechnet. Der Massenstrom \dot{m}_V und der isentrope Wirkungsgrad $\eta_{is,V}$ werden mittels Interpolation aus den Kennfeldern ermittelt.

Turbine Dem Verdichter entsprechend wird die Turbine über die nachfolgenden Gleichungen für die Änderung der Zustände vor (p_3, T_3) und nach (p_4, T_4) der Turbine beschreiben:

$$P_T = \tau_T \cdot \omega = \dot{m}_T \cdot w_T = \dot{m}_3 \cdot w_T \quad (2.5)$$

$$w_T = \eta_{is,T} \cdot \left(\frac{\kappa}{\kappa - 1} \right) \cdot RT_3 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \right] \quad (2.6)$$

Der Gleichungssatz der Turbine wird ebenfalls durch die von Turbec stammenden Kennfelder für $\dot{m}_{T,korr} = f(\pi_T, \omega)$ und $\eta_{is,T} = f(\pi_T, \omega)$ mit $\pi_T = \frac{p_3}{p_4}$ geschlossen. Die Ermittlung des Massenstroms \dot{m}_T und des isentropen Wirkungsgrades $\eta_{is,T}$ erfolgt wiederum durch Interpolation der Kennfelddaten.

Zur Stabilisierung und Konvergenzbeschleunigung wird als zusätzliche Bedingung für den Massenstrom durch die Turbine \dot{m}_T angenommen, dass die Strömungsgeschwindigkeit im engsten Querschnitt der Turbine stets nahe oder gleich der Schallgeschwindigkeit ist, d.h. Mach-Zahl $Ma \approx 1$. Es herrscht somit näherungsweise eine „Verblockung“ des Querschnittes („Choked-Condition“), was, unabhängig von der Drehzahl, auch in Realität für große Massenströme sehr gut zutrifft. Der Massenstrom \dot{m}_T wird dann aus der Düsenformel für den maximalen korrigierten Massenstrom berechnet:

$$\frac{\dot{m}_T \cdot \sqrt{T_3}}{p_3} = \frac{A_{min} \cdot Ma \cdot \sqrt{\kappa}}{\sqrt{R \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}} \quad (2.7)$$

Die richtige Dimensionierung der engsten Querschnittsfläche A_{min} ist hierbei äußerst wichtig, da sie den Massenstrom \dot{m} durch die Gasturbine direkt beeinflusst. In Fällen, wo das Turbinendruckverhältnis ausreichend groß ist, genügt die Berechnung des Turbinenmassenstromes nach Gleichung 2.7. Bei geringen Drehzahlen begrenzt die Schätzung nach Gleichung 2.7 den Iterationsaufwand der Kennfeldsuche.

Generator Beim Generator der Turbec T100 handelt es sich um ein durch Permanentmagnet erregtes Synchron-System, welches mit einem gesteuerten Gleichrichter verbunden ist. Dieser Gleichrichter ist in der Lage, den Generator über einen weiten Turbindrehzahlbereich mit veränderlicher Leistung zu belasten. Modelliert wird dies durch eine einfache Addition entsprechender Verlustleistungen (elektrischer Eigenbedarf und

Lagerreibung) zum Leistungsbedarf, den das Regelungssystem über den Umrichter bereitstellt. Es ergibt sich so ein effektives Generatordrehmoment:

$$\tau = \frac{P_G}{\omega} \quad . \quad (2.8)$$

Um die Reaktionszeit der Leistungselektronik von einer Phase (= 20 ms) abzubilden, wird die Leistungsanforderung noch mit 20 ms Totzeit versehen.

Leistungsbilanz Durch die Kopplung der Komponenten Turbine, Verdichter und Generator resultiert die dynamische Leistungsbilanz unter Berücksichtigung der kinetischen Energie des Rotors zu:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{J \cdot \omega^2}{dt} = P_T - P_V - P_G \quad . \quad (2.9)$$

Hierbei stellt J das Trägheitsmoment der rotierenden Massen dar, dessen Daten von Turbec stammen.

Brennkammer Die Brennkammer wird als ein 5-Spezies Verbrennungsmodell abgebildet, bei dem die Bilanzen der Enthalpie- und Massenströme der einzelnen Spezies gebildet werden. Die Berechnung der Brennkammerraustrittstemperatur erfolgt iterativ aus der Totalenthalpie und den Massenbrüchen der Spezies.

Das Basismodell für die Brennkammer ist ein Kontrollvolumen mit drei Anschlüssen, jeweils einer für Luft, Brennstoff und Abgas (Rauchgas). Der zugeführte Brennstoff wird hierbei mit der einströmenden Luft „verbrannt“, wodurch sich die Zusammensetzung des Abgases am Austritt des Kontrollvolumens ändert. Die thermodynamische Beschreibung erfolgt unter Berücksichtigung der Stöchiometrie durch Massen- und Energiebilanzen. Unberücksichtigt bleibt die Reaktionskinetik, d.h. die Reaktionsgeschwindigkeit ist unendlich groß. Zudem wird von einer vollständigen Verbrennung des Brennstoffes ausgegangen. Der Druckverlust über die Brennkammer wird durch ein entsprechendes Strömungsmodell simuliert.

Die thermodynamischen Eigenschaften des Brennkammerrauchgases im Vergleich zu denen der Heißluft im Pebble-Heater (siehe Kapitel 2.2.2) wurden in der Modellierung berücksichtigt.

Rekuperator und Abgaswärmetauscher Das ursprüngliche Modell für die T100-CHP-Anlage beinhaltet sowohl einen Rekuperator (Luft/Luft) als auch einen Abgaswärmetauscher (Luft/Wasser), die via der 1-D Konvektions- und Konduktions-Wärmeübergangstheorie berechnet werden. Beide Bauteile werden als Gegenstrom-Wärmetauscher modelliert.

Das Modelica Modell für einen Wärmetauscher besteht aus zwei Rohrleitungen, die durch eine massebehaftete Wand getrennt sind. Das Modell wird in Richtung der Rohrleitungsachse diskretisiert, wodurch eine Verkettung von Kontrollvolumina und Wänden entsteht. Je größer der Diskretisierungsgrad ist, desto exakter wird der Wärmeübergang abgebildet. Das Modell wird für das diskrete i -te Element so angesetzt, dass in Strömungsrichtung lediglich Energieströme fließen. Zwischen Strömung und Rohrwand findet erzwungene Konvektion statt. Durch Wärmeleitung wird Energie senkrecht durch die Wand transportiert und auf das Fluid des anderen i -ten Rohrelements übertragen.

Die Wärmeübergangskoeffizienten, der thermische Widerstand, die Masse und Wärmekapazität der Wand sowie die effektive Übertragungsfläche müssen im Modell definiert werden. Aufgrund der Wandmasse wird ebenfalls das instationäre Verhalten und damit die Dynamik des Systems berücksichtigt. Das Modell ist für Gegenstrom- oder Gleichstrom-Wärmetauscher programmiert und verwendbar.

Abbildung des T100-Reglersystems Die reale Gasturbine Turbec T100 verfügt über eine komplett eigenständige elektronische Regelung und kann auf zwei verschiedene Arten betrieben werden – dem normalen Netz-Parallel-Betrieb („Parallel Mode“) und dem Insel-Betrieb („Stand Alone Mode“). Im Netz-Parallel-Betrieb fährt die Gasturbine entsprechend der ihr vorgegebenen elektrischen oder thermischen Leistung (z.B. $P_{el} = 100$ kW oder Vorlauftemperatur des Abgaswärmetauschers $T_{VL} = 90$ °C). Für eine rekuperierte Gasturbine bedeutet dies, dass die Turbineneintrittstemperatur TIT möglichst der Auslegungstemperatur entspricht, um im optimalen Betriebspunkt zu arbeiten, während die Leistungsabgabe über die Änderung der Maschinendrehzahl n (und damit über den Luftmassenstrom \dot{m} für die Gasturbine) angepasst wird. Dabei wird stets die momentan anfallende Leistung ins Netz gepumpt. Der Umrichter wird netzgeführt betrieben und die Frequenz und die Spannung sind fix von außen vorgegeben. Dieser Betriebsweise entspricht ein eher langsamer Regelungsprozess, der den gleichrichter-gesteuerten Generator nutzt, um die Leistungsbilanz bei unterschiedlichen Turbinendrehzahlen zu erfüllen.

Im Insel-Betrieb erzeugt und stabilisiert die Mikroturbine die Netzfrequenz und die Spannung selbst. Dies bedingt die Erhaltung des Gleichgewichts zwischen Last und Erzeugung. Damit ist sowohl die Wirk- als auch die Blindlast von der Gasturbine bereitzustellen, was einen hochdynamischen Umrichter und eine sehr schnelle Turbinenregelung verlangt. Die T100 läuft darum mit konstanter Drehzahl n und wird in diesem Fall über die Brennstoffregelung und damit über die Änderung der spezifischen Arbeit der Turbine geregelt.

Die Realisierung der beiden Betriebsarten bedingt die komplexe Struktur des T100-CHP-Regelungssystems, die auch im Modell durch eine Reihe kaskadierter PID-Regler und zahlreiche Tabellenabbildungen realitätsnah wiedergegeben wird (Cardenas Miranda [2008]).

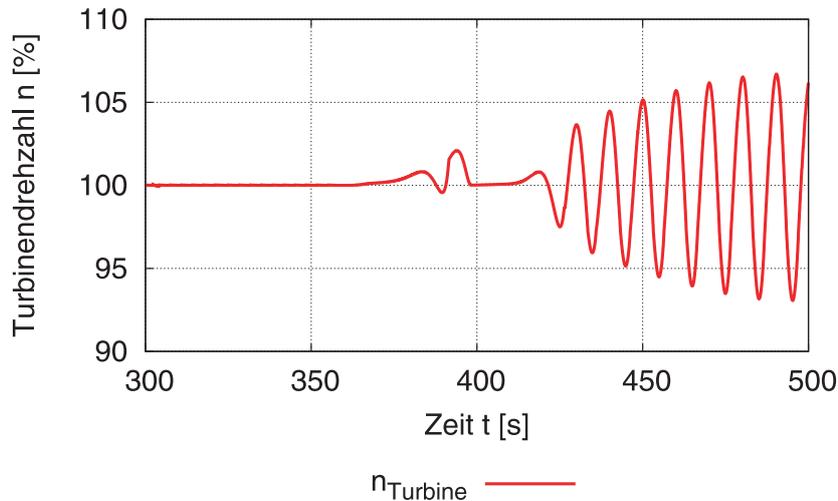


Abbildung 2.8: Instabilität beim Gasturbinenbetrieb (Drehzahlschwankung) aufgrund der Verzugszeit der Temperaturmessung.

Für den Pebble-Heater-Zyklus muss die Mikroturbine T100PH netzparallel betrieben werden. Auf diese Weise lässt sich nämlich eine lastgeregelte Drehzahlregelung (gleichrichtergesteuerter Generator) implementieren, bei der die Gasturbine mit konstanter Drehzahl n arbeitet. Dies ist wichtig, da Änderungen der Drehzahl und damit im Druckverhältnis in Verbindung mit den großen Pebble-Heater-Speichervolumina schwer zu realisieren sind, zumal der Verdichter bereits im Normalbetrieb nahe der Pumpgrenze arbeitet. Die Umstellung vom Standardbetrieb auf die lastgesteuerte Drehzahlregelung erfolgt sowohl an der realen Gasturbine wie auch im Modell durch Modifikation einiger Parameter und Tabellen des T100-Standard-Reglers. Die Informationen hierzu lieferte der Hersteller Turbec.

Die grundsätzliche Fähigkeit der Modellierung, die reale Anlage dynamisch abzubilden, zeigt der Vergleich der simulierten Drehzahlinstabilität aus Abbildung 2.8 mit dem real in der Laboranlage gemessenen Verlauf in Abbildung 2.7. Zur Erhöhung der Lebensdauer werden in der Anlage die Heißgastemperatursignale des Reglers mit relativ trägen Thermoelementen gemessen. Bei ungünstiger Reglerabstimmung kommt es dann, wie in Abbildung 2.7 gezeigt, nach einer Störung durch das Abblaseventil (Oszillation bei $t = 3670$ s) zum Aufklingen einer selbsterregten Drehzahlschwingung mit ca. 7,2 s Periode. In Abbildung 2.8 wurde dieser Vorgang nachvollzogen. Auf eine Störung bei $t = 370$ s kommt es etwa 40 s später zum Aufklingen einer Schwingung mit etwa 9 s Periodendauer, die der Regler nicht mehr stabilisieren kann.

Validierung des Gasturbinenmodells Die beschriebenen Komponenten wurden in separaten Submodellen getestet, bevor die Standard-T100-CHP-Anlage simuliert wurde. Zur Überprüfung der Tauglichkeit und des Leistungsvermögens des dynamischen

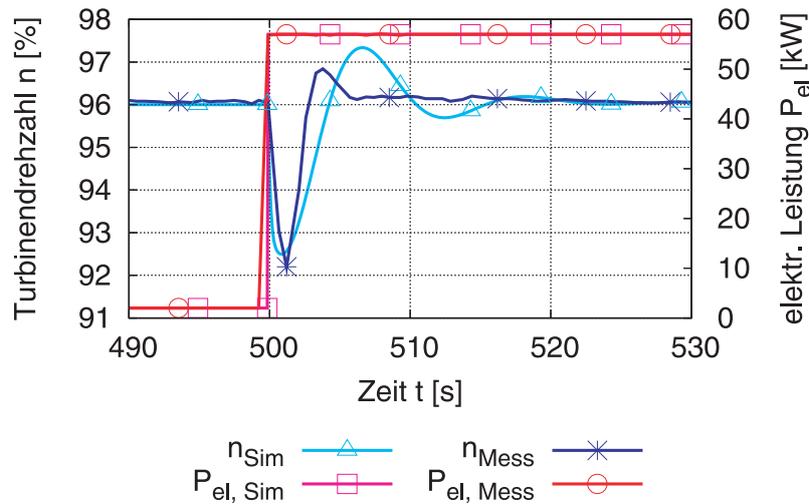


Abbildung 2.9: Vergleich Messung und Simulation des Gasturbinenverhaltens aufgrund eines Leistungssprungs von 2 kW auf 57 kW.

Gasturbinenmodells wurden Simulationsergebnisse für abrupte Lastsprünge mit experimentell ermittelten Messdaten verglichen. Hierbei läuft die Gasturbine nahe ihres Leerlaufmodus bei $P_{el} = 2$ kW elektrischer Ausgangsleistung. Zu einem bestimmten Zeitpunkt wird die angeforderte Referenzleistung auf einen Wert von $P_{el} = 57$ kW gesetzt, während die Gasturbinendrehzahl n konstant bei 96 % der Nenndrehzahl gehalten wird. Der gleiche Versuch wurde für einen Leistungssprung von $P_{el} = 57$ kW zurück auf $P_{el} = 2$ kW durchgeführt. Die Gasturbine läuft mit einer lastgeregelten Drehzahlregelung.

Abbildung 2.9 zeigt die von Turbec bereitgestellten Messdaten und die Simulationsergebnisse für den Leistungssprung von 2 kW auf 57 kW zum Zeitpunkt $t = 500$ s (Zimmermann u. a. [2009]). Dargestellt sind die Verläufe der Drehzahlen n und der elektrischen Leistungen P_{el} von Messung und Rechnung. Die Mikroturbine läuft zunächst stabil bei 96 % der Nenndrehzahl. Zum Zeitpunkt $t = 500$ s wird die angeforderte Leistung schlagartig erhöht, was der Anbringung einer größeren Last an der Turbinenwelle durch den Generator entspricht. Zu diesem Zeitpunkt fällt die Maschinengeschwindigkeit rapide bei der Messung und Simulation ab. In beiden Fällen erreicht die Gasturbine nach weniger als 1,5 s ihre Minimaldrehzahl von etwa 92,2 % bei der Messung und 92,5 % für die Simulation. Zur selben Zeit reagiert das Regelungssystem und erhöht die Brennstoffzufuhr zur Brennkammer, um die Turbineneintrittstemperatur TIT (in Abbildung 2.9 nicht darstellt) anzuheben. Innerhalb kurzer Zeit erholt sich die Gasturbinendrehzahl n wieder, wobei diese bei der realen Maschine im Vergleich zum Modell schneller ansteigt. Messung und Simulation zeigen, dass die Gasturbine leicht überschwingt, bevor sich die Drehzahl n endgültig auf den gewünschten Sollwert ausregelt. In diesem Bereich unterscheiden sich die beiden Kurven, die Messdaten geben zum Zeitpunkt $t = 504$ s das Erreichen der maximalen Turbinengeschwindigkeit von etwa 96,8 % an,

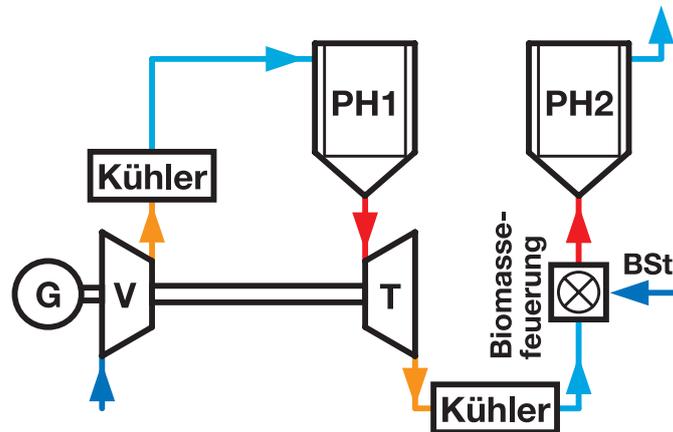


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des Anlagenkonzepts ohne Rekuperator und Kühler nach der Turbinenstufe zur Maximierung des Brennstoffdurchsatzes.

wohingegen das Modell erst zu einem späteren Zeitpunkt $t = 506,5$ s den Maximalwert von 97,4 % annimmt. Somit ist das Überschwingen der Turbinendrehzahl laut dem Modell etwas höher. Während die reale Gasturbine bereits nach weiteren 2 s ($t = 506$ s) den Sollwert nahezu erreicht hat, sagt die Simulation erst nach der Zeitspanne von etwa 15 s ($t = 522$ s) ein stabiles Betriebsverhalten der Anlage voraus. Die Gründe für diese Unterschiede liegen sowohl in dem vereinfachten Generatormodell als auch in der Abbildung des komplexen Reglersystems. Unter Berücksichtigung dieser Umstände gibt das Anlagenmodell die Dynamik der Gasturbine aber sehr gut wieder.

Ein ähnliches Verhalten zeigt sich für den Testfall des Leistungssprungs von $P_{el} = 57$ kW auf $P_{el} = 2$ kW, weshalb an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen werden soll.

2.1.2 Modifikationen an der Mikroturbine T100PH

2.1.2.1 Veränderte Prozessführung

Prinzipiell stehen, abhängig von der Zielsetzung der Brennstoffverwertung, zwei unterschiedliche Ansätze für den Aufbau einer Mikroturbine zur Verfügung. Bei der Verwendung von „wertvollen Brennstoffen“ ist das übergeordnete Ziel, den Brennstoffverbrauch zu minimieren. Dies wird, wie bereits in Kapitel 2.1.1 erklärt, durch die Verbrennungsluftvorwärmung im Rekuperator erreicht. Für den vorliegenden Fall der Klärschlammverwertung soll eine feste Brennstoffmenge mit der zur Verfügung stehenden Anlagenkapazität verbrannt werden. Dies und die bei hoher Luftvorwärmung inhärente Gefahr des Schlackenschmelzens bedingen den Verzicht auf die Rekuperation.

Das Verfahrensschema Abbildung 2.10 zeigt das schließlich verwendete Konzept. Bevor die Kompressorluft in den Pebble-Heater gelangt, wird sie zur Verbesserung des Wärme-

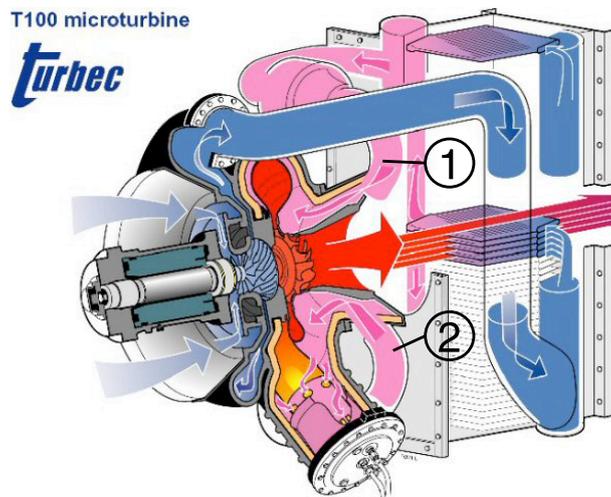


Abbildung 2.11: Schematischer Aufbau der rekuperierten Mikroturbine Turbec T100 mit Darstellung der Strömungspfade (Abbildung von Turbec AB).

nutzungsgrades gekühlt. Der dazu nötige Wärmeübertrager WT ist von einfacher Bauart auf niedrigem Temperaturniveau. Durch den Einbau des in Abbildung 2.10 eingetragenen Kühlers nach der Turbine lässt sich der Durchsatz des Brennstoffs in der Feuerung aufgrund der Kühlung der Verbrennungsluft maximieren. Die dadurch verfügbare thermische Leistung wird zur Brennstofftrocknung genutzt. Gegenüber der ursprünglichen Schaltung der T100 fällt der Rekuperator weg. Dadurch wird die Strömungsführung in der Anlage und insbesondere die Kühlung der Gasturbinenbauelemente geändert, was in Kapitel 2.1.2.2 genauer untersucht wird.

2.1.2.2 Wärmetechnische Auslegung der Gasturbinenkühlung

Die Standard-T100-Mikroturbine hat einen rekuperierten Prozess, bei dem die Verdichtertluft vorgewärmt wird, bevor sie zur Brennkammer gelangt. Beim Standard-Package wird die rekuperierte Luft zur Kühlung der heißgasführenden Bauteile (Turbinenschnecke und -diffusor) verwendet, wie in Abbildung 2.11 durch den rosa gefärbten Strömungspfad mit den beiden Luftrückführungen (1) und (2) aus dem Rekuperator dargestellt ist. Im Normalbetrieb stellt sich so eine definierte Temperaturverteilung in und um die Gasturbinenbauteile ein.

Für den Umbau zur Heißluftturbine entfällt der Rekuperator (siehe Kapitel 2.1.2.1). Das Exhaust-Housing, das Verbindungsstück zwischen Power-Module ⁶⁾ und Rekuperator, wurde durch ein modifiziertes Gehäuse ersetzt, welches entsprechend den veränderten Bedingungen konstruiert werden musste.

6) Kernkomponente bestehend aus Generator, Verdichter, Turbine und Brennkammer

Die thermischen Dehnungen der Hochtemperaturbauteile der Gasturbine sind für ein bestimmtes Temperaturprofil ausgelegt, damit beispielsweise die Spaltmaße zwischen Turbinenrad und Gehäuse eingehalten werden können. Durch das Wegfallen des Rekuperators wird die Verdichterluft nicht mehr vorgewärmt, so dass sich die Temperaturen der Gasturbinenkomponenten stark verändern. Die Verdichterluft umströmt die Heißgasbauteile mit ca. 220 °C anstatt mit ca. 630 °C im rekuperierten Fall. Fehlende thermische Dehnungen durch Unterkühlung der Teile können zu Leckagen an den Bauteilübergängen und zum Schleifen des Turbinenrades am Gehäuse führen. Um dies zu verhindern, muss der Luftmassenstrom $\dot{m}_{T100PH, GT_{Kühlung}}$ durch den Kühlpfad durch die Aufteilung der Verdichterluft mit Hilfe eines T-Stücks reduziert werden. Durch Verringerung des Luftmassenstroms $\dot{m}_{T100PH, GT_{Kühlung}}$ sollen dann die Bauteiltemperaturen der modifizierten Anlage möglichst den Werten der Standard-Mikroturbine entsprechen.

Inwieweit diese Zielsetzung erreichbar ist, wurde zunächst durch die Simulation des Kühlluftpfades im Originalzustand und im modifizierten Design überprüft. Wesentliche Fragestellung war, ob sich die Strömungsverteilung beim Übergang auf nur einen Zuführungsstutzen ändert und ob es durch die Reduktion des Massenstromes zu einem Wechsel des Strömungsregimes turbulent → laminar kommt.

Zunächst wurde die Konfiguration mit den zwei Verdichterlufrückführungen ((1) und (2) in Abbildung 2.11) nachgebildet. Abbildung 2.12(a) zeigt hierfür die Geschwindigkeitsverteilung im Kühlpfad, normiert auf die im System maximal auftretende Geschwindigkeit. Es ist zu erkennen, dass die Strömungsgeschwindigkeiten um die Volute im oberen Teil deutlich geringer sind als in der unteren Hälfte, wo die Luft das Gehäuse zur Brennkammer hin verlässt.

Im zweiten Schritt wurde das modifizierte Zwischengehäuse (Exhaust-Housing) simuliert. Im Unterschied zum Standardbauteil besitzt die veränderte Version anstelle der zwei nur noch eine Verdichterlufrückführung. Der Querschnitt wurde dabei von DN80 auf DN100 erhöht, um eine bessere Strömungsverteilung zu erzielen. Abbildung 2.12(b) stellt das Ergebnis der CFD-Rechnung für die Geschwindigkeitsverteilung dar. Der Vergleich zur Standard-T100-Konfiguration (Abbildung 2.12(a)) zeigt, dass sich die Geschwindigkeiten homogener im System verteilen und somit eine bessere Umströmung, sprich Kühlung, der Heißgasbauteile zu erwarten ist. Zudem zeigt Abbildung 2.12(b), dass die Strömungsgeschwindigkeiten und damit die Re -Zahlen in allen Bereichen des Kühlpfades hoch genug sind. Daher eine Reduktion des Luftmassenstromes $\dot{m}_{T100PH, GT_{Kühlung}}$ keinen Regimewechsel (von turbulent auf laminar) verursachen wird.

Um die erforderliche Luftmassenaufteilung zu bestimmen, wurde ein vereinfachtes Modell für den konvektiven Wärmeübergang herangezogen.

Unter der Annahme, dass nach dem Umbau der Gasturbine alle Turbinenmaterialtemperaturen T_W im Kühlpfad unverändert bleiben, muss die Wärmeabfuhr $\dot{Q}_{GT_{Kühlung}}$ vor und nach dem Umbau der Anlage gleich sein:

$$T_{W, T100} \stackrel{!}{=} T_{W, T100PH} \quad (2.10)$$

$$\Rightarrow \dot{Q}_{T100, GT_{K\u00fchlung}} = \dot{Q}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}} \quad (2.11)$$

Der K\u00fchlpfad wird nun als Kanalstr\u00f6mung betrachtet. Es wird eine turbulente und ausgebildete ($\frac{L}{D_H} > 10$) Str\u00f6mung mit mittlerer Str\u00f6mungsgeschwindigkeit u im Kanal und konstante mittlere Wandtemperatur \bar{T}_W vorausgesetzt.

F\u00fcr die Berechnung des W\u00e4rmestroms \dot{Q} gilt allgemein:

$$\dot{Q} = \alpha \cdot A \cdot (\bar{T}_W - T_\infty) = \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_{aus} - T_{ein}) \quad (2.12)$$

wobei T_∞ die mittlere Temperatur der Luft im Turbinenk\u00fchlpfad (\bar{T}_{T100} bzw. \bar{T}_{T100PH}) ist.

Gem\u00e4\u00df Gleichung 2.11 folgt f\u00fcr die Betrachtung des Quotienten der W\u00e4rmestr\u00f6me:

$$\frac{\dot{Q}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}}}{\dot{Q}_{T100, GT_{K\u00fchlung}}} = 1 \quad (2.13)$$

$$= \frac{\alpha_{T100PH} \cdot A \cdot (\bar{T}_W - \bar{T}_{T100PH})}{\alpha_{T100} \cdot A \cdot (\bar{T}_W - \bar{T}_{T100})} \quad (2.14)$$

$$= \frac{\frac{Nu_{T100PH} \cdot \lambda_{T100PH}}{D_H} \cdot A \cdot (\bar{T}_W - \bar{T}_{T100PH})}{\frac{Nu_{T100} \cdot \lambda_{T100}}{D_H} \cdot A \cdot (\bar{T}_W - \bar{T}_{T100})} \quad (2.15)$$

Da die geometrischen Verh\u00e4ltnisse nach dem Umbau unver\u00e4ndert bleiben, lassen sich alle konstanten Gr\u00f6\u00dfen in Gleichung 2.15 eliminieren:

$$\frac{\dot{Q}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}}}{\dot{Q}_{T100, GT_{K\u00fchlung}}} = \frac{Nu_{T100PH} \cdot \lambda_{T100PH} \cdot (\bar{T}_W - \bar{T}_{T100PH})}{Nu_{T100} \cdot \lambda_{T100} \cdot (\bar{T}_W - \bar{T}_{T100})} \quad (2.16)$$

F\u00fcr $0,7 < Pr < 160$, $10^4 < Re$ und $10 < \frac{L}{D}$ kann die N\u00e4herungsgleichung nach Dittus-B\u00f6lter (Polifke und Kopitz [2005]) zur Berechnung der Nu -Zahl verwendet werden:

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \quad (2.17)$$

Unter Vernachlässigung des geringen Einflusses von $Pr^{\frac{1}{3}}$ ergibt sich die Beziehung:

$$\Rightarrow Nu \sim Re^{0,8} \quad . \quad (2.18)$$

Aufgrund der stets sehr hohen Re -Zahlen im System gilt die Beziehung:

$$Re \overset{!}{\sim} \frac{\dot{m}}{\eta(T)} \quad . \quad (2.19)$$

Werden die Beziehungen 2.18 und 2.19 in Gleichung 2.16 eingesetzt, so ergibt sich schließlich:

$$\frac{\dot{Q}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}}}{\dot{Q}_{T100, GT_{K\u00fchlung}}} \sim \frac{\left(\frac{\dot{m}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}}}{\eta_{T100PH}}\right)^{0,8} \cdot \lambda_{T100PH} \cdot (\bar{T}_W - \bar{T}_{T100PH})}{\left(\frac{\dot{m}_{T100, GT_{K\u00fchlung}}}{\eta_{T100}}\right)^{0,8} \cdot \lambda_{T100} \cdot (\bar{T}_W - \bar{T}_{T100})} \quad . \quad (2.20)$$

Der einzustellende K\u00fchlmassenstrom $\dot{m}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}}$ f\u00fcr die modifizierte Mikroturbine T100PH errechnet sich damit zu:

$$\Rightarrow \dot{m}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}} = \dot{m}_{T100, GT_{K\u00fchlung}} \cdot \frac{\eta_{T100PH}}{\eta_{T100}} \cdot \left(\frac{\lambda_{T100}}{\lambda_{T100PH}} \cdot \frac{\bar{T}_W - \bar{T}_{T100}}{\bar{T}_W - \bar{T}_{T100PH}}\right)^{\frac{1}{0,8}} \quad . \quad (2.21)$$

Unter Verwendung der Daten aus der Standard-Gasturbine T100 folgt schlie\u00dflich f\u00fcr den K\u00fchlluftmassenstrom $\dot{m}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}}$:

$$\dot{m}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}} = 0,3 \cdot \dot{m}_{T100, GT_{K\u00fchlung}} \quad . \quad (2.22)$$

Dies bedeutet, dass f\u00fcr die Einstellung der gleichen Bauteiltemperaturen im K\u00fchlpfad etwa 30 % des nominellen Luftmassenstroms der Standard-Gasturbine f\u00fcr den modifizierten unrekuperierten Gasturbinentyp T100PH notwendig sind.

Abbildung 2.12(c) zeigt das Ergebnis f\u00fcr die Geschwindigkeitsverteilung bei reduziertem Verdichterluftmassenstrom $\dot{m}_{T100PH, GT_{K\u00fchlung}}$. Da sich die relative Verteilung gegen\u00fcber Abbildung 2.12(b) ann\u00e4hernd gleich bleibt, kann davon ausgegangen werden, dass sich das Str\u00f6mungsregime nicht wesentlich ge\u00e4ndert hat.

Die Abbildungen 2.13(a), 2.13(b) und 2.13(c) stellen die Massenstromverteilungen am Austritt des Gasturbinenk\u00fchlpfades f\u00fcr die drei zuvor beschriebenen F\u00e4lle dar. Die Verteilungen beziehen sich auf den jeweiligen mittleren Massenstromwert. Abbildung 2.13(a) zeigt f\u00fcr die Standard-Gasturbine T100 die nahezu gleichm\u00e4\u00dfige Verteilung des

Massenstroms mit leicht erhöhten Durchflusswerten im unteren Teil. Abbildung 2.13(b) stellt entsprechend die Massenstromverteilung für die modifizierte Gasturbine T100PH dar. Die Homogenität der Verteilung ist im Vergleich zum Standardfall noch etwas besser, mit einer Verlagerung auf die untere Generatorseite (links unten). Wie erwartet, hat die Reduktion des Kühlluftmassenstroms $\dot{m}_{T100PH, GT_{Kühlung}}$ nahezu keinen Einfluss auf die Verteilung, wie Abbildung 2.13(c) beweist.

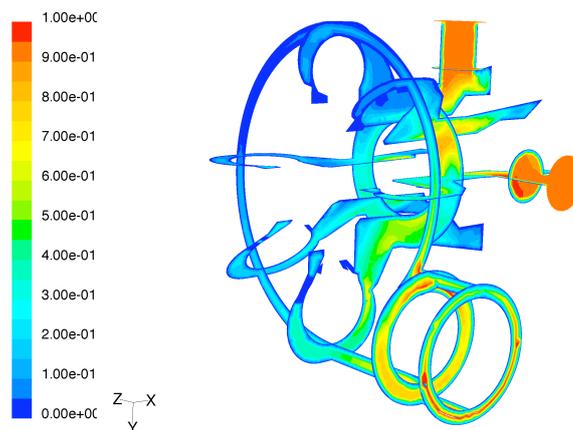
Um einen Eindruck von der Strömungsverteilung im gesamten Kühlpfad zu bekommen, wurden einzelne Streichlinien mit der CFD-Rechnung nachverfolgt. Die Abbildungen 2.14(a) und 2.14(b) zeigen die Stromfäden für die Standard-Gasturbine T100 und für die modifizierte Gasturbine T100PH mit bereits reduziertem Massenstrom. Zur Visualisierung wurden Strömungspartikel rückwärts, also vom Austritt hin zum Eintritt in den Kühlpfad, über einen bestimmten Zeitraum aufgezeichnet. Es zeigt sich, dass die Strömung im modifizierten Aufbau mit nur einem Lufteinlass (Abbildung 2.14(b)) im Vergleich zum Standardsystem mit den zwei Einlässen (Abbildung 2.14(a)) eine geringfügig bessere und gleichmäßigere Luftverteilung im gesamten Kühlpfad, besonders aber im oberen Teil um die Volute, aufweist.

Aufgrund der Komplexität des Strömungsfeldes im Kühlpfad wurden keine CFD-Untersuchungen zum Wärmeübergang durchgeführt. Stattdessen wurde der Kühlpfad an kritischen Stellen mit Thermoelementen instrumentiert und die Temperaturverteilung in der Anlage gemessen. Über eine Drosselarmatur wurden der Kühlluftmassenstrom geregelt und damit die Bauteiltemperaturen eingestellt. In Kapitel 4.2.2 werden hierzu die Ergebnisse dargebracht.

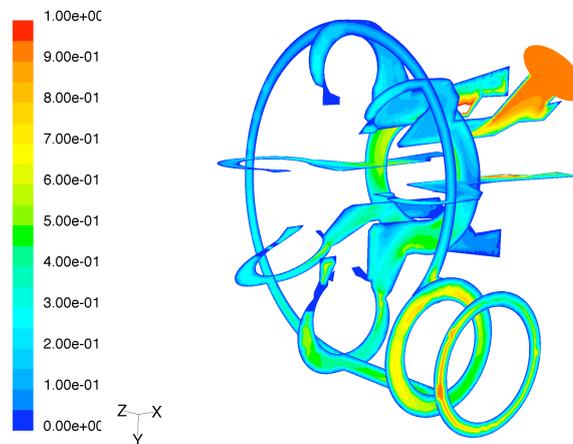
2.1.2.3 Modifizierte Regelung der Turbec T100PH

In Abschnitt 2.1.1.2.2 wurde bereits auf die verschiedenen Regelungsmöglichkeiten der Turbec T100 eingegangen. Die modifizierte Gasturbine T100PH wird im Netz-Parallel-Modus betrieben, das Anlagenbetriebskonzept für den Umbau der Anlage beruht auf einer drehzahlgeregelten Fahrweise, bei der die Leistungselektronik über die Variation der elektrischen Leistung die Drehzahl der Gasturbine konstant hält. Bei diesem Betriebsmodus bleiben das Druckverhältnis π wie auch der Luftmassenstrom \dot{m} im Anlagensystem, unabhängig von der Turbineneintrittstemperatur TIT , nahezu unverändert. Dies ist für die Kopplung mit den Pebble-Heatern, die konstante Bedingungen benötigen, wichtig. Die zentrale Steuerung der Gasturbine ist der Power Module Controller (PMC). Hier werden alle Signale gesammelt und ausgewertet. Mit Hilfe der Software WinNAP können zahlreiche Einstellungen des PMC geändert werden. Für die drehzahlgeregelte Betriebsweise der Gasturbine mussten einige Parameter im Steuerprogramm angepasst werden.

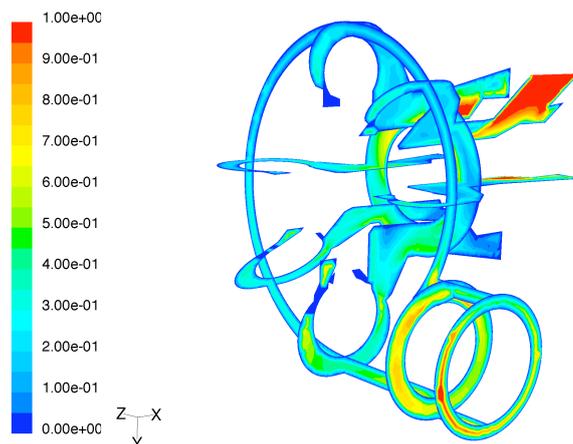
Grundkonzept der Integration der Gasturbine in den Pebble-Heater-Kreislauf war es, die Kontrolle der Gasturbine soweit wie möglich beim PMC zu belassen. Die Modifikation der Anlage zur Heißwindturbine T100PH erfordert jedoch zusätzliche Reglerstrukturen.



(a) Standard-T100.

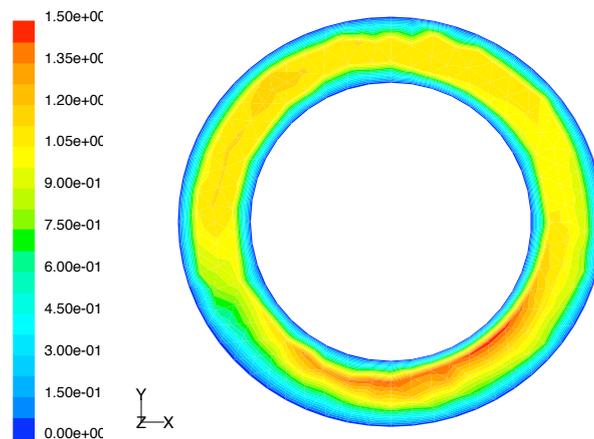


(b) Modifizierte T100PH.

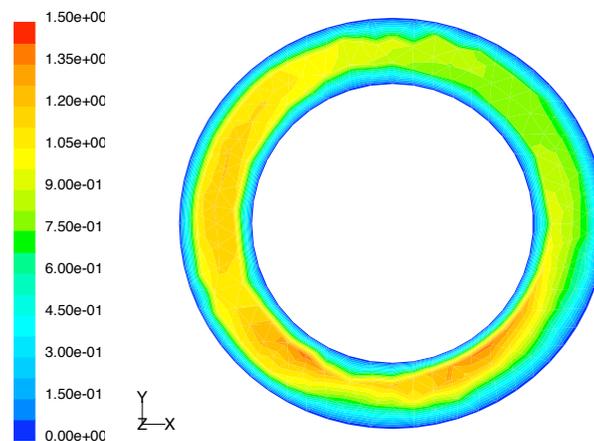


(c) T100PH mit reduziertem Luftmassenstrom.

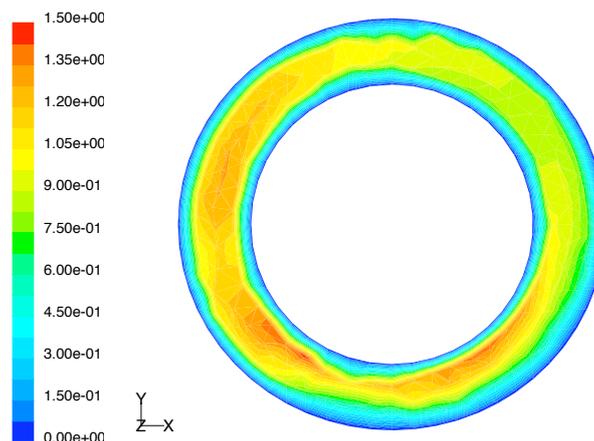
Abbildung 2.12: CFD-Rechnungen des Gasturbinenkühlpfads – Geschwindigkeitsverteilung normiert auf die jeweils im System maximal auftretende Geschwindigkeit.



(a) Standard-T100.

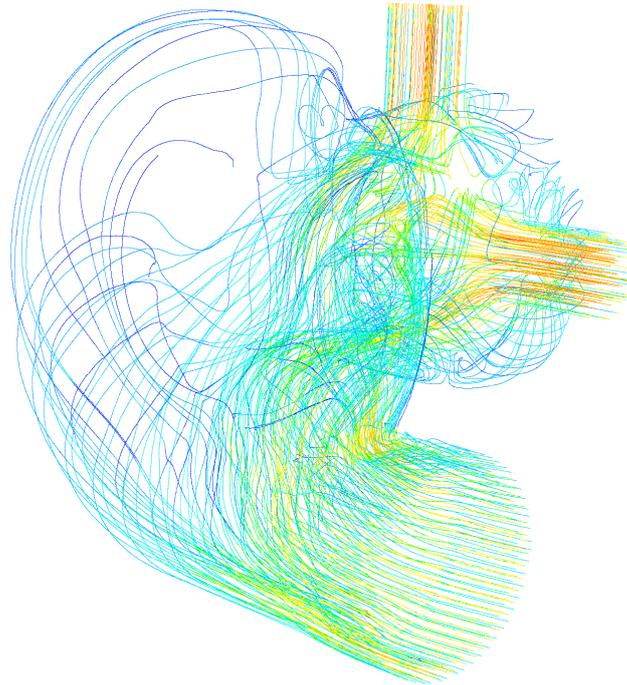


(b) Modifizierte T100PH.

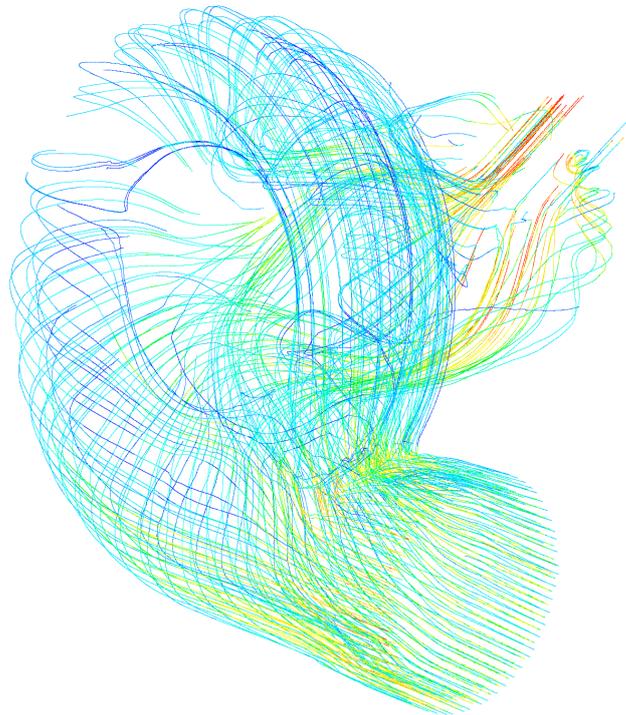


(c) T100PH mit reduziertem Luftmassenstrom.

Abbildung 2.13: CFD-Rechnungen des Gasturbinenkühlpfads am Power-Module-Austritt – Massenstromverteilung bezogen für den mittleren Massenstrom.



(a) Standard-T100.



(b) Modifizierte T100PH mit reduziertem Luftmassenstrom.

Abbildung 2.14: CFD-Rechnungen des Gasturbinenkühlpfads – Geschwindigkeitsverteilung einzelner Stromfäden.

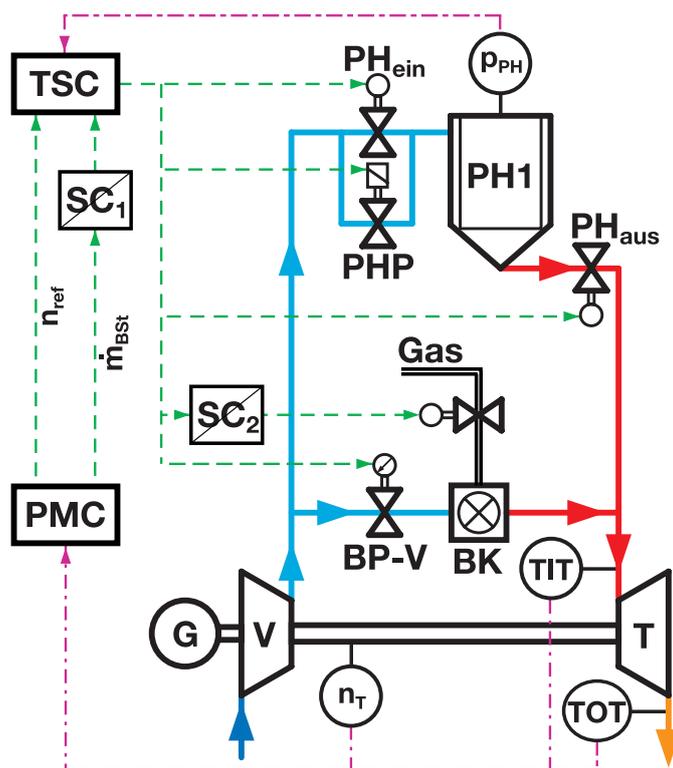


Abbildung 2.15: Vereinfachtes Schema der modifizierten Regelung mit den wichtigsten Signalen für die Anlagen- bzw. Brennkammersteuerung.

Abbildung 2.15 zeigt ein vereinfachtes Schema für das Regelsystem der Mikroturbine T100PH. Zentrales Modul ist die neue Einheit TSC (Turbine Super Controller), die über allen Reglersystemen steht und die Gesamtsteuerung der Anlage übernimmt. Ein PC, der mit der Software LabView programmiert wurde, stellt den TSC dar. Neben der Steuerung der Anlagenarmaturen regelt der TSC auch die Brennstoffzufuhr der Brennkammer. Wo nötig, bilden sogenannte Signal Conditioner (SC) die Schnittstellen zwischen dem PMC und dem TSC. Der Signal Conditioner SC_1 transformiert die Brennstoff-PWM-Signale⁷⁾ vom PMC in Spannungssignale. Diese werden vom TSC verarbeitet und moduliert. Der Signal Conditioner SC_2 empfängt diese modifizierten Signale und wandelt sie erneut in PWM-Signale um, die an die Gasventile BSt-V weitergeleitet werden. Die Regelung der Gasturbinendrehzahl n durch Anpassung der Generatorlast wird zu jedem Zeitpunkt vom PMC übernommen. Da die Gasversorgung der Brennkammer BK während der Anfahr- und Abfahrphase der Gasturbine, im Speziellen aber bei den Umschaltenszenarien von der Gasturbine auf den Pebble-Heater und zurück (siehe Kapitel 3.2), von Bedeutung ist, wird im Folgenden näher auf das Regelsystem der Brennkammerversorgung eingegangen.

7) PWM-Signale: pulswertenmodulierte Signale

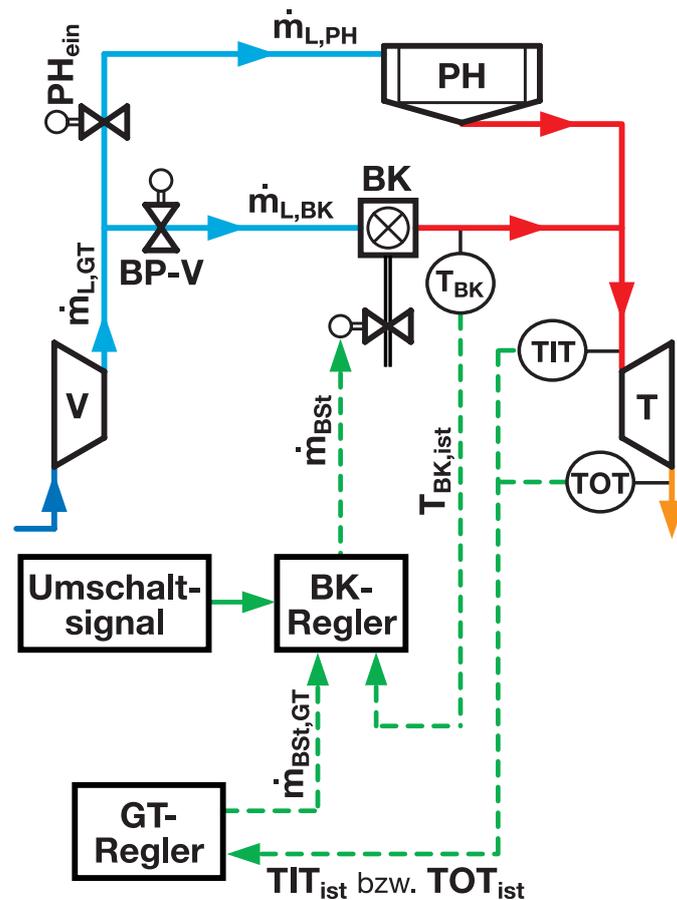


Abbildung 2.16: Blockschema des Reglers mit den Mess- und Regelgrößen in der Gasturbine T100PH.

An- und Abfahren der Gasturbine Standardmäßig sind im PMC Tabellen hinterlegt, die in Abhängigkeit von der Drehzahl und damit vom Luftmassenstrom eine bestimmte Brennstoffmenge als Führungsgröße vorgeben. Aus den Informationen der Turbinenaustrittstemperatur TOT , die über Thermoelemente im Abgasstrang der Turbine gemessen werden, moduliert der PMC den Brennstoffmassenstrom über einen PID-Regler. Das Konzept geht von der Existenz eines bekannten und festen Soll-Betriebspunktes aus, um den herum linearisiert wird. Diese Regelstruktur musste für die Mikroturbine T100PH geändert werden. Durch den Umbau der Gasturbine wird anstelle der Turbinenaustrittstemperatur TOT nun die Turbineneintrittstemperatur TIT als Zielgröße für die Brennstoffregelung verwendet, was im PMC umgestellt werden kann. Während der An- und Abfahrphase der Gasturbine, bei der sie vom Pebble-Heater-System entkoppelt ist und gemäß der Standardanlage betrieben wird, werden die Signale für die Brennstoffregelung lediglich durch den TSC durchgeschleift ohne auf die Signale des PMCs Einfluss zu nehmen.

Umschaltprozesse zwischen Brennkammer und Pebble-Heater Anders verhält es sich bei den Umschaltvorgängen zwischen der Gasturbinenbrennkammer BK und den Pebble-Heatern. Da sich der Luftmassenstrom während des Umschaltvorgangs zwar nicht im Gesamtsystem, jedoch aber in der Brennkammer ändert, kann aufgrund der fehlenden Information über den Brennkammerluftstrom die PMC-Regelung nicht mehr verwendet werden. Für die Anlagensteuerung wird ein spezielles Regelkonzept benötigt, das ohne Messung des Luftmassenstroms funktioniert. Ziel des Brennkammerreglers ist es, die Gasturbinenbrennkammer BK temperaturgeführt zu regeln.

Abbildung 2.16 zeigt das Blockschema des Reglers in der Anlage. Der Luftmassenstrom $\dot{m}_{L,GT}$ vom Verdichter teilt sich in Abhängigkeit der Ventilstellungen von PH_{ein} und $BP-V$ in einen Anteil über den Pebble-Heater sowie einen Teil über die Brennkammer. Vor dem Umschalten vom Brennkammer- auf den Pebble-Heater-Betrieb ist das Ventil $BP-V$ offen und Ventil PH_{ein} geschlossen. In diesem Fall gibt der Gasturbinenregler (GT-Regler) anhand der Drehzahl n und der Turbineneintrittstemperatur TIT den Brennstoffstrom $\dot{m}_{BSf,GT}$ vor. Mit dem Umschaltsignal des TSCs wird die Regelung des Brennstoffstroms dann auf den temperaturgeführten Regler (BK-Regler) umgeschaltet, da nun der Zusammenhang zwischen Drehzahl, Turbineneintrittstemperatur und dem Brennstoffstrom nicht mehr gilt.

Reglerstruktur bei Kenntnis des Brennkammerluftmassenstroms Der Zusammenhang der Massenströme von Luft $\dot{m}_{L,BK}$ und Brennstoff \dot{m}_{BSf} mit der Brennkammeraustrittstemperatur T_{BK} ergibt sich aus der Enthalpiebilanz. Unter Ansatz einer vollständigen Verbrennung folgt:

$$\begin{aligned} (\dot{m}_{L,BK} + \dot{m}_{BSf}) \cdot \bar{c}_{p_{mix}} \Big|_{T_0}^{T_{mix}} \cdot (T_{mix} - T_0) + \dot{m}_{BSf} \cdot H_u &= \\ = (\dot{m}_{L,BK} + \dot{m}_{BSf}) \cdot \bar{c}_{p_{BK}} \Big|_{T_0}^{T_{BK}} \cdot (T_{BK} - T_0) \quad . \end{aligned} \quad (2.23)$$

Hierbei sind T_0 die Standardtemperatur, T_{mix} die Luft – Brennstoff-Gemischtemperatur am Brennkammereintritt und $\bar{c}_{p_{mix}} \Big|_{T_0}^{T_{mix}}$, $\bar{c}_{p_{BK}} \Big|_{T_0}^{T_{BK}}$ jeweils die mittleren Wärmekapazitäten von Gemisch und Abgas (der Brennkammer) im jeweiligen Temperaturbereich. Sie berechnen sich gemäß:

$$\bar{c}_p \Big|_{T_0}^T = \frac{1}{T - T_0} \cdot \int_{T_0}^T c_p(T) dT \quad . \quad (2.24)$$

Bei kleiner Vorwärmung und hohem Luftüberschuss ($\lambda_{BK} = \frac{\dot{m}_{L,BK}}{\dot{m}_{BSf} \cdot l_{min}} = 3,7 \gg 1$) sind die mittleren Wärmekapazitäten von Gemisch und Abgas gleich:

$$\bar{c}_{p_{mix}} \Big|_{T_0}^{T_{mix}} \approx \bar{c}_{p_{BK}} \Big|_{T_0}^{T_{BK}} \quad . \quad (2.25)$$

Damit kann Gleichung 2.23 vereinfacht werden, so dass die Abgastemperatur – sprich Brennkammeraustrittstemperatur – explizit berechnet werden kann:

$$T_{BK} = T_{mix} + \frac{H_u}{\bar{c}_{pBK}|_{T_{mix}} \cdot \left(1 + \frac{\dot{m}_{L,BK}}{\dot{m}_{BSl}}\right)} \quad (2.26)$$

Aus Gleichung 2.26 ist direkt zu erkennen, dass die Abgastemperatur der Brennkammer bei gegebener Gemischtemperatur und gegebenem Heizwert insbesondere vom Verhältnis Luft zu Brennstoff $\dot{m}_{L,BK}/\dot{m}_{BSl}$ abhängt. Für eine gewünschte Abgastemperatur T_{BK} ist also:

$$\frac{\dot{m}_{L,BK}}{\dot{m}_{BSl}} = \frac{H_u}{\bar{c}_{pBK}|_{T_{mix}} \cdot (T_{BK} - T_{mix})} - 1 \quad (2.27)$$

Hieraus ergibt sich für gegebenen Luftmassenstrom und gegebene Zieltemperatur der einzustellende Soll-Brennstoffstrom $\dot{m}_{BSl,soll}$:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{BSl,soll} &= \frac{\dot{m}_{L,BK}}{\frac{H_u}{\bar{c}_{pBK}|_{T_{mix}} \cdot (T_{BK} - T_{mix})} - 1} \\ &\approx \dot{m}_{L,BK} \cdot \frac{\bar{c}_{pBK}|_{T_{mix}} \cdot (T_{BK} - T_{mix})}{H_u} \end{aligned} \quad (2.28)$$

sowie

$$\begin{aligned} \Delta \dot{m}_{BSl} &= \frac{\partial \dot{m}_{BSl}}{\partial T_{BK}} \cdot \Delta T_{BK} \\ &\cong \dot{m}_{BSl} \cdot \frac{\Delta T_{BK}}{T_{BK} - T_{mix}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Besteht die Möglichkeit, den Luftmassenstrom durch die Brennkammer zu messen, so eignet sich der in Abbildung 2.17 dargestellte Regler, dessen Proportionalglied PG entsprechend Gleichung 2.29 bemessen ist. Die Führungsgröße FG des Brennstoffstromes $\dot{m}_{BSl,soll}$ ergibt sich unterdessen aus Gleichung 2.28. Gleichung 2.29 zeigt, dass prinzipiell die Empfindlichkeit des Temperaturreglers mit geringer werdendem Luft- und damit Brennstoffmassenstrom abnehmen sollte. Dies erweist sich allerdings in der Praxis als unnötig.

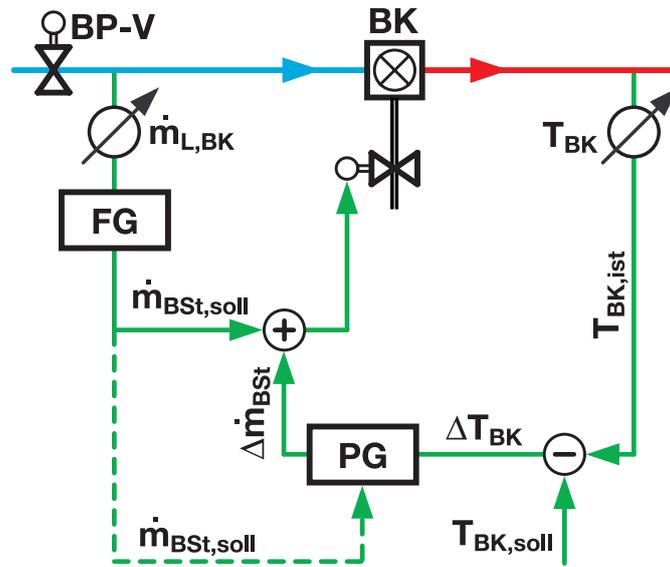


Abbildung 2.17: Regelstruktur bei Messung des Luftmassenstroms durch die Brennkammer in der Gasturbine T100PH.

Regelkonzept ohne Messung des Brennkammerluftmassenstroms Um nun die Messung des Luftmassenstroms zu eliminieren, wird zunächst die Empfindlichkeit der Abgasatemperatur T_{BK} auf den Luftdurchsatz $\dot{m}_{L,BK}$ und den Brennstoffstrom \dot{m}_{BSt} betrachtet.

Diese ist:

$$\frac{\Delta T_{BK}}{T_{BK} - T_{mix}} = \frac{-\frac{\Delta \dot{m}_{L,BK}}{\dot{m}_{L,BK}} + \frac{\Delta \dot{m}_{BSt}}{\dot{m}_{BSt}}}{\frac{\dot{m}_{BSt}}{\dot{m}_{L,BK}} + 1} \quad \text{mit } \frac{\dot{m}_{BSt}}{\dot{m}_{L,BK}} \ll 1 \quad \approx \quad -\frac{\Delta \dot{m}_{L,BK}}{\dot{m}_{L,BK}} + \frac{\Delta \dot{m}_{BSt}}{\dot{m}_{BSt}} \quad (2.30)$$

Das bedeutet also, dass sich bei konstantem Brennstoffstrom eine Verringerung des Luftmassenstroms $\dot{m}_{L,BK}$ auf die Temperatur genauso auswirkt wie die Erhöhung des Brennstoffstroms \dot{m}_{BSt} . Mit dem Ziel, den Luftstrom zu schätzen, wird gefordert, dass:

$$\Delta T_{BK} \equiv 0 \quad (2.31)$$

Das heißt, wenn, ausgehend von einem bekannten Brennstoffstrom zu Beginn des Umschaltvorganges, dieser gemäß:

$$\frac{\Delta \dot{m}_{L,BK}}{\dot{m}_{L,BK}} = \frac{\Delta \dot{m}_{BSt}}{\dot{m}_{BSt}} \quad (2.32)$$

iterativ genähert wird, kann die Vorgabe des Sollwerts $\dot{m}_{BSt,soll}$ durch den gemessenen Luftstrom entfallen.

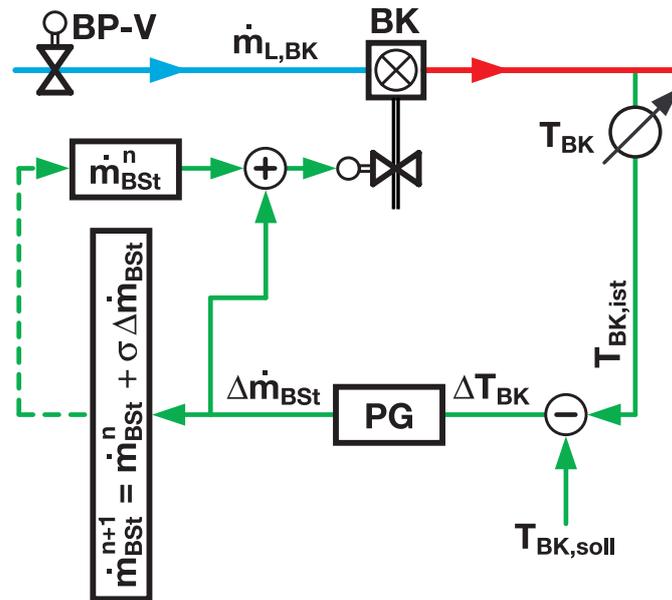


Abbildung 2.18: Reglerstruktur der Brennkammer ohne Messung des Brennkammerluftmassenstroms in der Gasturbine T100PH.

Formal entspricht dies einer Integration ausgehend vom Brennstoff-Startwert vor dem Umschalten zur Zeit t_0 :

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_{BSt,soll} &= \dot{m}_{BSt,0} + \int_{t_0}^t \frac{d\dot{m}_{BSt}}{dt} \cdot dt \\
 &\approx \dot{m}_{BSt,0} + \sum_{i=1}^N \Delta \dot{m}_{BSt}^i \\
 &= \dot{m}_{BSt}^n + \Delta \dot{m}_{BSt}^n \quad .
 \end{aligned}
 \tag{2.33}$$

Abbildung 2.18 zeigt das letztlich programmierte Reglerkonzept der Brennkammer für die Umschaltvorgänge von Brennkammer auf Pebble-Heater. Es besteht aus zwei Pfaden. Der rechte Zweig, ein P-Regler (PG), reagiert rasch auf kleine Temperaturänderungen. Der linke Pfad \dot{m}_{BSt}^{n+1} stellt eine externe Sollwert-Korrektur dar, die langsam die Temperatur auf den Zielwert nachführt. Da der Regler auch bei konstantem Luftmassenstrom arbeiten soll, wird die Änderung des Sollwerts über die Korrekturkonstante σ unterrelaxiert. Dies beschränkt natürlich die Geschwindigkeit, mit der der Regler einer Luftmengenänderung folgen kann. Die Optimierung der Reglerparameter wurde direkt an der Anlage durchgeführt.

Die Betriebs- sowie die Zündgrenzen, die für das Wiederezünden der Brennkammer im laufenden, druckbeaufschlagten Betrieb von Bedeutung sind, wurden an der T100-

Brennkammer eingehend untersucht. In atmosphärischen Brennkammerversuchen wurden Parametervariationen ermittelt, die über ein Modell für den durckaufgeladenen Brennkammerbetrieb skaliert werden konnten. Die Darstellung des Modells findet sich in der Arbeit von Holzinger [2007].

2.2 Aspekte und Komponenten des T100PH-Prozesses

2.2.1 Berechnung der Schaufelerosion durch Staubbeladung

Bei der Verbrennung von Biomasse entstehen Aschepartikel, die während der Heizphase des Pebble-Heater-Zyklus aus der Rostfeuerung ausgetragen werden und sich im Schüttgutmaterial der Pebble-Heater anlagern. Trotz sehr kleiner Strömungsgeschwindigkeiten können geringe Staubmengen ($< 3 \text{ mg/m}_N^3$) während der Blasphase aus dem Schüttgutbett in den Heißluftstrom zur Turbine resuspendieren und Schäden durch Erosion an den Turbinenschaufeln verursachen. Um Grenzwerte für die ertragbare Staubbeladung nach Konzentration und Größe der Partikel angeben zu können, ist eine Analyse des Erosionsverhaltens erforderlich.

In der Literatur (siehe den Überblicksartikel von Lyczkowski und Bouillard [2002]) werden dazu umfangreiche Methoden und Modelle bereitgestellt, die jedoch zu detailliert und aufwendig für die hier verfolgte Zielsetzung sind. Die im Folgenden beschriebene Methodik zielt auf eine deutlich vereinfachte 1-D Betrachtung des Problems ab und ermöglicht so eine rasche Abschätzung der Turbinenlebensdauer bei reduziertem Zeitaufwand.

Zunächst wird die Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit durch das Leitrad der Turbine mittels 1-D Gasdynamik dargestellt. Dann folgt die Betrachtung der Partikelbewegung, um die Geschwindigkeit der Partikel am Austritt des Leitrades zu berechnen. Mit diesen Geschwindigkeiten sowie der Kinematik des Turbinenrotors werden die Geschwindigkeiten der Partikel relativ zu den Rotorschaufeln bestimmt. Diese gehen in das daran anschließend dargestellte Erosions- und Lebensdauermodell ein. Abschließend wird eine vereinfachte analytische Berechnungsmethode für die Partikelgeschwindigkeiten vorgestellt, die eine schnelle Abschätzung erlaubt und deshalb insbesondere im Vorfeld einer Erosionsbetrachtung nützlich ist.

2.2.1.1 Berechnung des Strömungsfeldes – 1-D Gasdynamik

Bei Radialturbinen erfolgt die Anströmung des Turbinenrotors radial im rotierenden System. Das bedeutet, dass im Stator die Strömung beschleunigt und umgelenkt werden muss, damit sie die Umfangsgeschwindigkeit c ⁸⁾ der Rotorspitzen am Eintritt in den Rotor erreicht.

8) Umfangsgeschwindigkeit: $c = \pi \cdot D \cdot n = \pi \cdot 2R \cdot n \text{ [m/s]}$
Winkelgeschwindigkeit: $\omega = 2 \cdot \pi \cdot n \text{ [1/s]}$

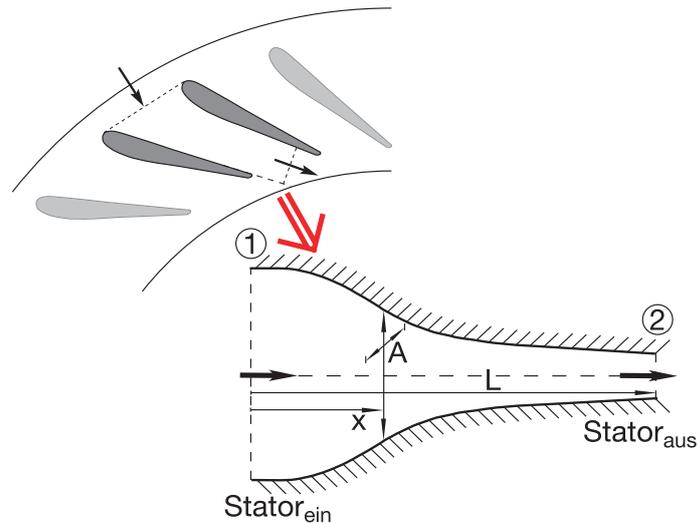


Abbildung 2.19: Vereinfachung der realen Statorform in eine äquivalente Düse mit der Querschnittsflächenänderung als Funktion der Weglänge x .

Der Drallstrom \dot{D} dort ist:

$$\dot{D} = \dot{m} \cdot \omega \cdot R_{Rotor,ein}^2 \quad (2.34)$$

Aus der Drallerhaltung ergibt sich die am Statoraustritt zu erreichende Umfangsgeschwindigkeit $c_{tang,Stator,aus}$ zu:

$$c_{tang,Stator,aus} = \frac{\dot{D}}{\dot{m} \cdot R_{Stator,aus}} \quad (2.35)$$

Die Radialgeschwindigkeit und damit der Anstellwinkel ergibt sich aus der allgemeinen Durchflussgleichung der Stromfadentheorie:

$$\dot{m} = \rho_{Stator,aus} \cdot A_{eff,Stator,aus} \cdot c_{rad,Stator,aus} \quad (2.36)$$

wobei $\rho_{Stator,aus}$ sich aus den gasdynamischen Beziehungen und $A_{eff,Stator,aus}$ aus den geometrischen Eigenschaften des Stators, also der Schaufelanzahl, Dicke und Höhe sowie aus den Grenzschichtwirkungen, ergibt.

Abbildung 2.19 zeigt die getroffenen Vereinfachungen für die Berechnung der Strömung durch die Leitschaufeln. Die Querschnittsflächenänderung zwischen zwei benachbarten Schaufeln wird durch eine symmetrische Düse mit einer konstanten Höhe h entlang der Ortsgeschwindigkeit x abgebildet. Dabei wird die Umlenkung der Strömung durch den Stator vernachlässigt. Es wird somit eine gerade Düse betrachtet.

Aus der Geometrie (örtlicher Querschnittsverlauf $A_{Stator}(x)$) der Düse und der eindimensionalen Gasdynamik können die Beschleunigung und Geschwindigkeit der Stromlinien an jeder Stelle der Düse berechnet werden. Im Folgenden soll das Vorgehen näher erläutert werden (Laschka [2000]):

Neben der Geometrie des Stators ist auch der Zustand der Strömung vor dem Stator „1“ bekannt: $p_1, T_1, \rho_1, u_1, \dot{m}_1$. Mit diesen Informationen können die Größen auf einen gedachten Kesselzustand „0“ zurückgerechnet werden, um so wiederum den Zustand der Strömung an einer beliebigen Stelle in der Düse bestimmen zu können. Die Betrachtung des isentropen Ausströmens aus einem Kessel setzt die stetige Zustandsänderung einer reibungsfreien Strömung ohne Energiezufuhr voraus.

Die folgenden vier Beziehungen aus der eindimensionalen Gasdynamik werden herangezogen:

1. Kontinuitätsgleichung:

$$\rho \cdot u \cdot A = \text{konstant} \quad . \quad (2.37)$$

2. Thermische Zustandsgleichung:

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad . \quad (2.38)$$

3. Isentropengleichung:

$$\frac{p}{\rho^\kappa} = \text{konstant} \quad . \quad (2.39)$$

4. Energiegleichung:

$$\frac{u^2}{2} + c_p \cdot T = \frac{u^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{p}{\rho} = c_p \cdot T_0 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \quad . \quad (2.40)$$

Nach Saint Venant und Wantzell kann die maximal mögliche Ausströmgeschwindigkeit u_{max} des Systems in folgender Weise dargestellt werden:

$$u_{max} = c_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1}} = \sqrt{2 \cdot c_p \cdot T_0} \quad . \quad (2.41)$$

Daraus ergibt sich die Beziehung zwischen der lokalen und der maximalen Strömungsgeschwindigkeit zu:

$$\frac{u}{u_{max}} = \sqrt{1 - \frac{T}{T_0}} = \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\kappa-1}} = \sqrt{1 - \frac{c^2}{c_0^2}} \quad , \quad (2.42)$$

c bzw. c_0 stellt die örtliche Schallgeschwindigkeit am Ort „x“ bzw. des Kessels „0“ dar

und wird beschrieben als:

$$\begin{aligned} c^2 &= \kappa \cdot R \cdot T = \kappa \cdot \frac{p}{\rho} \\ c_0^2 &= \kappa \cdot R \cdot T_0 = \kappa \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung 2.37 lässt sich die sogenannte Massenstromdichte ableiten:

$$\rho(x) \cdot u(x) = \frac{\dot{m}}{A(x)} \quad (2.44)$$

Wird die Massenstromdichte einer beliebigen Stelle x in der Düse auf diejenige für den kritischen Zustand „*“⁹⁾ bezogen, so erhält man die dimensionslose Massenstromdichtefunktion Θ :

$$\Theta = \frac{\rho \cdot u}{\rho^* \cdot u^*} = \frac{A^*}{A} \quad (2.45)$$

Wird der Ausdruck für die Massenstromdichtefunktion 2.45 mit Hilfe der allgemeinen Ausströmformeln nach Saint Venant und Wantzell (für $\frac{\rho}{\rho_0}$ und $\frac{u}{c_0}$ siehe Anhang A) und den Beziehungen für die kritischen Zustandsgrößen (für $\frac{\rho^*}{\rho_0}$ und $\frac{u^*}{c_0}$ siehe Anhang A) sowie mit $c_0 = \kappa \cdot \frac{p_0}{\rho_0}$ umgeformt, so kann Θ folgendermaßen dargestellt werden:

$$\Theta = \frac{A^*}{A} = \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \cdot \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \cdot \left(1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)} \quad (2.46)$$

Es steht nun der gesamte, benötigte Gleichungssatz zur Verfügung, um den Strömungszustand für den gesamten Querschnittsverlauf der Düse berechnen zu können. In Laschka [2000] wird folgendes Vorgehen vorgeschlagen:

1. T_0 : aus u_1 und T_1 über Gleichung 2.40.
2. p_0 : aus T_0 , T_1 und p_1 über Gleichung 2.39.
3. ρ_0 : aus T_0 und p_0 über Gleichung 2.38.
4. Θ bzw. A^* : aus $\frac{p_1}{p_0}$ über Gleichung 2.46.

9) Definition: Erreicht die Strömungsgeschwindigkeit v die örtlich auftretende Schallgeschwindigkeit, so wird der Zustand als kritisch bezeichnet. Die übliche Kennzeichnung der kritischen Werte ist ein hochgestelltes Sternchen „*“.

5. $\frac{p(x)}{p_0}$: aus $\frac{A^*}{A(x)}$ über Gleichung 2.46.
6. $\frac{u(x)}{u_{max}}$: aus $\frac{p(x)}{p_0}$ über Gleichung 2.42.
7. $\frac{T(x)}{T_0}$ und $\frac{\rho(x)}{\rho_0}$: über Gleichung 2.39 oder 2.42.

Ganz allgemein ist bei beschleunigten Strömungen im Vergleich zu verzögerten Strömungen die Gefahr einer Ablösung geringer. Zudem sorgt die Kontur des Leitradkanals der Turbine in der Regel für eine gleichförmige Beschleunigung.

Die Grenzschichteffekte werden, wie vereinbart, vernachlässigt, wodurch die Austrittsgeschwindigkeit aus dem Stator gemäß des Geschwindigkeitsdreiecks für die radiale Einströmkomponente zu niedrig berechnet würde. Korrigiert werden kann die effektive Düsenquerschnittsfläche über eine zusätzliche lineare Verjüngung der tatsächlichen Querschnittsfläche entlang der Lauflänge um etwa 5 % ($k_\delta \approx 0,05$), die in erster Näherung dem Verlauf der Verdrängungsdicke der Grenzschicht entspricht.

2.2.1.2 Numerisches 1-D Modell des Partikelfolgevermögens

Entscheidend dafür, ob Partikel Erosion am Turbinenläufer verursachen, ist die Relativgeschwindigkeit der Teilchen zur Strömung am Eintritt des Turbinenrades, also das Partikelfolgevermögen. Allgemein gilt, dass kleinere Teilchen sich eher mit der kontinuierlichen Phase mitbewegen. Größere und schwerere Partikel zeigen zunehmend eine eigene Strömungsdynamik.

Die Flugbahn und -bewegung von Partikeln in einem Strömungsfeld hängen ganz allgemein von zahlreichen Parametern ab (Laurien [2003], Crowe [2006]). Aufgrund der Masse der Partikel werden zwischen den beiden Phasen Kräfte übertragen, wodurch sich die Bewegungsgleichung ergibt:

$$m_P \cdot \frac{d\vec{u}_P}{dt} = \sum \vec{F}_i \quad . \quad (2.47)$$

Aspekte, wie die Strömungsturbulenz, Partikelform und -konzentration oder der Einfluss vom Druckgradienten, bestimmen die Bewegungscharakteristik. Für eine vollständige Beschreibung des Partikelverhaltens müssten unter anderem die virtuelle Masse des Partikels, instationäre Grenzschichteffekte (bezeichnet als Basset Term) sowie die Interaktionen von Teilchen (wie Agglomeration und Partikelzerfall) berücksichtigt werden.

Nach Hinze [1979] können wegen des großen Dichteunterschiedes zwischen Partikel und Fluid alle Effekte außer dem Massenträgheitsterm (Gleichung 2.47) und dem aerodynamischen Widerstand des Partikels für die Partikelkräftebilanz vernachlässigt werden:

$$m_P \cdot \frac{d\vec{u}_P}{dt} = \frac{\rho_F}{2} \cdot c_w \cdot A_P \cdot |\vec{u}_F - \vec{u}_P| (\vec{u}_F - \vec{u}_P) \quad . \quad (2.48)$$

Die niedrige Partikelkonzentration der Luft aus dem Pebble-Heater ($< 3 \text{ mg/m}_N^3$) erlaubt die Betrachtung von Einzelpartikeln und lässt die Annahme zu, dass die Partikelverteilung über den Strömungsquerschnitt stets gleichmäßig ist, und dass Interaktionen zwischen den Teilchen vernachlässigt werden dürfen. Ebenfalls kann angenommen werden, dass nur die Strömung auf das Partikel wirkt, während umgekehrt das Teilchen keine Wirkung auf die Strömung hat (1-Weg-Kopplung). Das durchschnittliche Turbulenzniveau in der Statordüse ist typischerweise niedrig.

Für die im Weiteren betrachteten kugeligen Partikel ergibt sich so die Bewegungsgleichung durch die radiale Turbinenstufe:

$$\frac{\pi d_P^3}{6} \cdot \rho_P \cdot \frac{d\vec{u}_P}{dt} = \frac{\rho_F}{2} \cdot c_w \cdot \frac{\pi d_P^2}{4} \cdot |\vec{u}_F - \vec{u}_P| \cdot (\vec{u}_F - \vec{u}_P) \quad (2.49)$$

$$\Rightarrow a_P = \frac{d\vec{u}_P}{dt} = \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_F}{\rho_P} \cdot c_w \cdot \frac{1}{d_P} \cdot |\vec{u}_F - \vec{u}_P| \cdot (\vec{u}_F - \vec{u}_P) \quad , \quad (2.50)$$

dabei ist $\vec{u}_F - \vec{u}_P$ die Anströmgeschwindigkeit des Partikels, bzw. die Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und der Strömung. $\frac{d\vec{u}_P}{dt}$ ist die totale oder substantielle Beschleunigung des Teilchens.

Mit dem totalen Differential aus der allgemeinen Geschwindigkeit $u = f(x, t)$:

$$du = \frac{\partial u}{\partial t} \cdot dt + \frac{\partial u}{\partial x} \cdot dx \quad (2.51)$$

ergibt sich für die Beschleunigung:

$$a = \frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} = \underbrace{\frac{\partial u}{\partial t}}_{a_l} + u \cdot \underbrace{\frac{\partial u}{\partial x}}_{a_k} \quad , \quad (2.52)$$

wobei a_l die lokale und a_k die konvektive Beschleunigungen sind. Bei stationären Strömungen gilt $a_l = 0$, womit sich die Beschleunigung folgendermaßen vereinfacht:

$$a = \frac{du}{dt} = u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = u \cdot \frac{du}{dx} = \frac{dx}{dt} \cdot \frac{du}{dx} \quad . \quad (2.53)$$

So lässt sich die Bewegungsgleichung eines Partikels aus Gleichung 2.50 über den Ort lösen:

$$u_P(x) \cdot \frac{du_P}{dx} = \frac{3}{4} \cdot \frac{\rho_F(x)}{\rho_P} \cdot c_w(x) \cdot \frac{1}{d_P} \cdot \left| u_F(x) - u_P(x) \right| \cdot \left(u_F(x) - u_P(x) \right) \quad . \quad (2.54)$$

Die Fluidgeschwindigkeit $u_F(x)$ über die gesamte Düsenlänge x kann gemäß dem Verfahren aus Kapitel 2.2.1.1 bestimmt werden.

Für das Widerstandsgesetz $c_w = f(Re)$ wird eine Beziehung von Lohregel [2004] für Kugeln bei kleinen Reynolds-Zahlen im Bereich $0 < Re_P < 1000$ gewählt:

$$c_w = \frac{24}{Re_P} \left(1 + \frac{1}{6} \cdot Re_P^{2/3} \right) ; \quad Re_P = \frac{d_P \cdot |\vec{u}_F - \vec{u}_P|}{\nu_F} . \quad (2.55)$$

Anfangsbedingungen, wie die Annahme, dass Partikel und Strömung beim Eintritt in das Leitrad dieselbe Geschwindigkeit haben, vervollständigen die Beschreibung des Partikels. Durch numerische Integration der Bewegungsgleichung 2.54 ist es nun möglich, das Strömungsverhalten von Partikeln jeweils einer Partikelklasse d_P aufgrund von veränderlichen Strömungszuständen durch den Stator zu beschreiben.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die größte Vereinfachung des Modells die Vernachlässigung der Interaktionen der Teilchen mit den Statorwänden ist. Zurückprallende Partikel weisen einen Impulsverlust durch den Zusammenstoß mit der Wand auf, welcher eine Zunahme der Aufprallgeschwindigkeit der Partikel relativ zu den Turbinenschaufeln und folglich eine Erhöhung der Erosionsrate zur Folge hat. Wird aber in Betracht gezogen, dass Partikel, die in der Nähe des Düsen Eintritts zurückprallen, auf annähernd die gleiche Geschwindigkeit wie die restlichen Teilchen im ungestörten Düsenquerschnitt beschleunigt werden und eine gleich verteilte Wahrscheinlichkeitsdichte für die axiale Position x entlang der Düse angenommen wird, so lässt sich dieser Effekt vernachlässigen.

Neben diesem Mechanismus trägt auch der Effekt der Partikelströmung in einer Wandgrenzschicht zur Erosion bei, da die Teilchen in der Grenzschicht geringere Geschwindigkeiten im Vergleich zu den Partikeln in der Kernströmung ausweisen. Mit Hilfe eines Modells, das im Anhang B beschrieben wird, lässt sich der Einfluss der Grenzschicht auf die Verringerung der Partikelgeschwindigkeit und damit auf die Erosion abschätzen. Es zeigt sich, dass bei einem linear wachsenden Anteil der Grenzschicht auf etwa 5 % des Düsenquerschnitts ($k_\delta = 0,05$) nur durchschnittlich 2,5...3 % der gesamten partikelbeladenen Strömung durch die Grenzschicht fließen. Diese Teilchen haben im schlimmsten Fall eine äquivalente Erosionswirkung wie 5...6 % der Partikel aus der Kernströmung. Aufgrund des geringen Einflusses des Wandgrenzschicht-Effekts kann diese bei der Erosionsbetrachtung durch den Ansatz einer linearen Verjüngung des Düsenquerschnitts (gemäß Kapitel 2.2.1.1) unberücksichtigt bleiben.

Die Auswirkung beider Mechanismen auf die Erosion liegt weit innerhalb der Ungenauigkeit des vorgestellten Modells.

2.2.1.3 Erosionsmodell zur Abschätzung der Turbinenlebensdauer

Für die Vorhersage der Turbinenlebensdauer aufgrund von Erosion müssen Modelle herangezogen werden, mit denen der Materialabtrag von den Turbinenschaufeln abge-

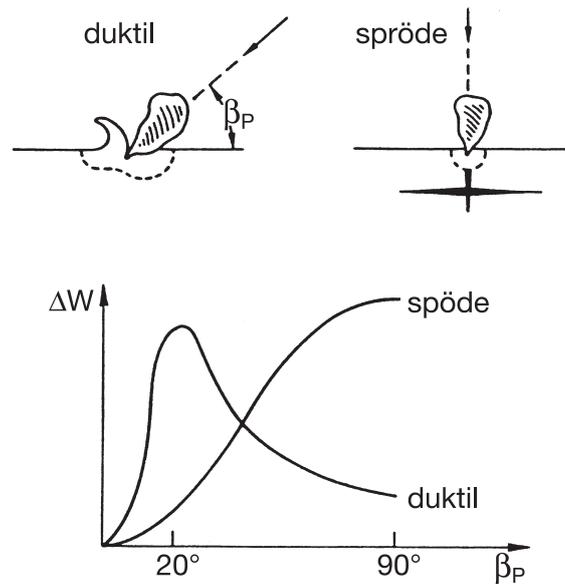


Abbildung 2.20: Materialabtragsrate ΔW abhängig vom Auftreffwinkel β_P des Partikel auf das Material für duktile und spröde Werkstoffe. Abbildung in Anlehnung an Lyczkowski und Bouillard [2002].

schätzt werden kann. Der hier verfolgte Ansatz soll ein einfaches Werkzeug zur Erosionsabschätzung sein, für das kein großer Rechenaufwand nötig ist.

Neben den Partikeleigenschaften (Größe, Form, Dichte), -verteilungen und -mengen, spielen auch die Materialeigenschaften der Schaufeln (duktile oder spröde), die Relativgeschwindigkeit und der Auftreffwinkel der Teilchen auf die Turbinenoberfläche eine entscheidende Rolle. Abbildung 2.20 zeigt schematisch das Abtrageverhalten duktiler und spröder Materialien, abhängig vom Aufprallwinkel β_P . Der Materialverlust von spröden Bauteilen entspricht einem Oberflächenabplatzen und steigt mit zunehmendem Aufschlagwinkel, bis bei $\beta_P = 90^\circ$ das Maximum erreicht wird. Im Gegensatz dazu ist der Abtragemechanismus bei duktilen Werkstoffen eher eine bleibende Verformung des Materials, eine „Kraterbildung“. Mit zunehmendem Aufschlagwinkel β_P steigt die Erosion rasch an und hat sein Maximum bei etwa $\beta_P = 30^\circ$, bevor die Abtragerate ΔW wieder abnimmt.

Im Folgenden wird für die Vorhersage von Erosionsraten radialer Turbinenschaufeln das Modell von Menguturk und Sverdrup (zitiert in Wagner und Johnson [1993]) benutzt. Das Modell berücksichtigt den Einfluss der relativen Geschwindigkeit w_{tot} zwischen der Schaufeloberfläche und den Partikeln sowie die Abhängigkeit vom Auftreffwinkel β_P . Zudem können die Materialeigenschaften – spröde oder duktil – im Modell in Betracht gezogen werden.

Die Erosionsrate E ist für jeweils eine Partikelklasse i (Partikelgröße) allgemein definiert als:

$$E_i = \frac{\text{abgetragene Materialmenge}}{\text{Masse der Partikel von Klasse } i} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{g}} \right] . \quad (2.56)$$

Abhängig vom Aufprallwinkel β_P der Partikel auf die Turbinenschaufeln sieht das Modell zwei verschiedene Berechnungsfälle für die Erosion vor:

für $\beta_P > \beta_0$:

$$E = K_1 \cdot \left[(w_{tot} \cdot \cos(\beta_P))^s \right] + K_2 \cdot \left[(w_{tot} \cdot \sin(\beta_P))^s \right] , \quad (2.57)$$

für $\beta_P < \beta_0$:

$$E = K_1 \cdot \left[(w_{tot} \cdot \cos(\beta_P))^s \right] \cdot \sin(n \cdot \beta_P) + K_2 \cdot \left[(w_{tot} \cdot \sin(\beta_P))^s \right] .$$

In dieser Gleichung stellt w_{tot} den Betrag des Partikelgeschwindigkeitsvektors relativ zur Oberfläche der Turbinenschaufeln dar. β_P beschreibt den Winkel bezüglich der Oberfläche, so dass für $\beta_P = 90^\circ$ die Teilchen senkrecht auftreffen. Üblicherweise sind auch Materialien, die bei Raumtemperatur als spröde gelten, unter den hohen Turbinenbetriebstemperaturen duktil, weshalb ausschließlich dieser Fall betrachtet wird. Für duktile Materialien werden die von Menguturk und Sverdrup [1977] vorgeschlagenen Parameter in dieser Betrachtung verwendet:

$$\begin{aligned} K_1 &= 2,1 \cdot 10^{-9} \quad \text{und} \quad K_2 = 1,8 \cdot 10^{-10} \\ \beta_0 &= 45^\circ \\ s &= 2,25 \\ n &= \frac{90^\circ}{\beta_0} . \end{aligned} \quad (2.58)$$

Es zeigt sich, dass die Erosion annähernd proportional zur kinetischen Energie der Partikel bzw. quadratisch zu der Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und der Wand ist. Um die am Aufprallort abgetragene Materialdicke pro Masse an Partikeln einer bestimmten Klasse i zu erhalten, wird die Erosion E_i durch die maximale Auftrefffläche $A_{i,max}$ der Partikel dividiert. Somit ergibt sich die spezifische Erosionsrate e_i wiederum für eine Partikelgrößenklasse i :

$$e_i = \frac{E_i}{A_{i,max}} = \frac{E_i}{b_m \cdot h_{i,max}} \left[\frac{\text{cm}}{\text{g}} \right] . \quad (2.59)$$

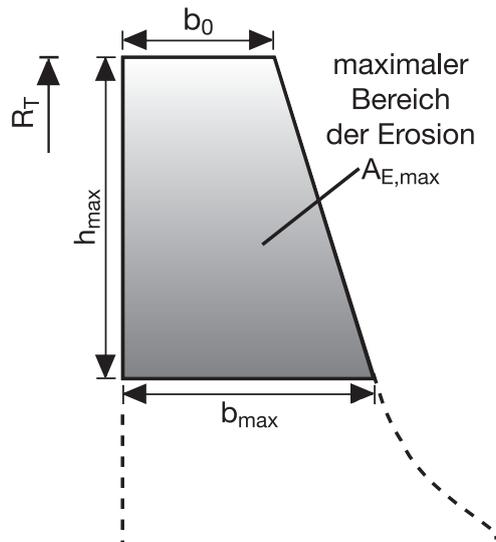


Abbildung 2.21: Maximaler Erosionsbereich $A_{E,max}$ auf einer Turbinenschaufel für eine Partikelklasse i .

Die Größen $h_{i,max}$ sind die maximale radiale Eindringtiefe der Partikel in den Turbinenschaufelkanal und b_m die durchschnittliche Turbinenschaufelbreite $b_m = \frac{b_0 + b_{max}}{2}$ (siehe Abbildung 2.21).

$h_{i,max}$ ergibt sich aus folgender Überlegung. Zum Verständnis zeigt Abbildung 2.22 die geometrischen und strömungstechnischen Gegebenheiten in einer radialen Turbine. Die Partikel erreichen das Turbinenrad mit einem gegebenen absoluten Strömungswinkel α , der aus der Düsenringgeometrie herrührt. Wie in Kapitel 2.2.1.2 diskutiert, weisen die Teilchen, abhängig von ihrer Größe, entsprechende Geschwindigkeitsdefizite relativ zur Gasströmung auf. Mit der Geschwindigkeit der Turbinenschaufelspitzen u_ω ergeben sich die Partikel-Relativgeschwindigkeiten w_{tot} und Aufprallwinkel β_P bezüglich des Rades. Diese Größen lassen sich über das Geschwindigkeitsdreieck berechnen. Der primäre Partikeleinschlag ist typischerweise auf der Saugseite der Schaufeln (siehe Abbildung 2.22). Aufgrund der endlichen Schaufelanzahl gelangen Partikel mit Geschwindigkeiten nahe der Gasstromgeschwindigkeit weiter in den Schaufelkanal hinein als langsamere Teilchen. Daraus folgt für eine gegebene Winkelgeschwindigkeit ω des Turbinenläufers eine maximale Eindringtiefe $h_{i,max}$, ausgehend von der Schaufelspitze R_T , nach der Gleichung:

$$h_{i,max} = \frac{2\pi}{N} \cdot u_{P,rad,i} \quad (2.60)$$

Der Parameter N ist die Anzahl der Turbinenschaufeln, ω die Winkelgeschwindigkeit der Turbine und $u_{P,rad,i}$ die radiale Geschwindigkeitskomponente des Partikels einer Größenklasse i .

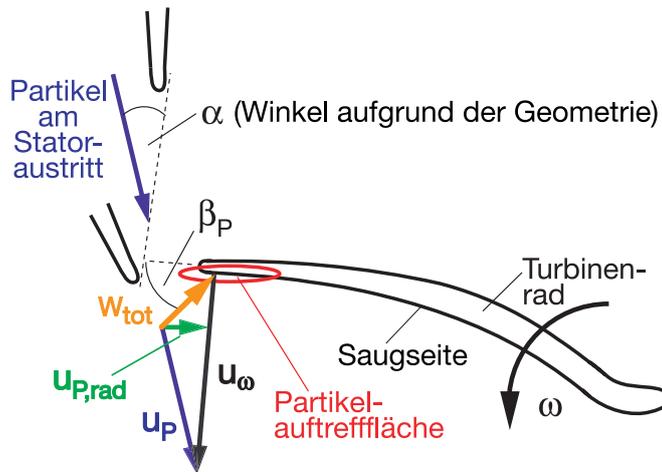


Abbildung 2.22: Schematische Darstellung der geometrischen und strömungstechnischen Verhältnisse eines radialen Turbinenrades.

Wie in Abbildung 2.21 dargestellt, definiert somit $A_{i,max} = h_i \cdot b_m$ den Bereich der Schaufeloberfläche, die von Partikel einer Klasse i mit der gleichen Wahrscheinlichkeit getroffen wird. Unabhängig von der Größe der Partikel wird der äußerste Bereich der Rotorspitzen immer von Teilchen erodiert, falls sie nicht der Gasströmungsgeschwindigkeit folgen können. In Realität handelt es sich bei partikelbeladenen Strömungen um ein Partikelkollektiv unterschiedlicher Größenklassen. Die spezifische Erosionsrate e_{max} , die von der konkreten Partikelgrößenverteilung abhängt, lässt sich berechnen, indem zunächst die spezifische Erosion für jede Klasse e_i separat ausgewertet und anschließend entsprechend der Partikelverteilung massengewichtet Y_i aufsummiert wird:

$$e_{max} = \sum_{i_{min}}^{i_{max}} e_i \cdot Y_i \quad . \quad (2.61)$$

Hierfür wird wieder angenommen, dass die Partikelbeladung gering ist, so dass keine Interaktionen zwischen den Partikeln berücksichtigt werden müssen. Ebenso bleiben Rebound-Effekte von Partikel unberücksichtigt, was bedeutet, dass jedes Partikel nur einmal auf der Turbinenschaufel auftrifft.

Mit Hilfe der spezifischen Erosionsrate e_{max} ist es möglich, die Turbinenlebensdauererwartung abzuschätzen. Dazu müssen neben der Partikelbeladung k auch die maximal zulässige Abtragedicke z der Turbinenschaufeln und der Luftmassenstrom \dot{m}_T durch die Turbine bekannt sein.

Folgender Ausdruck beschreibt allgemein die Abschätzung der Turbinenlebensdauer:

$$\begin{aligned}
 & \text{Turbinenschaufellebensdauer TL (Stunden)} = \\
 & = \frac{\text{erlaubte Materialabtragung}}{\text{Erosion} \cdot \text{Partikelbeladung} \cdot \text{Luftmassendurchsatz Turbine}} \quad (2.62) \\
 & = \frac{z [cm]}{e_{max} \left[\frac{cm}{g} \right] \cdot k [ppm] \cdot \frac{\dot{m}_T \left[\frac{g}{s} \right]}{N} \cdot 3600 \left[\frac{s}{h} \right] \cdot 10^{-6}} .
 \end{aligned}$$

Da sich der gesamte Luftmassendurchsatz der Turbine \dot{m}_T gleichmäßig über den Turbinenläufer aufteilt, wird \dot{m}_T für die Erosionsermittlung durch die Anzahl der Schaufeln N geteilt.

Die Anwendung der vorgestellten Methodik erlaubt zum einen die Beurteilung, ab welcher Partikelklasse i Erosion zu erwarten ist, und zum anderen die Abschätzung der Turbinenlebensdauer abhängig von Partikelbeladung und -größenverteilung.

2.2.1.4 Verfahren zur vereinfachten Analyse

Die Lösung der Differentialgleichung 2.49 für die Partikelbewegung in einer beschleunigten Strömung ist zeitaufwendig. Deshalb wird ein Weg gesucht, das Problem mit Papier und Bleistift lösbar zu machen, um schnelle Abschätzungen zu ermöglichen (Zimmermann u. a. [2006]).

Im Folgenden wird ausschließlich die Partikelgeschwindigkeit entlang von Stromlinien betrachtet, wodurch die Vektordarstellung überflüssig wird. Aufgrund der niedrigen relativen Partikel Reynolds-Zahlen (< 100) wird eine „Stokes-Strömung“ der Partikelumströmung angenommen. Für Gleichung 2.55 gilt damit nach Stokes:

$$c_w = \frac{24}{Re_P} . \quad (2.63)$$

Gleichung 2.49 vereinfacht sich wie folgt:

$$\frac{du_P}{dt} = \frac{18 \cdot \eta_F}{d_P^2 \cdot \rho_P} \cdot |u_F - u_P| . \quad (2.64)$$

Die Beziehungen sollen nun über die Stokes-Zahl St ausgedrückt werden. Diese dimensionslose Kennzahl ist ein Maß für das Partikelantwortverhalten aufgrund von Änderungen in der Strömungsgeschwindigkeit, ausgedrückt über einen Zeitskalenvergleich:

$$St = \frac{\tau_P}{\tau_F} . \quad (2.65)$$

τ_P stellt hierbei eine charakteristische Zeitskala des Partikelantwortverhaltens (Relaxationszeit) dar. Der erste Term von Gleichung 2.64 hat die Einheit $\frac{1}{s}$, der Kehrwert des Ausdrucks definiert die charakteristische Ansprechzeit des Partikels τ_P :

$$\tau_P = \frac{d_P^2 \cdot \rho_P}{18 \cdot \eta_F} \quad . \quad (2.66)$$

τ_F gibt die charakteristische Zeitskala der Strömung wieder. Diese berechnet sich allgemein aus dem Quotienten der zu durchströmenden charakteristischen Strecke der Länge L und der charakteristischen Strömungsgeschwindigkeit u_F :

$$\tau_F = \frac{L}{u_F} \quad . \quad (2.67)$$

Somit lässt sich die Stokes-Zahl darstellen als:

$$St = \frac{d_P^2 \cdot \rho_P}{\tau_F \cdot 18 \cdot \eta_F} \quad . \quad (2.68)$$

Es wird nun versucht, das Problem allgemein in dimensionsloser Form darzustellen. Dazu werden folgende dimensionslose Variablen (gekennzeichnet durch „+“) eingeführt, wobei u_{ref} eine beliebige charakteristische Referenzgeschwindigkeit ist:

$$t^+ = \frac{t}{\tau_F} \quad ; \quad u_P^+ = \frac{u_P}{u_{ref}} \quad ; \quad u_F^+ = \frac{u_F}{u_{ref}} \quad . \quad (2.69)$$

Gleichung 2.69 eingesetzt in Gleichung 2.64 ergibt den dimensionslosen Ausdruck für die Partikelbewegung:

$$\frac{du_P^+}{dt^+} = \frac{1}{St} \cdot (u_F^+ - u_P^+) = -\frac{1}{St} \cdot (u_P^+ - u_F^+) \quad . \quad (2.70)$$

Gleichung 2.70 zeigt, dass für kleine Stokes-Zahlen St das Antwortverhalten von Partikeln auf Änderungen in der Strömungsgeschwindigkeit schnell ist und umgekehrt.

Die einfachste Lösung von Gleichung 2.70 ergibt sich aus der Antwort der Partikelgeschwindigkeit Δu_P auf eine sprunghafte Änderung der Strömungsgeschwindigkeit Δu_F , wie es in Abbildung 2.23 dargestellt ist:

$$\Delta u_P = \Delta u_F \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t^+ \cdot \tau_F}{\tau_P}\right) \right] \quad (2.71)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta u_P}{\Delta u_F} = \left[1 - \exp\left(-\frac{t^+}{St}\right) \right] \quad . \quad (2.72)$$

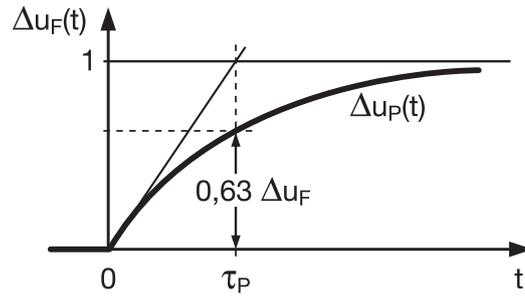


Abbildung 2.23: Antwortverhalten der Partikelgeschwindigkeit auf eine sprungartige Änderung der Strömungsgeschwindigkeit.

Gemäß dem Superpositionsansatz ließe sich nun eine gegebene Variation der Strömungsgeschwindigkeit in der Düse durch Summation von Sprungantworten darstellen, was aber ähnlich aufwendig wie die direkte numerische Lösung des Problems ist.

Um zu einer einfachen Abschätzung zu gelangen, wird die beschleunigte Düsenströmung auf einen äquivalenten Sprung abgebildet, der dieselbe charakteristische Zeitskala hat, wie die reale Strömung:

$$\tau_F = \frac{\Delta \bar{u}_F}{\bar{a}_F} \quad . \quad (2.73)$$

Hierzu sind die Geschwindigkeitsskala $\Delta \bar{u}_F$ und die Beschleunigung \bar{a}_F entsprechend ihrer integralen Mittelwerte $\Delta \bar{u}_F$ und \bar{a}_F über die Düsenlänge L definiert:

$$\Delta \bar{u}_F \equiv \frac{\int_0^L (u_F(x) - u_{F,0}) dx}{L} \quad (2.74)$$

$$\bar{a}_F \equiv \frac{\int_0^L \left(u_F \cdot \frac{du_F}{dx} \right) dx}{L} \quad .$$

Mit der so definierten Strömungszeitskala τ_F lässt sich die relative Partikelgeschwindigkeitsänderung am Ende des Strömungsfeldes für ein Teilchen der Größenklasse i berechnen. Dabei gilt die Annahme, dass das Partikel nach seiner Flugzeit $t_1 > \tau_F$ dieselbe Position wie das Fluid nach der Zeit τ_F erreicht hat.

Die unbekannte Zeit t_1 , die das Partikel benötigt, um die Länge L der Düse zu durchströmen, kann auf folgende Weise berechnet werden:

Die dimensionsbehaftete Gleichung für die Spungantwort gemäß Gleichung 2.71:

$$\frac{\Delta u_P}{\Delta u_F} = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_P}\right) \quad (2.75)$$

eingesetzt in die allgemeine Formel für die Partikelbewegung durch eine Düse mit der Länge L :

$$L = \int_0^{t_1} u_P \cdot dt \quad (2.76)$$

ergibt:

$$L = \int_0^{t_1} u_P \cdot dt = u_F \cdot \left[t_1 - \tau_P \left(1 - \exp \left(-\frac{t_1}{\tau_P} \right) \right) \right] . \quad (2.77)$$

Zur Entdimensionierung des obigen Ausdrucks für die Düsenlänge L wird die Gleichung mit dem Term $\frac{1}{u_F \cdot \tau_P}$ multipliziert und die Partikelflugzeit t_1 durch ihre dimensionslose Form t_1^+ ersetzt, so dass sich schließlich folgende Bedingung ergibt:

$$1 = \int_0^{t_1^+} \frac{u_P}{u_F} \cdot dt^+ = t_1^+ - St \left[1 - \exp \left(-\frac{t_1^+}{St} \right) \right] . \quad (2.78)$$

Gleichung 2.78 zeigt, dass die dimensionslose Partikelflugzeit t_1^+ lediglich über die Stokes-Zahl definiert ist. Die Gleichung (und damit t_1^+) lässt sich jedoch nur iterativ lösen.

Für eine schnelle Abschätzung des Partikelverhaltens wäre es vorteilhaft, die Gleichung 2.78 weiter zu vereinfachen. Es stellt sich heraus, dass sich der Verlauf der numerischen Lösung aus Gleichung 2.78 durch eine einfache Beziehung nachbilden lässt. Die dimensionslose Partikelflugzeit t_1^+ kann in Abhängigkeit von der Stokes-Zahl mit folgendem Ausdruck angenähert werden:

$$t_1^+ = \sqrt{2 \cdot St} . \quad (2.79)$$

Hieraus ergibt sich für Gleichung 2.78 nun eine einfache, analytische Beziehung.

Abbildung 2.24 zeigt den Verlauf der dimensionslosen Partikelflugzeit t_1^+ aufgetragen über der Stokes-Zahl. Für die exakte numerische Lösung gemäß Gleichung 2.78 und für die Vereinfachung gemäß Gleichung 2.79 ist die Übereinstimmung sehr gut. Die beiden Modelle liefern über einen weiten Stokes-Bereich, selbst bei kleinen St -Zahlen, annähernd die gleichen Ergebnisse.

Die vereinfachte Form für die Partikelflugzeit ermöglicht es nun, die auf die Fluidströmung bezogene relative Partikelgeschwindigkeitsänderung $\frac{\Delta u_P}{\Delta u_F}$ am Düsenaustritt explizit zu berechnen.

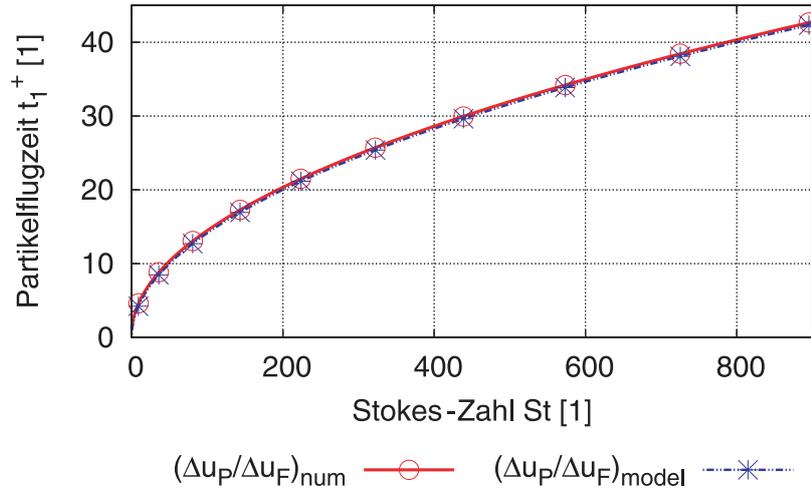


Abbildung 2.24: Vergleich der dimensionslosen Partikelflugzeit t_1^+ als Funktion der Stokes-Zahl St für die numerische Lösung „num“ nach Gleichung 2.78 und für die vereinfachte Beziehung „model“ nach Gleichung 2.79.

Gleichung 2.79 eingesetzt in Gleichung 2.72 ergibt:

$$\left(\frac{\Delta u_P}{\Delta u_F}\right)_{aus} = \left[1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{2}{St}}\right)\right]. \quad (2.80)$$

Abbildung 2.25 stellt die Ergebnisse $(\Delta u_P/\Delta u_F)_{model}$ gemäß Gleichung 2.80 für das einfache, effektive Sprungmodell über der Stokes-Zahl dar. Berechnet wird die relative Partikelgeschwindigkeit im Statordüsenring für eine Partikelklasse i . Die Stokes-Zahl wird bezüglich der Zustandseigenschaften am Turbineneintritt und mit der Strömungszeitskala gemäß Gleichung 2.73 definiert. Um die Güte der vereinfachten Berechnungsmethode beurteilen zu können, ist zudem die numerische Lösung der Differentialgleichung der Partikelbewegung für die in der Düse beschleunigte Strömung aus Gleichung 2.54 aufgetragen. Dabei wird der Geschwindigkeitsverlauf aus der gasdynamischen Betrachtung (siehe Kapitel 2.2.1.1) verwendet. Die so errechnete relative Partikelgeschwindigkeit am Austritt aus der Düse wird in Abbildung 2.25 als $(\Delta u_P/\Delta u_F)_{num}$ bezeichnet.

Wird die Einfachheit des effektiven Sprungmodells in Betracht gezogen, so stimmen die Ergebnisse aus dem vereinfachten Ansatz mit der „numerischen Lösung“ sehr gut überein. Dies gilt vor allem für kleine Stokes-Zahlen, das heißt für kleine Partikeldurchmesser d_p , die für die Erosionsbetrachtung besonders interessant sind. Mit Ausnahme des Bereichs $St < 2$ gibt das vereinfachte Modell etwas niedrigere Partikelgeschwindigkeiten und somit eine höhere Erosion an, was für die Turbinenlebensdauerabschätzung einen eher konservativen Ansatz bedeutet. Der Unterschied für die Vorhersage des Partikelfolgevermögens beider Modell nähert sich für größer werdende Stokes-Zahlen einem konstanten Wert an.

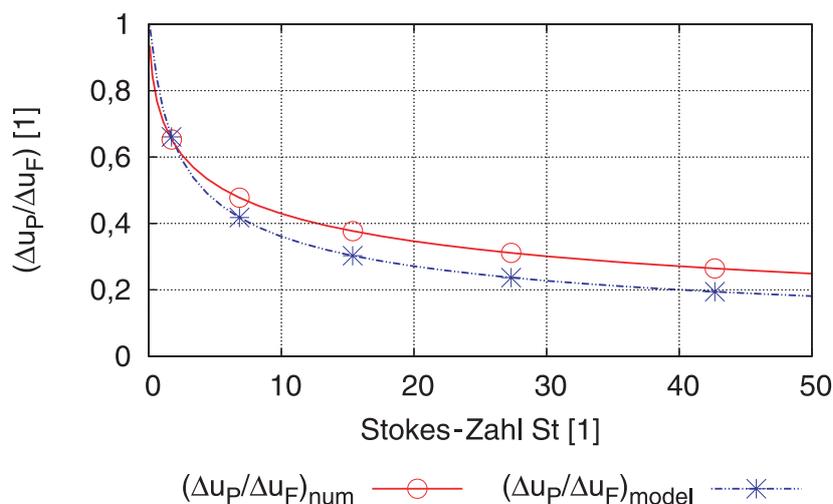


Abbildung 2.25: Verlauf der relativen Partikelgeschwindigkeitsänderung $\frac{\Delta u_P}{\Delta u_F}$ am Turbinenstatoraustritt aufgetragen über der Stokes-Zahl für die numerische Lösung „num“ und das vereinfachte, effektive Sprungmodell „model“.

Sind Leistungs- (Massenstrom \dot{m} , Druckverhältnis π , Turbineneintrittstemperatur TIT) und Geometriedaten der zu untersuchenden Gasturbine bekannt, so lässt sich das Partikelfolgevermögen durch die Turbinenstufe in guter Näherung mit diesem einfachen Modell schnell bestimmen.

2.2.1.5 Überprüfung der Plausibilität

Obwohl eine Validierung des Modells mit Experimenten nicht möglich war, konnte zumindest die Plausibilität der vereinfachten Beziehung des Partikelfolgevermögens (Gleichung 2.80) mit Hilfe eines unabhängigen Beispiels überprüft werden. In ihrer Veröffentlichung vom Jahr 1976 präsentieren Clevenger und Tabakoff [1976] eine Erosionsanalyse für eine geometrisch ähnliche Radialturbine. Ihre Berechnungen zeigen, dass Partikel mit einem Durchmesser von $d_{P,CT} = 21 \mu\text{m}$ am Turbinenrotoreintritt etwa 50 % der Eintrittsgeschwindigkeit der Gasströmung besitzen. Unter Verwendung der publizierten Daten in ihrem Bericht, kann die hier vorgeschlagene Vorgehensweise demonstriert werden.

In ihrer Publikation geben die Autoren Informationen über die Geometrie des Düsenrings. So kann aus Abbildung 11 von Clevenger und Tabakoff [1976] die Düsenlänge $L \approx 0,06 \text{ m}$ ermittelt werden. Zudem sind die Gasgeschwindigkeiten am Düseneinlass $u_1 \approx 38 \text{ m/s}$ ($Ma_1 = 0,125$) sowie am Eintritt in den Rotor $u_2 \approx 245 \text{ m/s}$ ($Ma_2 = 0,886$) aus Abbildung 2 von Clevenger und Tabakoff [1976] abzulesen. Ihre Eintrittsbedingungen beziehen sich auf die Normalbedingungen, d.h. 288 K und 1013 mbar. Somit lässt sich die dynamische Viskosität $\eta_F \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ bestimmen. Als Partikeldichte wird die von Siliziumdioxid SiO_2 mit $\rho_P \approx 2200 \text{ kg/m}^3$ verwendet.

Die Beschleunigung der Gasphase a_F auf dem Weg durch die Düse wird linear angenähert:

$$a_F = u \cdot \frac{du}{dx} \approx \frac{1}{2} \cdot (u_2 + u_1) \cdot \frac{\Delta u_F}{L} \approx \frac{1}{2} \cdot (u_2 + u_1) \cdot \frac{u_2 - u_1}{L} . \quad (2.81)$$

Die Abschätzung für die charakteristische Strömungszeitskala τ_F berechnet sich zu:

$$\tau_F = \frac{\Delta u_F}{a_F} = \frac{u_2 - u_1}{a_F} \approx 4,2 \cdot 10^{-4} \text{ s} . \quad (2.82)$$

Ebenso kann die relative Änderung der Partikelgeschwindigkeit unter der Annahme, dass das Partikel am Düseneinlass dieselbe Geschwindigkeit wie die Strömung ($u_{P,1} \stackrel{!}{=} u_1$) und 50 % der Strömungsgeschwindigkeit am Turbinenrotoreintritt ($u_{P,2} = 0,5 \cdot u_2$) hat, berechnet werden:

$$\frac{\Delta u_P}{\Delta u_F} = \frac{0,5 \cdot u_2 - u_1}{u_2 - u_1} \approx 0,4 . \quad (2.83)$$

Dieser Wert in Gleichung 2.80 eingesetzt ergibt eine Stokes-Zahl von $St = 7,4$. Wird die Stokes-Zahl St nach dem Partikeldurchmesser d_P umgeformt und werden die weiteren Daten in der Formel eingesetzt, so lässt sich der entsprechende Partikeldurchmesser d_P berechnen:

$$d_P = \sqrt{St \cdot \frac{\tau_F \cdot 18\eta_F}{\rho_P}} \approx 22 \text{ } \mu\text{m} . \quad (2.84)$$

Dieses Ergebnis stimmt sehr gut mit dem von Clevenger und Tabakoff angegebenen Partikeldurchmesser von $d_{P,CT} = 21 \text{ } \mu\text{m}$ überein.

Wenn auch dieses Beispiel keine Validierung des Modells ist, zeigt es doch, dass die vorgestellte vereinfachte Vorgehensweise zur Abschätzung der Partikelgeschwindigkeit vernünftige Ergebnisse liefert.

2.2.2 Pebble-Heater-Technologie

2.2.2.1 Aufbau und Funktionsweise des Pebble-Heaters

Der Pebble-Heater ist ein radial durchströmter Schüttgutregenerator, der ähnlich wie ein instationär betriebener Gegenstrom-Wärmetauscher funktioniert. Abbildung 2.26 zeigt den schematischen Aufbau eines Pebble-Heaters. In der vorliegenden Anwendung übernimmt er die Aufgabe als Wärmespeicher und -übertrager, der die Gasturbine mit heißer

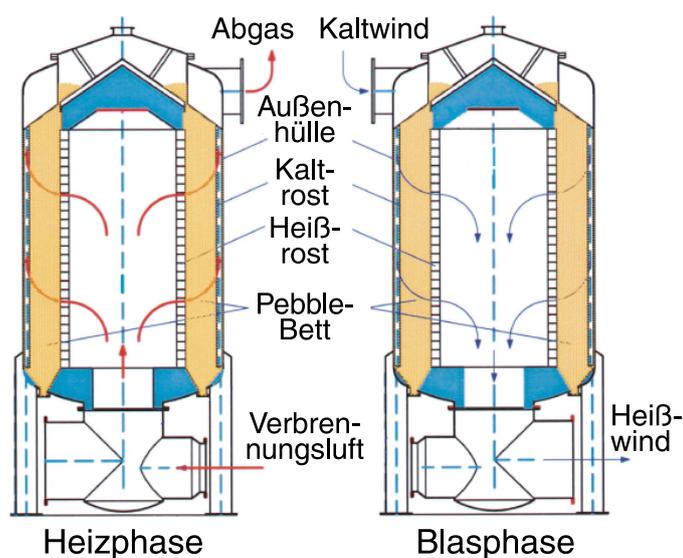


Abbildung 2.26: Darstellung des Pebble-Heater-Aufbaus mit der Heiz- und Blasphase (Abbildungsschema von ATZ Entwicklungszentrum).

Luft versorgt. Als Speichermedien können verschiedene Schüttgüter zum Einsatz kommen. In diesem Fall werden Aluminiumoxid-Kugeln (Al_2O_3) mit einem Durchmesser von etwa $d_{P,\text{Al}_2\text{O}_3} \approx 5$ mm verwendet. Das Schüttgut wird von zwei zylinderförmigen, konzentrisch angeordneten Rostgittern gehalten, so dass sich ein ringförmiges Schüttgutbett ergibt. Der innere Rost wird als Heißrost und der äußere als Kaltrost bezeichnet. Umschlossen wird der Pebble-Heater von einer Stahlhülle. Diese muss für die Anwendung mit der Gasturbine zusätzlich die Aufgabe eines Druckbehälters übernehmen.

Die Eigenart eines Regenerators ist sein zyklischer Betrieb, bei dem er zeitlich getaktet be- und entladen wird. Dabei durchläuft der Pebble-Heater folgende vier Zustände:

1. Die atmosphärische Heizphase (linkes Bild in Abbildung 2.26). Das heiße Abgas aus der externen atmosphärischen Biomassefeuerung (Verbrennungsluft) gelangt von unten in den Pebble-Heater und strömt von innen radial nach außen durch das ringförmig angeordnete Schüttgutbett, das dabei aufgeheizt wird.
2. Die Standbyphase. Der Pebble-Heater ist aufgeheizt und bereit für den Entladevorgang (Blasphase) mit der Gasturbine. Kurz vor dem Umschalten wird er mittels Verdichterluft der Gasturbine bereits unter Druck gesetzt, um einen harmonischen Betriebswechsel zu erlangen.
3. Die Blasphase (rechtes Bild in Abbildung 2.26). Die kalte Kompressorluft der Gasturbine (Kaltwind) durchströmt nun in umgekehrter Richtung das Schüttgutbett radial von außen nach innen und nimmt die Wärme aus dem Schüttgut unter konstantem Betriebsdruck auf. Mit dieser Heißluft (Heißwind) wird die Gasturbine versorgt.

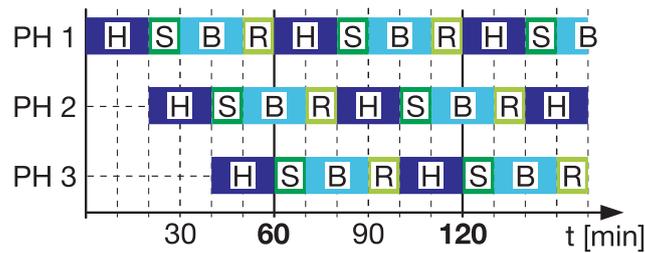


Abbildung 2.27: Zyklen der einzelnen Pebble-Heater-Betriebsphasen. H: Heizphase; S: Standbyphase; B: Blasphase; R: Reinigungsphase.

- Die Reinigungsphase. Zunächst wird eine Druckentlastung des entladenen Pebble-Heaters durchgeführt. Abgasbestandteile aus der Feuerung lagern sich im Schüttmaterial ab, womit die Gefahr der Verblockung oder des Verklebens des Schüttguts besteht, was unter anderem auch eine mechanische Belastung für die Roste bedeutet. Dieses Problem wird durch eine moderate, periodisch getaktete Bewegung (diskontinuierliche Umförderung und Reinigung) der Schüttung umgangen.

Für einen kontinuierlichen Betrieb, der im Zusammenspiel mit der Gasturbine zwingend notwendig ist, werden drei baugleiche Pebble-Heater verwendet. Die Heiz- und Blasphasen haben hierbei jeweils eine Dauer von 20 min, während die Standby- und Reinigungsphasen zusammen einen Zeitraum von 20 min einnehmen, wie Abbildung 2.27 zeigt.

Die entscheidenden Vorteile dieses Regeneratortyps sind sein extrem hoher Wirkungsgrad zur Wärmerückgewinnung, seine Unempfindlichkeit gegenüber hohen Konzentrationen an korrosiven Bestandteilen, die typischerweise auch im Abgas einer Biomasseverbrennung auftreten, und seine guten partikelfilternden Eigenschaften.

Abbildung 2.28 zeigt schematisch das sich radial über das Schüttbett der Dicke B des Pebble-Heaters ausbildende Temperaturprofil zu unterschiedlichen Zeitpunkten. Die Daten wurden mithilfe des in Modelica programmierten Pebble-Heater-Modells generiert. Das Temperaturprofil weist einen „S“-förmigen Verlauf radial über der Schüttung auf. Abhängig von der Betriebsphase des Pebble-Heaters wandert das Temperaturprofil durch das Kugelbett – beim Beladen schiebt es sich radial nach außen (Wärmeübertragung an Schüttung), beim Entladen entsprechend nach innen (Wärme wird an den Luftstrom abgegeben). Der Pebble-Heater wird so betrieben, dass die Temperaturänderungen am Heiß- (R_i) und Kaltrost (R_a) möglichst gering sind. Dies hat zum einen den Vorteil, dass die zyklische Beanspruchung der Roste gering gehalten wird, und dass zum anderen annähernd konstante Heißlufttemperaturen für die Gasturbine sichergestellt werden können. Der Arbeitsbereich des Pebble-Heaters in Verbindung mit der Mikroturbine wird zeitlich gesteuert (20 min). Der schraffierte Bereich zwischen den Linien bei 80 min und 100 min stellt das Arbeitsgebiet des Pebble-Heaters dar, bei dem am Kalt- und Heißrost stets konstante Temperaturen vorherrschen. Wird der Regenerator aufgeheizt, so verschiebt sich das Profil nach rechts zur roten Linie hin, beim Entladen

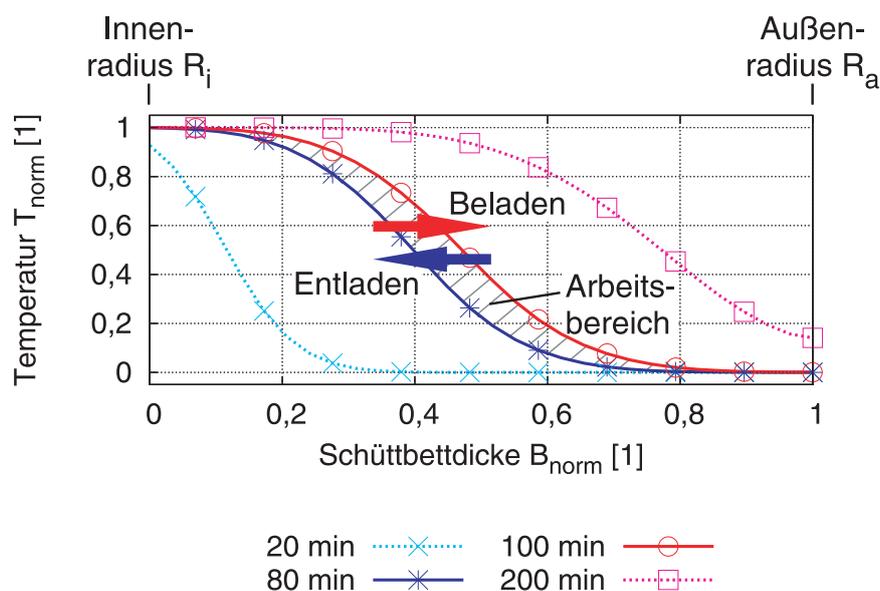


Abbildung 2.28: S-förmiges Temperaturprofil radial über die Pebble-Heater-Schüttung zu unterschiedlichen Zeitpunkten, erstellt mit dem Pebble-Heater-Modell in Modelica. Darstellung des Arbeitsbereichs für die Heiz- und Blasphase mit konstanten Temperaturen an Innen- und Außenrost.

(über die Gasturbine) verläuft der Prozess umgekehrt bis zum Erreichen der blauen Linie. Die anderen Linien sollen exemplarisch die Ausbildung des Temperaturprofils außerhalb des regulären Betriebsbereiches zu verschiedenen Zeitpunkten, ausgehend von einem kalten Pebble-Heater mit konstanten $15\text{ }^{\circ}\text{C}$, zeigen. Die türkise Linie zeigt die Temperaturen in der Schüttung für die Heizphase nach 20 min. Nach dieser Zeit hat der Heißrost 94 % der Zieltemperatur erreicht. Die pinkfarbene Linie bei 200 min stellt den Fall dar, bei dem die Schüttung zu lange aufgeheizt wurde, so dass die Temperatur am Kaltrost die reguläre Betriebstemperatur überschritten hat. Abbildung 2.28 verdeutlicht, dass der Pebble-Heater, abhängig von seiner radialen Schütttdicke und den Betriebsbedingungen (Massenströme und Temperaturen), zunächst auf das richtige Temperaturprofil (Linie bei 100 min) aufgeheizt werden muss, bevor er mit konstanten Temperaturen an Innen- (R_i) und Außenradius (R_a) betrieben werden kann. Zudem sind die Blas- sowie die Heizphasen zeitlich exakt einzustellen, um konstante Bedingungen gewährleisten zu können.

Die in Abbildung 2.28 gezeigten Temperaturprofile sind als idealisiert anzusehen. In Realität sind die Temperaturen an Kalt- und Heizrost über die Be- und Entladezyklen nicht völlig konstant. Es kann zu Temperaturschwankungen von bis zu etwa $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ kommen. Derartige Einflüsse wirken sich auf die Leistungsabgabe der Gasturbine aus und könnten Instabilitäten im Anlagenbetrieb zur Folge haben.

2.2.2.2 Thermodynamische Betrachtung des Pebble-Heaters

Herleitung und Vereinfachung der Gleichungen Die Wärmetransportvorgänge in durchströmten Schüttungen erfolgen allgemein über die Mechanismen Konvektion, Wärmeleitung und Wärmestrahlung. Im Folgenden wird die thermodynamische Beschreibung des Systems in differentieller Form vorgestellt, auf dessen Basis die im Modell abgebildete Differenzen-Schreibweise abgeleitet werden kann.

Ausgangspunkt ist die allgemeine Energiegleichung nach Jischa [1982]:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot e) = - \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho \cdot v_k \cdot e + q'_k + p \cdot v_k) + \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} \cdot f_{j,\alpha} \cdot v_{j,\alpha} \quad , \quad (2.85)$$

wobei e ¹⁰⁾ die spezifische Gesamtenergie (Summe der inneren und kinetischen Energie), p der Druck- und q' der Wärmequellterm im System sind. Der Term $\sum_{\alpha} (\rho_{\alpha} \cdot f_{j,\alpha} \cdot v_{j,\alpha})$ stellt die verrichtete Arbeit der Volumenkräfte¹¹⁾ dar und kann für die weiteren Betrachtungen aufgrund des geringen Einflusses vernachlässigt werden.

Wird neben der potentiellen Energie e_{pot} , die als Leistung der Volumenkraft im rechten Term der Gleichung 2.85 berücksichtigt ist, zusätzlich die kinetische Energie e_{kin} aufgrund der geringen Strömungsgeschwindigkeiten im Pebble-Heater vernachlässigt, so lässt sich die Gleichung 2.85 auch darstellen als:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho \cdot c_v \cdot T] = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} [\rho \cdot v_k \cdot c_p \cdot T]}_{\textcircled{1}} - \frac{\partial}{\partial x_k} (q'_k) + v_k \cdot \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x_k}}_{\textcircled{2}} \quad . \quad (2.86)$$

Integriert über ein finites Volumen dV schreibt sich Gleichung 2.86 als:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta V} (\rho \cdot c_v \cdot T) dV}_{\frac{\partial U}{\partial t}} = - \underbrace{\int_A (\rho \cdot c_p \cdot T \cdot v_k \cdot n_k) dA}_{-\dot{H}_{aus} + \dot{H}_{ein}} - \underbrace{\int_A (q_k \cdot n_k) dA}_{-\dot{Q}_{aus} + \dot{Q}_{ein}} + \underbrace{\int_{\Delta V} \left(v_k \cdot \frac{\partial p}{\partial x_k} \right) dV}_{\textcircled{Z}} \quad , \quad (2.87)$$

wobei U ¹²⁾ die innere Energie des Festkörpers (FK) und der Gasphase (G), \dot{H} ¹³⁾ den Enthalpiestrom und \dot{Q} die Wärmeströme im System darstellen.

10) $de = du + de_{kin}$ mit $u = c_v \cdot T$ und $e_{kin} = \frac{1}{2} \cdot v_j \cdot v_j$

11) Volumen- oder Massenkräfte sind unter anderem Schwerkraft, Zentrifugalkraft, elektrische und magnetische Kräfte (Zierep [1997])

12) Energetische Zustandsgleichung der spezifischen inneren Energie in allgemeiner, differentieller Form:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad \text{mit} \quad U = m \cdot u = u(T, v).$$

13) Energetische Zustandsgleichung der spezifischen Enthalpie in allgemeiner, differentieller Form:

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp \quad \text{mit} \quad \dot{H} = \dot{m} \cdot h = h(T, p).$$

Dies entspricht der aus der Thermodynamik bekannten Gleichung für die Energiebilanz mit einem zusätzlichen Druckterm ②:

$$\Rightarrow \frac{\partial U}{\partial t} = -\dot{H}_{aus} + \dot{H}_{ein} - \dot{Q}_{aus} + \dot{Q}_{ein} + \int_{\Delta V} \left(v_k \cdot \frac{\partial p}{\partial x_k} \right) dV \quad . \quad (2.88)$$

Um den Einfluss des Druckterms ② beurteilen zu können, werden die beiden Terme ① und ② in Gleichung 2.86 miteinander verglichen:

$$\frac{\textcircled{2}}{\textcircled{1}} = \frac{v \cdot \Delta p}{\rho \cdot v \cdot c_p \cdot \Delta T} = \frac{\Delta p}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta T} \quad . \quad (2.89)$$

Werden für das Pebble-Heater-System repräsentative Werte eingesetzt, so zeigt Gleichung 2.89, dass die Größenordnung des Terms ② lediglich 0,25 % von Term ① beträgt.

Selbst für den Extremfall des Blow-Off-Szenarios lässt sich der Einfluss des Druckterms ② mit weniger als 2 % abschätzen, weshalb dieser in sehr guter Näherung vernachlässigt werden kann:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\dot{H}_{aus} + \dot{H}_{ein} - \dot{Q}_{aus} + \dot{Q}_{ein} \quad . \quad (2.90)$$

Heterogenes Kontinuumsmodell – Abbildung des Pebble-Heaters Zur allgemeinen Beschreibung des Pebble-Heaters kommt das heterogene Kontinuumsmodell zum Einsatz, bei dem das durchströmte Schüttbett in zwei separate Phasen, der Feststoff- (FK) und der Gasphase (G), aufgeteilt wird. Durch die Trennung der Phasen ist es möglich, unterschiedliche Temperaturen für die beiden Phasen anzusetzen. Es werden nun die Energieflüsse im heterogenen System für den Festkörper (FK) und den Luftstrom (G) bilanziert. Da es sich beim Pebble-Heater um ein radial durchströmtes Festbett handelt, werden im Folgenden die Gleichungen in 1-dimensionalen Zylinderkoordinaten dargestellt. Abbildung 2.29 zeigt ein Kreisringsegment als Kontrollvolumen der Dicke dr und der Höhe H an der Stelle r , das radial durchströmt wird. Als Wärmeströme sind die radiale Wärmeleitung und Strahlung sowie der Wärmeübergang zwischen den beiden Phasen \dot{Q}_{FG} angesetzt. In der Gasphase findet zusätzlich der Enthalpietransport durch Konvektion statt. Die zeitliche Änderung der gespeicherten inneren Energie des Volumenelements ist ebenfalls dargestellt.

Aus der vereinfachten Form der Gleichung 2.86 ergeben sich mit $q_k = -\Lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r}$ daher folgende Bilanzgleichungen für die beiden Phasen am differentiellen Element.

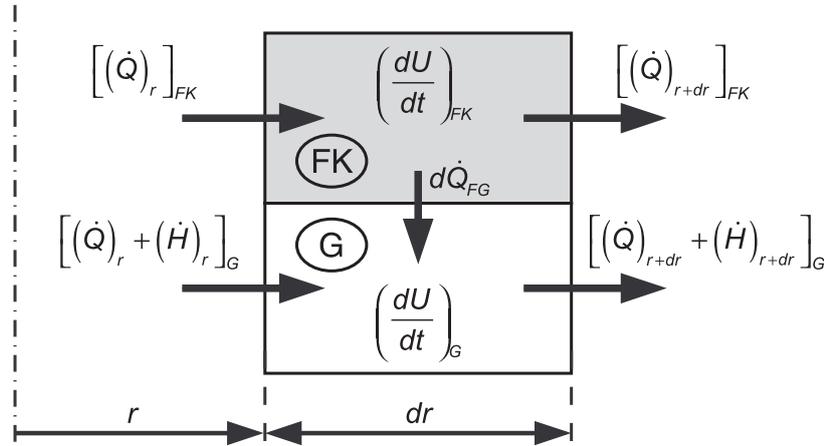


Abbildung 2.29: Energieflüsse in einem Kreisringsegment-System bestehend aus Festkörper (FK) und Gasphase (G) bei radialer Durchströmung.

Gasphase G:

$$\begin{aligned} \psi \cdot \frac{\partial}{\partial t} [\rho_G \cdot c_{v,G} \cdot T_G] = & -\psi \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} [r \cdot \rho_G \cdot v \cdot c_{p,G} \cdot T_G] \\ & + \frac{\psi}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \Lambda_G \cdot \frac{\partial T_G}{\partial r} \right] + \frac{d\dot{Q}_{FG}}{dV} \quad , \end{aligned} \quad (2.91)$$

Festkörper FK:

$$(1 - \psi) \cdot \frac{\partial}{\partial t} [\rho_{FK} \cdot c_{FK} \cdot T_{FK}] = 0 + \frac{(1 - \psi)}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \Lambda_{FK} \cdot \frac{\partial T_{FK}}{\partial r} \right] - \frac{d\dot{Q}_{FG}}{dV} \quad . \quad (2.92)$$

Ψ ¹⁴⁾ ist hierbei die Porosität der Schüttung, Λ die effektive Wärmeleitfähigkeit der jeweiligen Phase und \dot{Q}_{FG} der konvektive Wärmeübergang zwischen der Feststoff- und Gasphase.

Bei den beiden Gleichungssystemen sind der Wärmetransport \dot{Q}_{FG} sowie die effektiven Wärmeleitfähigkeiten Λ der Feststoff- und Gasphase unbekannt. Die Transportkoeffizienten Λ werden als effektiv bezeichnet, da neben der Strahlung auch die Struktur eines Festbetts Einfluss auf den Wärmetransport hat.

14) $\Psi = \frac{V_G}{V_{ges}} = \frac{V_G}{V_G + V_{FK}}$

Die Energiebilanz über das Gesamtsystem wird durch Addition der Gleichungen 2.91 und 2.92 beschrieben mit:

$$\begin{aligned}
 & \psi \cdot \frac{\partial}{\partial t} [\rho_G \cdot c_{v,G} \cdot T_G] + (1 - \psi) \cdot \frac{\partial}{\partial t} [\rho_{FK} \cdot c_{FK} \cdot T_{FK}] = \\
 = & -\frac{\psi}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} [r \cdot \rho_G \cdot v \cdot c_{p,G} \cdot T_G] + \frac{\psi}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \Lambda_G \cdot \frac{\partial T_G}{\partial r} \right] + \\
 & + \frac{(1 - \psi)}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \Lambda_{FK} \cdot \frac{\partial T_{FK}}{\partial r} \right] . \quad (2.93)
 \end{aligned}$$

Die Gleichung 2.93 zeigt, dass zur Lösung des Systems unterschiedliche Temperaturgradienten für die beiden Phasen ($\frac{\partial T_G}{\partial r}$ und $\frac{\partial T_{FK}}{\partial r}$) anzusetzen sind, wodurch der Gleichungssatz komplexer wird.

Vereinfachung des heterogenen Kontinuumsmodells Um eine Simplifizierung der Gleichung 2.93 zu erreichen, werden im Folgenden der konvektive Wärmeübergang \dot{Q}_{FG} zwischen der Feststoff- und Gasphase betrachtet und hieraus die Temperaturunterschiede der beiden Phasen $\Delta \bar{T}_{FG}$ abgeschätzt. Im Anhang C.1 findet sich eine entsprechende Darstellung der Berechnungen.

Für anlagentypische Werte des in der vorliegenden Arbeit untersuchten Pebble-Heater-Systems ergibt sich schließlich ein maximaler Temperaturunterschied $\Delta \bar{T}_{FGmax}$ zwischen der Feststoff- und der Gasphase am Austritt aus dem Pebble-Heater von:

$$\Rightarrow \Delta \bar{T}_{FGmax} = 8,5 \text{ K} . \quad (2.94)$$

Dies bedeutet, dass die beiden Phasen in etwa die gleichen Temperaturen aufweisen und der Wärmeübergangskoeffizient zwischen diesen vernachlässigt werden kann:

$$\Rightarrow T_{FK} \approx T_G \stackrel{!}{=} T . \quad (2.95)$$

Das Gleichungssystem 2.93 für die Energieflüsse vereinfacht sich so zu einem Gleichungssatz, mit dem die Wärmetransportvorgänge in Abhängigkeit lediglich eines gemeinsamen Temperaturgradientens $\frac{\partial T}{\partial r}$ für den Festkörper und den Gasstrom beschrieben werden können:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} \left[(\psi \cdot \rho_G \cdot c_{v,G} + (1 - \psi) \cdot \rho_{FK} \cdot c_{FK}) \cdot T \right] = \\
 = & -\frac{\psi}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} [r \cdot \rho_G \cdot v \cdot c_{p,G} \cdot T] + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[(r \cdot \psi \cdot \Lambda_G + r \cdot (1 - \psi) \cdot \Lambda_{FK}) \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right] . \quad (2.96)
 \end{aligned}$$

Homogenes Kontinuumsmodell – vereinfachte Abbildung des Pebble-Heaters

Trotz der Vereinfachung gestaltet sich die mathematische Beschreibung der einzelnen Prozesse für ein gasdurchströmtes Festbett und die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeiten für die Feststoff- Λ_{FK} und Gasphase Λ_G schwierig. Aus diesem Grund kommt eine modellhafte Darstellung der Mechanismen im Schüttgut zum Einsatz, die in der Literatur als homogenes Kontinuumsmodell (VDI-Wärmeatlas [2002b], Bauer [2001]) bezeichnet wird. Die beiden Phasen werden hierbei zu einer gemeinsamen, kontinuierlichen, pseudo-homogenen Phase zusammengefasst. Dies bedeutet, dass beim homogenen Modell angenommen wird, dass Gas- und Feststoffphase am jeweiligen Ort stets die gleiche Temperatur haben. Zur Abbildung der darin ablaufenden Wärmetransportvorgänge kann eine effektive Wärmeleitfähigkeit Λ_{Bett} in der fiktiven quasi-homogenen Phase über die gebräuchlichen Zusammenhänge der Wärmelehre definiert werden. Anhang C.2 geht auf das Verfahren zur Beschreibung der effektiven Koeffizienten näher ein.

Mit Hilfe dieses Ansatzes lässt sich Gleichung 2.96 wie folgt darstellen:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left[(\psi \cdot \rho_G \cdot c_{v,G} + (1 - \psi) \cdot \rho_{FK} \cdot c_{FK}) \cdot T \right]}_{\textcircled{1}} =$$

$$= - \underbrace{\frac{\psi}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \rho_G \cdot v \cdot c_{p,G} \cdot T \right]}_{\textcircled{2}} + \underbrace{\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \Lambda_{Bett} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right]}_{\textcircled{3}} \quad (2.97)$$

Das System wird mit Hilfe der Finiten-Volumen-Methode beschrieben, bei der die Erhaltungsgleichungen der Energieflüsse $\textcircled{1}$ bis $\textcircled{3}$ der Gleichung 2.97 durch Integration über die Kontrollvolumina gelöst werden (Noll [1993]). Hierfür wird das Schüttgutbett in n äquidistante Zylinderschalelemente der Höhe H unterteilt. Abbildung 2.30 zeigt die Bilanzierung des i -ten Kreisringsegments mit:

$$\Delta V_i = \pi \cdot (r_{k+1}^2 - r_k^2) \cdot H \quad (2.98)$$

und seinen benachbarten Zellen $i - 1$ und $i + 1$. Die Flüsse im System werden an den Grenzen des Kontrollvolumens bestimmt und mit dem Index k gekennzeichnet. Die Berechnung der jeweiligen Zustandsvariablen findet hingegen in der Mitte der einzelnen Segmente i statt.

Die Berechnung des diffusiven Anteils des Energieflusses durch eine Zelle erfolgt über den Zentralfdifferenzen-Ansatz. Die weiteren Transportmechanismen werden mit Hilfe des „Upwind“-Verfahren formuliert. Dabei werden die Größen des unmittelbar stromaufliegenden Nachbarvolumens verwendet, was bei der Programmierung in Bezug auf die Strömungsrichtung beachtet werden muss. Die Anwendung des Upwind-Verfahrens

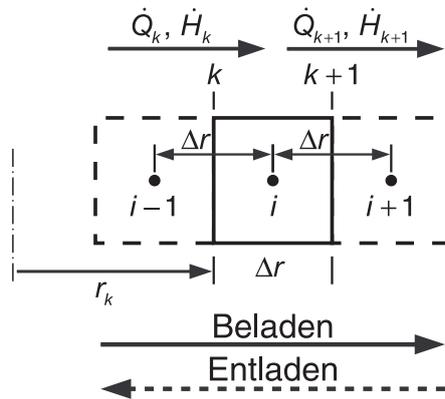


Abbildung 2.30: Abbildung des Pebble-Heaters in Modelica. Bilanzen an einem i -ten finiten Volumenelement.

verbessert in der Regel die Stabilität bei Simulationen mit konvektiven Transportvorgängen. Im Folgenden werden die Terme ① bis ③ bei einer Strömung von innen nach außen, also für die Konvention des Aufheizfalls, gemäß Abbildung 2.30 betrachtet:

Term ① – innere Energie:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta V_i} [\underbrace{\psi \cdot \rho_G \cdot c_{v,G}}_{\text{a}} + \underbrace{(1 - \psi) \cdot \rho_{FK} \cdot c_{FK}}_{\text{b}}] \cdot T \cdot dV &= \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial (m \cdot u)}{\partial t} = m \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial m}{\partial t} = \\ \psi \cdot \rho_{G,i} \cdot \frac{\partial (c_{v,G,i} \cdot T_i)}{\partial t} \cdot \Delta V_i + (1 - \psi) \cdot \rho_{FK,i} \cdot \frac{\partial (c_{FK,i} \cdot T_i)}{\partial t} \cdot \Delta V_i + c_{v,G,i} \cdot T_i \cdot \underbrace{\frac{\partial \rho_{G,i}}{\partial t} \cdot \Delta V_i \cdot \psi}_{\text{c}} &, \end{aligned} \quad (2.99)$$

wobei mit $c_{FK} \approx \text{konst.}$ der Vergleich der beiden Terme ①/② = 0,1% zeigt, dass Term ① einen geringen Einfluss nimmt und in guter Näherung vernachlässigt werden könnte.

Wird für den Term ③ die Kontinuitätsgleichung angewendet, so lässt sich Gleichung 2.99 schreiben als:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta V_i} [\psi \cdot \rho_G \cdot c_{v,G} + (1 - \psi) \cdot \rho_{FK} \cdot c_{FK}] \cdot T \cdot dV &= \\ = \psi \cdot \rho_{G,i} \cdot c_{v,G,i} \cdot \Delta V_i \cdot \frac{\partial T_i}{\partial t} + (1 - \psi) \cdot \rho_{FK,i} \cdot c_{FK,i} \cdot \Delta V_i \cdot \frac{\partial T_i}{\partial t} + c_{v,G,i} \cdot T_i \cdot (\dot{m}_k - \dot{m}_{k+1}) &. \end{aligned} \quad (2.100)$$

Term ② – Enthalpiestrom:

$$\begin{aligned}
 & - \int_{\Delta V_i} \frac{\psi}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} [r \cdot \rho_G \cdot v \cdot c_{p,G} \cdot T] \cdot dV \quad \text{mit } dV = \underbrace{2 \cdot \pi \cdot r \cdot H \cdot dr}_{\cong} \\
 & = - \int_{r_k}^{r_{k+1}} \psi \cdot 2 \cdot \pi \cdot H \cdot \frac{\partial}{\partial r} [r \cdot \rho_G \cdot v \cdot c_{p,G} \cdot T] \cdot dr = \\
 & = - \left[\underbrace{\psi \cdot 2 \cdot \pi \cdot H \cdot r \cdot \rho_G \cdot v \cdot c_{p,G} \cdot T}_{\substack{A_G \\ \dot{m}}} \right]_{r_k}^{r_{k+1}} = \\
 & = \dot{m}_k \cdot \bar{c}_{p,k} \cdot T_k - \dot{m}_{k+1} \cdot \bar{c}_{p,k+1} \cdot T_{k+1} \quad .
 \end{aligned} \tag{2.101}$$

Wie bereits erwähnt, wird zur Berechnung der Temperatur T_k aus T_{i-1} und T_i der Upwind-Ansatz verwendet:

$$- \text{MAX} [-\dot{m}_k \cdot \bar{c}_{p,k} \cdot T_i; 0] + \text{MAX} [\dot{m}_k \cdot \bar{c}_{p,k} \cdot T_{i-1}] = \dot{m}_k \cdot c_{p,k} \cdot T_k \quad , \tag{2.102}$$

während sich die Wärmekapazität $\bar{c}_{p,k}$ an der Stelle k berechnet aus:

$$\bar{c}_{p,k} = \frac{(c_{p,i} + c_{p,i-1})}{2} \quad . \tag{2.103}$$

In analoger Weise kann auch die Temperatur T_{k+1} dargestellt werden.

Term ③ – effektive Wärmeleitung:

$$\begin{aligned}
 & \int_{\Delta V_i} \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \Lambda_{Bett} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right] \cdot dV = \\
 & = \int_{r_k}^{r_{k+1}} 2 \cdot \pi \cdot H \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \Lambda_{Bett} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right] \cdot dr = \\
 & = \left[\Lambda_{Bett} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot H \right]_{r_k}^{r_{k+1}} = \\
 & = \Lambda_{Bett,k+1} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{k+1} \cdot A_{k+1} - \Lambda_{Bett,k} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_k \cdot A_k \quad ,
 \end{aligned} \tag{2.104}$$

wobei gilt:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_k \cong \frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta r} = \frac{T_i - T_{i-1}}{r_i - r_{i-1}} \quad \text{und} \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{k+1} \cong \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta r} = \frac{T_{i+1} - T_i}{r_{i+1} - r_i} . \quad (2.105)$$

Hieraus ergibt sich für Gleichung 2.104 letztlich:

$$\begin{aligned} \int_{\Delta V_i} \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \Lambda_{Bett} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right] \cdot dV &= \\ &= \Lambda_{Bett,k+1} \cdot \frac{T_{i+1} - T_i}{r_{i+1} - r_i} \cdot A_{k+1} - \Lambda_{Bett,k} \cdot \frac{T_i - T_{i-1}}{r_i - r_{i-1}} \cdot A_k , \end{aligned} \quad (2.106)$$

mit

$$A_k = 2 \cdot \pi \cdot H \cdot r_k \quad \text{und} \quad A_{k+1} = 2 \cdot \pi \cdot H \cdot r_{k+1} . \quad (2.107)$$

Diese Methodik ermöglicht die Beschreibung des Pebble-Heaters in allgemeiner Form, auf die auch Engelhard [2006] zur Darstellung der Aufheiz- und Entladevorgänge der quasi-stationär betriebenen Schüttgutregeneratoren zurückgreift.

Im Folgenden soll der Gleichungssatz zur Abbildung des Pebble-Heaters in Modelica aufgelistet werden. Für weiterführende Informationen sei an dieser Stelle auf den Anhang C und die Arbeit von Engelhard [2006] verwiesen.

2.2.2.3 Modellierung des Pebble-Heaters in Modelica

Das dynamische Pebble-Heater-Modell wurde in der Simulationssprache Modelica unter den nachstehenden Annahmen formuliert:

- ▷ Der Kalt- und Heißrost bleiben in der Bilanzierung des Pebble-Heaters unberücksichtigt.
 - Ausschließlich die Wärmeströme in der Schüttung zwischen Kalt- und Heißrost werden in der Bilanzgleichung betrachtet.
- ▷ Das Schüttgutbett des Pebble-Heaters wird nur in radialer Richtung durchströmt und der Gasmassenstrom verteilt sich gleichmäßig über die Querschnittsfläche der Schüttung. Es wird zudem nur radialer Wärmetransport angenommen.
 - Keine Winkelabhängigkeit ($\partial/\partial\varphi \approx 0$) und keine Abhängigkeit in axialer Richtung des Schüttguts ($\partial/\partial z \approx 0$).
 - ⇒ Eindimensionale Modellierung des rotationssymmetrischen Systems. Die Diskretisierung erfolgt nur in radialer Richtung.

- ▷ Die Temperaturunterschiede zwischen Feststoff- und Gasphase sind aufgrund der niedrigen Durchströmgeschwindigkeiten im Regenerator vernachlässigbar.
→ Die Verwendung des homogenen Modells (Martin [1978]) ist gerechtfertigt.
- ▷ Der Pebble-Heater ist wegen seines Aufbaus selbstisolierend. Lediglich die auftretenden Abgasverluste werden bilanziert, Wärmeverluste über die Außenhaut bleiben unberücksichtigt.
→ Der Pebble-Heater wird als adiabates System angenähert.
- ▷ Die Temperatur im Schüttgutbett unterschreitet den Taupunkt nicht.
→ Der Massenstrom ist im stationären Betrieb über die gesamte Schüttung konstant (Engelhard [2006]).
- ▷ Die Druckverluste sind gegenüber dem absoluten Druck sehr gering.
→ Der Druck ist für die Berechnung des Temperaturprofils über dem Schüttgut konstant.

Um dynamische Simulationen der Gesamtanlage in Modelica durchführen zu können, wurden für die Darstellung des Pebble-Heaters die Gleichungssysteme der instationären Energiebilanz ($\rightarrow T$) sowie der Massen- ($\rightarrow \dot{m}$) und Impulsbilanz ($\rightarrow p$) in Differenzenform implementiert.

Die instationäre Energiebilanz ergibt sich nach den Gleichungen 2.100, 2.101 und 2.106 aus Kapitel 2.2.2.2 zu ¹⁵⁾:

$$\begin{aligned} & \dot{m}_k \cdot \bar{c}_{p,k} \cdot T_k - \dot{m}_{k+1} \cdot \bar{c}_{p,k+1} \cdot T_{k+1} + \\ & \quad + \Lambda_{Bett,k} \cdot \left(\frac{T_i - T_{i-1}}{r_i - r_{i-1}} \right) \cdot A_k - \Lambda_{Bett,k+1} \cdot \left(\frac{T_{i+1} - T_i}{r_{i+1} - r_i} \right) \cdot A_{k+1} = \\ & = [\Psi \cdot V_i \cdot c_{v_i} \cdot \rho_{G_i} + (1 - \Psi) \cdot V_i \cdot c_i \cdot \rho_{FK}] \cdot \frac{dT_i}{dt} + (\dot{m}_k - \dot{m}_{k+1}) \cdot \underbrace{[c_{p_i} - R_i]}_{c_{v,G,i}} \cdot T_i \quad , \quad (2.108) \end{aligned}$$

wobei

$$A_k = 2 \cdot \pi \cdot H \cdot r_k \quad \text{und} \quad A_{k+1} = 2 \cdot \pi \cdot H \cdot r_{k+1} \quad (2.109)$$

15) Gemäß den Definitionen für Festkörper und ideale Gase gelten für die Innere Energie und die Enthalpie folgende Beziehungen (Sattelmayer [2007]):

$$\begin{aligned} du_{FK} &= du(T) = c(T)dT \\ du_G &= \left(\frac{\partial u_G}{\partial T} \right)_v dT = c_v(T)dT \\ dh &= \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT = c_p(T)dT \end{aligned}$$

sowie

$$V_i = \pi \cdot (r_{k+1}^2 - r_k^2) \cdot H \quad . \quad (2.110)$$

Im Gegensatz zum Modell von Engelhard [2006], das nur die Speicherung der thermischen Energie in den einzelnen Volumenelementen berücksichtigt, beinhaltet der Speicherterm $\frac{dU}{dt}$ zusätzlich im instationären Fall auftretende Änderungen der Massenverteilung des Gases auf die einzelnen Volumenelemente. Dadurch werden die dynamischen Vorgänge besser abgebildet.

Als weitere Gleichung zur Beschreibung eines Pebble-Heaters wurde die instationäre Massenbilanz über ein Kreisringsegment i implementiert:

$$\dot{m}_k - \dot{m}_{k+1} = \frac{dm_i}{dt} = \frac{d}{dt} (V_i \cdot \rho_i \cdot \Psi) \quad . \quad (2.111)$$

Der allgemeine 1-dimensionale Impulssatz für eine Strömung in radialer Richtung durch ein Schüttbett:

$$\Psi \cdot \left\{ \rho \cdot \frac{\partial v}{\partial t} + \rho \cdot v \cdot \frac{\partial v}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot c_w \cdot \frac{1}{d_h} \right\}^{16)} \quad (2.112)$$

lässt sich aufgrund der äußerst geringen Strömungsgeschwindigkeiten im Pebble-Heater auf einen quasi-stationären Impulssatz zur reinen Druckverlustberechnung Δp_i reduzieren:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot \frac{c_w}{d_h} \quad . \quad (2.113)$$

Durch Integration von Gleichung 2.113:

$$\int_{V_i} \frac{\partial p}{\partial r} \cdot dV_i = \int_{V_i} \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot \frac{c_w}{d_h} \cdot dV_i \quad (2.114)$$

folgt für das finite Volumenelement i :

$$\Delta p_i = p_{i-1} - p_i = \frac{\rho_i}{2} \cdot v_i^2 \cdot c_w \cdot \underbrace{\frac{\Delta r_i}{d_h}}_{\cong \frac{L}{D}} = \dot{m}_k \cdot \frac{v_i}{A_i} \cdot C \quad , \quad (2.115)$$

16) VDI-Wärmeatlas [1994]:

$$d_h \approx \frac{2}{3} \cdot \frac{\Psi}{1 - \Psi} \cdot d_p \quad \text{und} \quad c_w \approx c_p \cdot \left(\frac{64}{Re} + \frac{1,8}{Re^{0,1}} \right) \quad \text{mit} \quad c_p = 2,2 \cdot \left(\frac{0,4}{\Psi} \right)^{0,78}$$

wobei die Konstante C [1] entsprechend den am Pebble-Heater durchgeführten Messungen angepasst wurde.

Zur Schließung des Gleichungssystems wird das ideale Gasgesetz verwendet:

$$\rho_i = \frac{p_i}{R \cdot T_i}; \quad m_i = \frac{p_i \cdot V_i}{R \cdot T_i} \quad . \quad (2.116)$$

Das dynamische Modell des Pebble-Heaters in Modelica berücksichtigt neben der Geometrie und den oben aufgeführten Gleichungen für die Beschreibung des Schüttbetts auch die zusätzlichen Luftvolumina im Inneren (innerhalb des Heißrostes) und für den Raum außen (außerhalb des Kaltrostes). Diese sind aufgrund ihrer gespeicherten Luftmasse für das dynamische Verhalten der Gesamtanlage bei den Notfallszenarien von Bedeutung.

Validierung des Pebble-Heater-Modells Zur Validierung des implementierten Pebble-Heater-Modells wurden Messdaten herangezogen, die in Versuchsreihen des ATZ (Engelhard [2006]) zur Bestimmung des Temperaturprofils über der Schüttung gewonnen wurden. Der Pebble-Heater wurde dabei zyklisch mit Heißluft beladen (Durchströmung von innen nach außen) und mit Kaltluft entladen (Durchströmung von außen nach innen). Die Versuche fanden jeweils atmosphärisch mit konstanten Gasmassenströmen und festen Temperaturen statt.

Abbildung 2.31 zeigt Temperaturvergleichsdaten aus Messung (Mess) und Rechnung (Sim) in normierter Form. Dargestellt sind die Temperaturprofile über die normierte Schüttbettdicke B für die beiden Zeitpunkte – Pebble-Heater beladen und Pebble-Heater entladen. Abhängig vom Betriebszustand wandert die „Temperaturwelle“ mit der charakteristischen S-Form, mit fortschreitender Zeit radial nach innen bzw. nach außen. Der Bereich zwischen der blauen (Pebble-Heater entladen) und roten (Pebble-Heater beladen) Linie stellt das Arbeitsgebiet des Pebble-Heaters dar. Die Ergebnisse aus der Simulation (als Linien dargestellt) entsprechen sehr gut den Messdaten (Symbole).

Für die im Weiteren durchgeführten Simulationen mit der Gasturbine besitzen die Pebble-Heater bereits entsprechende beladene Temperaturprofile (rote Linie) als Startzustand, wie dies auch in der Realität der Fall ist.

2.2.3 Dynamisches Verhalten der Gasturbine im Worst-Case-Fall – Berechnungsmodell erster Näherung

Der Aspekt der Anlagensicherheit setzt die Erfassung des dynamischen Verhaltens der Gasturbine voraus. Für den Fall des Lastabwurfs (Worst-Case), bei dem die Gasturbine das Netz verliert und schlagartig auf Überdrehzahl beschleunigt, muss innerhalb einer bestimmten Zeit der Betriebsdruck vor der Turbine reduziert werden, um die Gasturbine sicher abzufangen (siehe Kapitel 3.3). Im Nachfolgenden werden die Eckdaten dieser

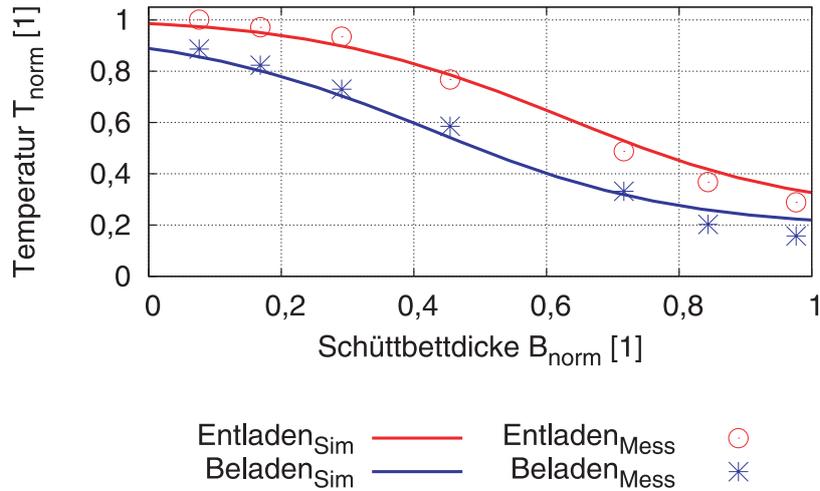


Abbildung 2.31: Vergleich Messung und Simulation des Pebble-Heater-Temperaturprofils radial über das Schüttbett. Messungen aus Engelhard [2006].

Entlastung durch eine Näherungsbetrachtung abgeschätzt. Mit diesen Ergebnissen ist einerseits eine Vorauslegung des Notfallsystems für den Pebble-Heater-Betrieb möglich, andererseits kann die Plausibilität der Modellierung des gesamten Anlagensystems (siehe Kapitel 4.3.2) geprüft werden. Hierzu wird zunächst die Gasturbine im Standardzustand untersucht, also mit Brennkammer und ohne Kopplung zu einem Pebble-Heater oder einem Abblasesystem. Es wird angenommen, dass die Mikroturbine zum Zeitpunkt des Lastabwurfs im Vollastbetrieb läuft und es zu keiner Unterbrechung der Brennstoffversorgung kommt, so dass die Maschine in Überdrehzahl beschleunigt. Dieses Szenario stellt auch den Referenzfall für die in Kapitel 4.3.2.6 diskutierten Lastverlustuntersuchungen (Szenario 3) dar. Im zweiten Schritt wird das Verhalten des Turbosatzes im Blow-Off-Fall betrachtet, um die erforderliche Reduktion des Turbinendruckverhältnisses zu bestimmen.

2.2.3.1 Maximal zulässige Zeitspanne

Betrachtet wird zunächst die Zeitspanne, die die Gasturbine benötigt, um von Nenndrehzahl n_0 auf die maximal erlaubte Überdrehzahl n_{max} zu beschleunigen. Bei der T100-Gasturbine ist das Limit bei $n_{max} = 115\%$ festgelegt. Die globale Leistungsbilanz über die Mikroturbine ist vor und nach dem Lastabwurf definiert als:

$$\begin{aligned}
 \text{vor Lastabwurf: } P_{el,0,max} &= P_T - P_V = M_0 \cdot \omega_0 \\
 \text{nach Lastabwurf: } P_{el,0,max} &= J \cdot \omega_0 \cdot \frac{d\omega}{dt} \quad , \quad (2.117)
 \end{aligned}$$

dabei sind $P_{el,0_{max}} = 115 \text{ kW}$ die maximale elektrische Leistung, M_0 das Drehmoment, ω_0 die Winkelgeschwindigkeit jeweils bei Nenndrehzahl und J die Trägheit des Rotor-systems. Die Winkelbeschleunigung $\frac{d\omega}{dt}$ folgt zu:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{P_{el,0_{max}}}{J \cdot \omega_0} \stackrel{\text{konstante Beschleunigung!}}{=} \frac{\omega_{max} - \omega_0}{t_{max}} \quad . \quad (2.118)$$

Die Zeitspanne t_{max} zum Erreichen der maximalen Drehzahl n_{max} errechnet sich daraus wie folgt:

$$t_{max} = \frac{\omega_{max} - \omega_0}{\frac{d\omega}{dt}} \quad . \quad (2.119)$$

Mit den anlagenspezifischen Werten ergibt sich die Zeitspanne $t_{max,115kW,15\%}$ für die Mikroturbine zu:

$$t_{max,115kW,15\%} \approx 0,67 \text{ s} \quad . \quad (2.120)$$

2.2.3.2 Maximal zulässiges Druckniveau π_T

Für die Abschätzung des Druckniveaus π_T werden im Folgenden Überlegungen zum Verhalten des Turbosatzes im Blow-Off-Fall angestellt. Um die Maschine bei einem Lastabwurf abfangen zu können, bevor sie die kritische Drehzahl n_{max} erreicht, muss das Druckniveau vor der Turbine auf einen bestimmten Wert abgesenkt werden, damit sich die Leistung der Turbine reduziert. Hierbei handelt es sich um das Druckverhältnis, bei dem die Leistung der Turbine P_T der Leistung des Verdichters P_V entspricht und somit keine Energie für eine Beschleunigung des Rotors mehr zur Verfügung steht:

$$P_T \stackrel{!}{=} P_V \quad . \quad (2.121)$$

Die aufgenommene Leistung eines Radialverdichters ergibt sich aus der spezifischen Arbeit, dem Massenstrom sowie dem isentropen Wirkungsgrad:

$$P_V = \dot{m} \cdot \bar{c}_p \Big|_{T_1}^{T_2} \cdot T_1 \cdot \frac{\pi_V^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\eta_{is,V}} \quad , \quad (2.122)$$

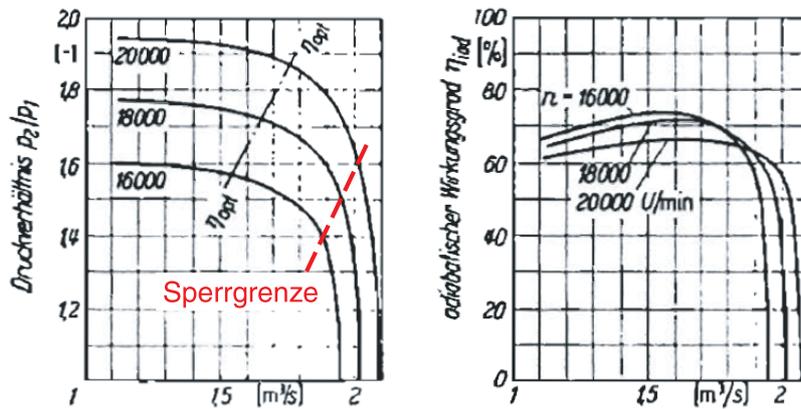


Abbildung 2.32: Kennfelder eines einstufigen Radialverdichters aus Eckert und Schnell [1961]: Druckverhältnis π_V (links) und „adiabatischer Wirkungsgrad η_{iad} “ bzw. isentroper Wirkungsgrad $\eta_{is,V}$ (rechts) aufgetragen über dem Volumenstrom \dot{V} für verschiedene Drehzahlen n .

mit

$$T_1 = T_{1,tot} \quad \text{und} \quad T_2 = T_{2,tot} \quad (\text{Totaltemperaturen})$$

$$\bar{c}_p \Big|_{T_1}^{T_2} = \frac{1}{T_2 - T_1} \cdot \int_{T_1}^{T_2} c_p(T) dT \quad (2.123)$$

$$\pi_V = \frac{p_{2,tot}}{p_{1,tot}} \approx \frac{p_2}{p_1} .$$

Der isentrope Wirkungsgrad ist definiert als:

$$\eta_{is,V} = \frac{\pi_V^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\frac{T_2}{T_1} - 1} . \quad (2.124)$$

Wird ein Verdichter ausgehend vom Betriebspunkt bei konstanter Drehzahl druckentlastet, steigt zunächst der Verdichtermassenstrom (bzw. Volumenstrom \dot{V}) während das Druckverhältnis π_V sinkt, wie die linke Grafik von Abbildung 2.32 exemplarisch zeigt. Dargestellt ist das Druckverhältnis π_V eines einstufigen Radialverdichters über dem Volumenstrom \dot{V} für verschiedene Drehzahlen n , sowie die wirkungsgradoptimierte Arbeitslinie („opt“ entspricht „0“, gestrichelte Linie). Im rechten Bild von Abbildung 2.32 sind die entsprechenden isentropen Wirkungsgrade $\eta_{is,V}$ über dem Volumenstrom \dot{V} aufgetragen. Durch die bei einstufigen Radialverdichtern relativ flache Kennlinie kompensiert die Abnahme von Wirkungsgrad und der spezifischen Arbeit die Zunahme des Massenstroms, so dass die Wellenleistung des Verdichters P_V in guter Näherung konstant bleibt.

Schließlich wird im kritischen Querschnitt des Verdichters mit $Ma = 1$ die sogenannte Sperrgrenze SP („choke line“) erreicht, ab der keine weitere Steigerung des Massenstroms bei Absenken des Gegendrucks mehr erfolgt. Das bedeutet, ab diesem Druck gilt: $\dot{m} = \dot{m}_{SP} = \text{konstant}$. Auf Abbildung 2.32 ist zu sehen, dass oberhalb der Sperrgrenze ein sehr starker Abfall des isentropen Wirkungsgrades erfolgt. Es gilt näherungsweise:

$$\eta_{is,V} \approx \eta_{is,V,SP} \cdot \frac{\pi_V}{\pi_{V,SP}} \quad . \quad (2.125)$$

Hieraus und mit $\dot{m} = \dot{m}_{SP}$ lässt sich Gleichung 2.122 schreiben als:

$$P_V(\pi_V) = \dot{m}_{SP} \cdot c_p \cdot T_1 \cdot \frac{\pi_{V,SP}}{\eta_{is,V,SP}} \cdot \frac{\pi_V^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\pi_V} \quad . \quad (2.126)$$

Bezogen auf die Leistung an der Sperrgrenze SP, die in guter Näherung gleich der Leistung am Betriebspunkt „0“ ist, ergibt sich:

$$\frac{P_{V,SP}(\pi_V)}{P_{V,SP}(\pi_{V,SP})} = \frac{\pi_{V,SP}}{\pi_V} \cdot \frac{\pi_V^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\pi_{V,SP}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1} \quad . \quad (2.127)$$

Diese hat ein Maximum bei:

$$d \left(\frac{P_{V,SP}(\pi_V)}{P_{V,SP}(\pi_{V,SP})} \right) = 0 \quad (2.128)$$

$$\Rightarrow \pi_{V,max} = \left(\frac{1}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = 3,25 \quad . \quad (2.129)$$

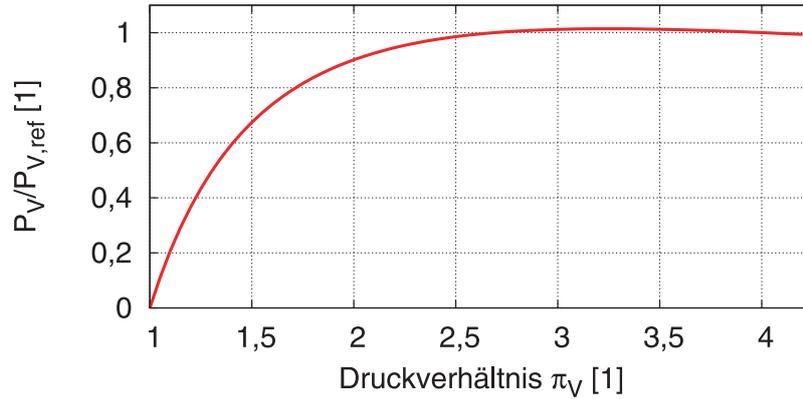
Wie Abbildung 2.33 zeigt, ist also die Kompressorleistung im Fall des Abblasens bis etwa zum Druckverhältnis von $\pi_V = 2$ näherungsweise konstant.

Im Folgenden wird nun die Turbine beschrieben. Die Leistungsgleichung der Turbine ist gegeben mit:

$$P_T(\pi_T) = \dot{m}_T \cdot \bar{c}_p \Big|_{T_3}^{T_4} \cdot T_3 \cdot \left(1 - \pi_T^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right) \cdot \eta_{is,T} \quad . \quad (2.130)$$

Für die einstufige Radialturbine kann für den Turbinenmassenstrom $\dot{m}_T = f(\pi_T)$ näherungsweise folgender Ausdruck angesetzt werden:

$$\dot{m}_T(\pi_T) = \dot{m}_{T,0} \cdot \frac{\pi_T}{\pi_{T,0}} \quad . \quad (2.131)$$



relative Verdichterleistung $P_V/P_{V,ref}$ ———

Abbildung 2.33: Normierte Leistung eines einstufigen Radialverdichters $\frac{P_{V,SP}(\pi_V)}{P_{V,SP}(\pi_{V,SP})}$ abhängig vom Druckverhältnis π_V .

Hierzu werden der Verdichter und die Turbine voneinander „entkoppelt“ und ein quasi-stationärer Zusammenhang zwischen Massenstrom \dot{m}_T und Druckverhältnis π_T betrachtet.

Wird die Änderung des Wirkungsgrades im Off-Design-Betrieb gemäß einer Worst-Case-Abschätzung vernachlässigt, so lässt sich die Turbinenleistung P_T relativ zum Betriebspunkt „0“ bei konstanter Eintrittstemperatur schreiben als:

$$\frac{P_T(\pi_T)}{P_T(\pi_{T,0})} = \frac{\pi_T \cdot \left(1 - \pi_T^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)}{\pi_{T,0} \cdot \left(1 - \pi_{T,0}^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)} \quad (2.132)$$

Aus der Leistungsbilanz zwischen Verdichter und Turbine im Nennbetriebspunkt „0“ gilt etwa der Zusammenhang:

$$P_{V,0} = P_{T,0}(\dot{m}_T, \pi_T) = 0,66 \cdot P_{T,0} \quad (2.133)$$

Mithin folgt für das Blow-Off-Druckverhältnis π_{BO} :

$$\frac{P_{V,SP}(\pi_{BO})}{P_{V,SP}(\pi_{V,SP})} \stackrel{!}{=} 0,66 \cdot \frac{P_T(\pi_{BO})}{P_T(\pi_{T,0})} \quad (2.134)$$

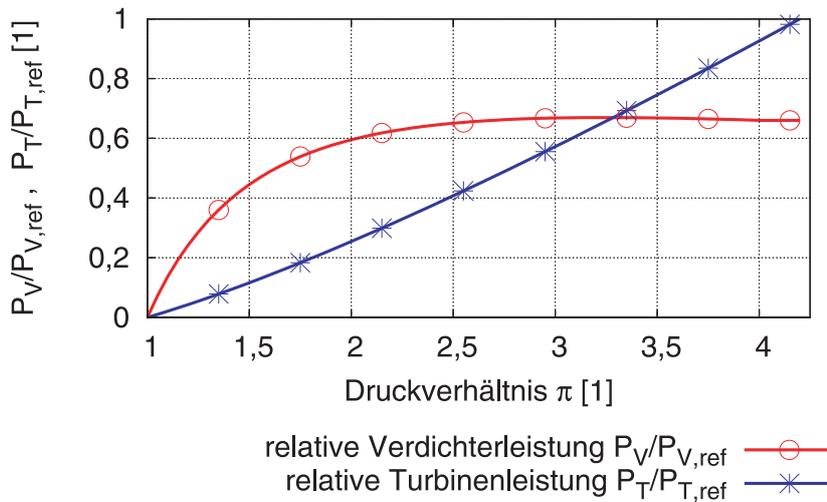


Abbildung 2.34: Normierte Verdichter- $\frac{P_{V,SP}(\pi_V)}{P_{V,SP}(\pi_{V,SP})}$ und Turbinenleistung $\frac{P_T(\pi_T)}{P_T(\pi_{T,0})}$ der Turbec T100 aufgetragen über das Druckverhältnis π .

Mit den Daten der Turbec T100 errechnet sich das zu erzielende Blow-Off-Druckverhältnis π_{BO} zu:

$$\pi_{BO} = 3,3 \quad . \quad (2.135)$$

Wie aus Abbildung 2.34 zu erkennen ist, liegt die relative Turbinenleistung für kleinere Druckverhältnisse immer unterhalb der relativen Kompressorleistung, so dass nach dem Unterschreiten des maximal zulässigen Blow-Off-Druckverhältnisses von $\pi_{BO} = 3,3$ die Maschine sicher zum Stillstand kommt.

Die Näherungsrechnungen zeigen, dass die Gasturbine im Falle eines Lastabwurfs etwa 0,67 s benötigt, um die maximale Drehzahl von $n_{max} = 115 \%$ zu erreichen. In dieser Zeit muss das Turbinendruckverhältnis π auf etwa 78 % des Nennbetriebspunktes „0“ reduziert werden, um ein Leistungsgleichgewicht zwischen Verdichter und Turbine herzustellen. Diese Betrachtung stellt das Worst-Case-Szenario dar und führt zu einer konservativen Auslegung des Blow-Off-Systems.

Die hier gemachte quasi-statische Betrachtung vernachlässigt allerdings das Speichervolumen des Pebble-Heaters und der Rohrleitungen, welche nicht unerheblich sind. Deswegen erscheint es sinnvoll, zwischen den Pebble-Heatern und der Turbine eine Düse einzuschalten und zwischen Düse und Turbine abzublasen. Diese Düse ist so auszulegen, dass sie während der Anfangsphase der Entlastung sonisch durchströmt wird und so die rasche Minderung der Turbinenleistung bewirkt. Wird im weiteren Gang der Druckentlastung die Düse dann wieder unterkritisch, sollte bereits das maximal zulässige Blow-Off-Druckverhältnis π_{BO} unterschritten sein.

2.2.4 Weitere Anlagenkomponenten für die dynamische Simulation

Das Rohrsystem der Pilotanlage weist lange Strecken und damit Totzeiten zwischen den einzelnen Bauteilen auf. Deshalb ist die Abbildung der Rohre und der verbauten Armaturen für die Darstellung der Dynamik des Zyklus wichtig. Untersuchungen zu Instabilitäten im Anlagenbetrieb durch Enthalpieschwankungen und deren Zeitverzug, sowie Abschätzungen für den Ablauf von Sicherheitsszenarien bei einem Lastabwurf (siehe Kapitel 4.3.2.4) machen die Betrachtung von Rohrelementen notwendig. Das ThermoFluid Paket beinhaltet Modelle für Rohre und Einbauten. Die Erfahrung zeigt jedoch, dass durch die Diskretisierung der Elemente der Modellierungsaufwand immens ansteigt und oftmals auch Konvergenzprobleme auftreten. Aus diesem Grund wurden Ersatzmodelle formuliert, die im Folgenden vorgestellt werden.

2.2.4.1 Abbildung von Temperaturschwankung und Temperaturverzug

Anders als im homogenen Kontinuumsmodell des Pebble-Heaters, bei dem ein unendlich großer Wärmeübergang zwischen den Kugeln und der Luft angenommen wird, kann es bei der realen Anlage aufgrund von Zustandsänderungen zu Temperaturschwankungen im Anlagensystem kommen. Die Totzeiten und die charakteristischen Antwortzeiten im System können kritische Phasenbedingungen verursachen und Einfluss auf die Betriebsstabilität nehmen. Steigt beispielsweise der Luftmassenstrom \dot{m} in der Anlage durch eine Reglerabweichung der Gasturbine, so sinkt die Austrittstemperatur aus dem Pebble-Heater $T_{PH,aus}$, verursacht durch die Verkürzung der Strömungsverweilzeit im Schüttbett. Folglich sinkt die Turbineneintrittstemperatur TIT und damit auch die Turbinendrehzahl n_T , was mit einer Reduktion des geförderten Luftmassenstroms \dot{m} einhergeht. Die Verweilzeit der Luft im Pebble-Heater steigt nun wieder an und damit auch die Temperatur des Gases aus dem Schüttbett $T_{PH,aus}$, respektive die Turbineneintrittstemperatur TIT . Die Konsequenz daraus ist eine erneute Erhöhung der Turbinendrehzahl n_T . Da diese Effekte mit Phasenverschiebung einander folgen, ist es prinzipiell möglich, eine instabile Phasenbedingung von Störung und Antwort im System zu bekommen. Die dynamischen Einflüsse durch den Zeitverzug möglicher Enthalpieschwankungen können also, abhängig von der Anlagendimensionierung und der -regelung, zu Instabilitäten führen.

Um dieses Verhalten im vorliegenden Modell abbilden zu können, müssen zwei Ersatzmodelle implementiert werden. Zum einen bedarf es der Darstellung von Temperaturstörungen im Pebble-Heater aufgrund von Massenstromschwankungen und zum anderen die Berücksichtigung der Verzugszeiten durch die unterschiedlich langen Rohrleitungen der Anlage.

Zur Überprüfung der Reglerstabilität der Gesamtanlage wird im Folgenden zunächst die Temperaturstörung aufgrund von Massenstromschwankungen der Gasturbine abgeschätzt.

Im Pebble-Heater herrschen laminare Strömungszustände ($Re \ll 2300$)¹⁷⁾, wodurch sich der Zusammenhang zwischen der Wärmeübertragung und dem Luftmassenstrom im System mit nachstehender Beziehung beschreiben lässt:

$$(k \cdot A)_{eff} = G \cdot \dot{m}^{0,5} \quad , \quad (2.136)$$

hierin ist $(k \cdot A)_{eff}$ das Produkt der effektiven Wärmeübergangszahl Schüttung – Gas und der effektiven Übertragungsfläche gemäß dem Anhang C.1, \dot{m} stellt den nominellen Luftmassenstrom der Anlage dar. Durch Umformung der Gleichung 2.136 lässt sich die einheitenbehaftete Konstante G berechnen:

$$\Rightarrow G = \frac{(k \cdot A)_{eff}}{\dot{m}^{0,5}} \quad [\text{W/K} \sqrt{\text{kg/s}}] \quad . \quad (2.137)$$

Aus der Enthalpiebetrachtung über das gesamte Pebble-Heater-System:

$$(k \cdot A)_{eff} \cdot \underbrace{(\bar{T}_{FK} - \bar{T}_G)}_{\Delta \bar{T}_{FG}} \stackrel{!}{=} \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_{G,aus} - T_{G,ein}) \quad (2.138)$$

errechnet sich die Pebble-Heater-Austrittstemperatur $T_{G,aus}$ zu:

$$\begin{aligned} T_{G,aus} &= T_{G,ein} + \frac{(k \cdot A)_{eff} \cdot \Delta \bar{T}_{FG}}{\dot{m} \cdot c_p} \\ &= T_{G,ein} + \frac{G \cdot \dot{m}^{0,5} \cdot \Delta \bar{T}_{FG}}{\dot{m} \cdot c_p} \\ &= T_{G,ein} + \frac{G \cdot \Delta \bar{T}_{FG}}{c_p} \cdot \dot{m}^{-0,5} \quad . \end{aligned} \quad (2.139)$$

Die Wirkung des Massenstroms \dot{m} auf Temperaturdifferenz $\Delta \bar{T}_{FG}$ ist von 2. Ordnung und kann daher vernachlässigt werden, so dass gilt: $\Delta \bar{T}_{FG} \approx \text{konst.}$

17) Laminar umströmte Kugel:

$Nu = 0,664 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3}$ für $0,6 < Pr < 10$

$\Rightarrow Nu \sim Re^{1/2} \sim \dot{m}^{1/2}$ unter Vernachlässigung des Einflusses von $Pr^{1/3}$

Durch Linearisierung der Gleichung 2.139 nach \dot{m} kann der Zusammenhang der Temperaturschwankung am Austritt $T'_{G,aus}$ in Folge einer Massenstromänderung \dot{m}' dargestellt werden:

$$\begin{aligned} T'_{G,aus} &= \frac{G \cdot \Delta \bar{T}_{FG}}{c_p} \cdot \left(-\frac{1}{2}\right) \cdot \dot{m}^{-1,5} \cdot \dot{m}' \\ &= \underbrace{-\frac{G \cdot \Delta \bar{T}_{FG}}{2 \cdot \sqrt{\dot{m}} \cdot c_p}}_{\text{Verstärkungsfaktor Z}} \cdot \frac{\dot{m}'}{\dot{m}} \end{aligned} \quad (2.140)$$

wobei \bar{m} der mittlere Nennmassenstrom der Gasturbine und Z der Verstärkungsfaktor mit der Einheit [K] sind. Für anlagentypische Werte ergibt sich aus der Gleichung 2.140 schließlich die quasi-stationäre, lineare Abbildung:

$$T'_{G,aus} = -257 \cdot \frac{\dot{m}'}{\bar{m}} \quad (2.141)$$

Dieser Ansatz gilt nur für kleine Störungen $|T'| < \Delta \bar{T}_{FG} = 8,5 \text{ K}$ (siehe Gleichung 2.94). Zur Abschätzung der charakteristischen Antwortzeit des Pebble-Heaters auf einen Lastsprung muss zunächst die Verweilzeit t_V im Pebble-Heater bestimmt werden:

$$t_V = \int_{r_i}^{r_a} \frac{dr}{v} \quad (2.142)$$

hierin sind v die Strömungsgeschwindigkeit, r_i der Innenradius und r_a der Außenradius der Schüttung.

Aus der Kontinuitätsgleichung ergibt sich für die radial durchströmte Packung ($v \sim \frac{1}{r \cdot \rho}$) die folgende Beziehung, wobei der Dichteinfluss infolge der Lufttemperaturänderung im Schüttbett über die eingesetzten Strömungsgeschwindigkeiten v_a und v_i bereits berücksichtigt wird:

$$\frac{v}{v_{ref}} \approx \frac{r_{ref}}{r} \quad (2.143)$$

mit

$$\begin{aligned} v_{ref} &\approx \frac{1}{2} \cdot (v_a + v_i) \\ r_{ref} &\approx \frac{1}{2} \cdot (r_a + r_i) \end{aligned} \quad (2.144)$$

Werden die Annahmen aus den Gleichungen 2.143 und 2.144 in Gleichung 2.142 eingesetzt, so lässt sich die Verweilzeit t_V berechnen mit:

$$t_V = \int_{r_i}^{r_a} \frac{r \cdot dr}{r_{ref} \cdot v_{ref}} = \frac{r_a^2 - r_i^2}{2 \cdot r_{ref} \cdot v_{ref}} \quad . \quad (2.145)$$

Für die geplanten Pebble-Heater-Dimensionen errechnet sich die Verweilzeit der Strömung zu $t_V = 2,38$ s. Durch die Verweilzeit t_V im Pebble-Heater ergibt sich ein Tiefpass 1. Ordnung mit der Eckfrequenz $f_e \approx \frac{1}{t_V}$. Das Tiefpassverhalten ist in einem komplexen Frequenzraum gegeben durch die Übertragungsfunktion $F(j\omega)$:

$$F(j\omega) = \frac{1}{1 + j \cdot \frac{\omega}{\omega_e}} = \frac{1}{1 + j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{2 \cdot \pi \cdot f_e}} = \frac{1}{1 + j \cdot (f \cdot t_V)} \quad . \quad (2.146)$$

Zusammen mit Gleichung 2.141 ergibt sich für die Temperaturschwankung $T'(j\omega)$ infolge einer Massenstromänderung:

$$\begin{aligned} T'(j\omega) &= F(j\omega) \cdot T'_{G,aus} = \\ &= \frac{-257}{1 + j \cdot (2,38 \cdot \frac{\omega}{2 \cdot \pi})} \cdot \frac{\dot{m}'(j\omega)}{\bar{m}} = \frac{-257}{1 + j \cdot (0,38 \cdot \omega)} \cdot \frac{\dot{m}'(j\omega)}{\bar{m}} \quad . \quad (2.147) \end{aligned}$$

Mit Hilfe dieses Ansatzes lässt sich nun das homogene Kontinuumsmodell für den Pebble-Heater um die dynamische Temperaturentwicklung im System erweitern.

Um mögliche Instabilitäten im Anlagenbetrieb untersuchen zu können, ist die Darstellung des Zeitverzugs für die Temperaturströme in den Rohrleitungen zwischen den Pebble-Heatern und der Gasturbine nötig. Diese wurden ebenfalls in den Modellen berücksichtigt.

Die Pilotanlage sieht die Aufstellung der Pebble-Heater in einer Entfernung zwischen 10...30 m von der Gasturbine vor. Mit typischen Rohrgeschwindigkeiten um 20 m/s liegen die Konvektionszeitskalen der spezifischen Enthalpie demnach im Bereich von 0,5...1,5 s.

Abbildung 2.35 zeigt das Ersatzmodell für die Darstellung der Temperaturschwankungen infolge von Massenstromstörungen (oben) sowie des Temperaturzeitverzugs in den Rohrsystemen (unten). Am Knoten $T_{PH}(t)$ kommen die Temperatur aus dem Pebble-Heater und am Konnektor $\dot{V}_T(t)$ der Turbinenvolumenstrom zum aktuellen Zeitpunkt t an. Zur Beschreibung der Temperaturschwankung aus dem Pebble-Heater wird zunächst die Volumenstromstörung $\dot{V}'(t)$ durch Subtraktion des nominellen Volumenstroms \bar{V}_{Nenn} vom aktuellen Wert $\dot{V}_T(t)$ ermittelt. Anschließend wird der Term $\frac{\dot{V}'(t)}{\bar{V}_{Nenn}}$ als Eingangswert für das nachfolgende Verzögerungsglied erster Ordnung $VZ1_{PH}$ zur

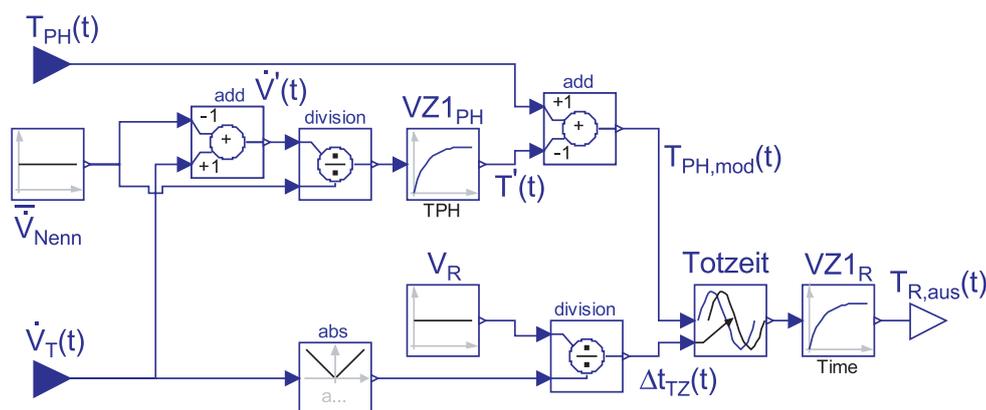


Abbildung 2.35: Darstellung des Ersatzmodells für Temperaturschwankungen und -verzugszeiten in Modelica.

Bestimmung der daraus resultierenden Temperaturschwankung $T'(t)$ verwendet. Das Modell zur Beschreibung des Verzögerungsgliedes erster Ordnung steht in Modelica als Standardmodul zur Verfügung. Der berechnete Term $T'(t)$ wird vom aktuellen Temperaturwert $T_{PH}(t)$, der aus dem homogenen Pebble-Heater-Modell bestimmt wird, abgezogen. Es ergibt sich die Temperatur $T_{PH,mod}(t)$, die nun Verwendung für das anschließende Rohrleitungsmodell findet. Durch Division des Rohrvolumens V_R durch den Volumenstrom $\dot{V}_T(t)$ errechnet sich die Totzeit $\Delta t_{TZ}(t)$, um die die Temperatur $T_{PH,mod}(t)$ verschoben wird. Dieses Totzeitmodell beschreibt eine adiabate und nicht-dispersive Rohrströmung. In der realen Anlage hingegen wird die Ausbreitung einer Enthalpiewelle durch Wärmeübertragung zu den Rohrwänden deutlich gedämpft, weshalb im Anschluss ein weiteres Verzögerungsglied erster Ordnung $VZ1_R$ folgt. Die so aus dem Ersatzmodell gewonnene, modifizierte Temperatur $T_{R,aus}(t)$ wird am Punkt $T_{R,aus}(t)$ an das, der Rohrleitung nachfolgende Element weitergegeben.

Die Ergebnisse der Stabilitätsanalyse der Anlage werden in Kapitel 4.3.3 diskutiert.

2.2.4.2 Modellierung von Blenden und Ventilen

Für die Simulation der Notfallszenarien, die in Kapitel 4.3.2 behandelt werden, ist die Abbildung von Blenden und Ventilen von Bedeutung. Durch ihre Querschnitte können kritische Zustände erreicht werden, die den Durchsatz des Luftmassenstroms limitieren. Abbildung 2.36 zeigt schematisch das Modell einer adiabaten Drossel (0 – 2), das für Absperrarmaturen und Blenden Verwendung findet. Die adiabate Drossel setzt sich zusammen aus einer isentropen, konvergenten Düse (0 – 1) und einem anschließenden Carnot Diffusor (Carnotschen Stoßdiffusor) (1 – 2), der einen Druckrückgewinn berücksichtigt.

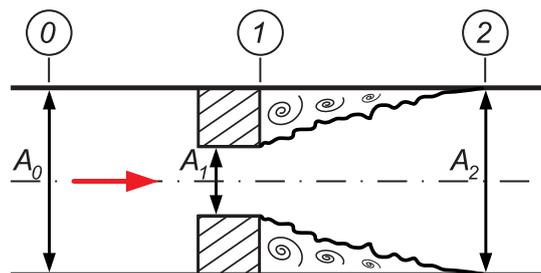


Abbildung 2.36: Modellhafte Darstellung des Strömungsverhaltens in einem Kanal mit eingebauter Blende.

Dabei werden die beiden Teilmodelle über folgende Ansätze beschrieben:

- ▷ 0 – 1: isentrope Strömung.
- ▷ 1 – 2: Impulssatz und Kontinuitätsgleichung.
- ▷ 0 – 2: Energiesatz.

0 – 1: isentrope Expansion

$$\dot{m} = p_0 \cdot A_1 \cdot \sqrt{\frac{2}{R \cdot T_0}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left[\pi_{10}^{\frac{2}{\kappa}} - \pi_{10}^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}, \quad (2.148)$$

wobei das Druckverhältnis π_{10} maximal den Wert des kritischen Zustands π^* annehmen kann:

$$\pi_{10} = \text{Max} \left[\frac{p_1}{p_0}, \underbrace{\left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}}_{\pi^*} \right]. \quad (2.149)$$

1 – 2: Impulssatz ¹⁸⁾ und Kontinuitätsgleichung

$$\rho_1 \cdot u_1^2 \cdot A_1 + p_1 \cdot A_2 - \rho_2 \cdot u_2^2 \cdot A_2 - p_2 \cdot A_2 = 0 \quad (2.150)$$

$$\dot{m} = \rho_0 \cdot u_0 \cdot A_0 = \rho_1 \cdot u_1 \cdot A_1 = \rho_2 \cdot u_2 \cdot A_2 \quad (2.151)$$

$$\Rightarrow \frac{\dot{m} \cdot u_1 - \dot{m} \cdot u_2}{A_2} = p_2 - p_1 \quad (2.152)$$

¹⁸⁾ p_1 : konstant über gesamten Querschnitt mit der Fläche A_2 (!) infolge von Ablösung.

0 – 2: Energiesatz für die adiabate Drossel

$$\begin{aligned} \Delta h_{tot} &= 0 \\ h_0 + \frac{u_0^2}{2} &= h_2 + \frac{u_2^2}{2} \end{aligned} \quad (2.153)$$

Die Mach-Zahl im Querschnitt A_1 lässt sich über das Druckverhältnis π_{10} :

$$\pi_{10} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot Ma_1^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}} \quad (2.154)$$

wie folgt ausdrücken:

$$\Rightarrow \sqrt{\left(\pi_{10}^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1\right) \cdot \frac{2}{\kappa-1}} = Ma_1 \leq 1 \quad (2.155)$$

Mit Ma_1 errechnet sich ρ_1 zu:

$$\Rightarrow \rho_1 = \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot Ma_1^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}} \quad (2.156)$$

Unter Verwendung der Kontinuitätsgleichungen:

$$u_1 = \frac{\dot{m}}{\rho_1 \cdot A_1} \quad \text{und} \quad u_2 = \frac{\dot{m}}{\rho_2 \cdot A_2} \quad (2.157)$$

lässt sich aus Gleichung 2.152 der Druck p_1 ermitteln:

$$\Rightarrow p_1 = p_2 - \frac{\dot{m} \cdot u_1 - \dot{m} \cdot u_2}{A_2} \quad (2.158)$$

2.2.4.3 Modellierung von Rohren mit Druckverlust

Neben der Abbildung der Temperaturverzugszeit ist auch die Darstellung der Rohre mit Druckverlust nötig, die nach folgendem Ansatz implementiert wurden. Allgemein gilt für die Bestimmung des Druckverlustes Δp_V (Zierep [1997] und Zierep [1976]):

$$\Delta p_V = \frac{\rho}{2} \cdot u_m^2 \cdot \zeta_V \quad (2.159)$$

Betrachtet wird ein gerades Rohr mit ausgebildeter Strömung, für welches sich der Verlustkoeffizient ζ_V wie folgt errechnet:

$$\zeta_V = \lambda \cdot \frac{L}{D} \quad . \quad (2.160)$$

Die Rohrreibungszahl λ turbulenter Rohrströmungen wird vereinfachend mit der Formel nach Blasius ($2330 < Re < 10^5$) ermittelt:

$$\lambda = 0,3164 \cdot Re^{-0,25} \quad . \quad (2.161)$$

Somit ergibt sich aus den Gleichungen 2.160 und 2.161 der Verlustkoeffizient ζ_V zu:

$$\zeta_V = \frac{L}{D} \cdot 0,3164 \cdot \overline{Re}^{-0,25} \quad , \quad (2.162)$$

wobei sich die Reynolds-Zahl \overline{Re} auf die über das Rohr arithmetisch gemittelten Werte bezieht. Die Re -Zahl \overline{Re} lässt sich somit über eine Näherungsformel wie folgt darstellen:

$$\overline{Re} = 1,5 \cdot 10^{-5} \cdot \underbrace{\left(\frac{T_1 + T_2}{273} \right)^{1,7}}_{v(T,p)} \cdot \frac{1,013 \cdot 10^5}{\left(\frac{p_1 + p_2}{2} \right)} \cdot \underbrace{\frac{\left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \right) \cdot A}{\dot{m} \cdot D}}_{\frac{1}{u \cdot D}} \quad . \quad (2.163)$$

Hieraus ergibt sich:

$$\zeta_V = \underbrace{\frac{L}{D^{0,75}} \cdot 0,0227 \cdot (T_1 + T_2)^{0,425} \cdot (p_1 + p_2)^{-0,25} \cdot (\rho_1 + \rho_2)^{0,25} \cdot \dot{m}^{-0,25}}_{K_\zeta} \quad , \quad (2.164)$$

mit K_ζ als rohrspezifische Konstante.

Mit der Kontinuitätsgleichung:

$$\dot{m} = A \cdot \rho \cdot u \quad (2.165)$$

kann Gleichung 2.159 in folgender Weise umgeformt werden:

$$\dot{m} = A \cdot \sqrt{\frac{\Delta p \cdot 2 \cdot \rho}{\zeta_V}} \quad . \quad (2.166)$$

Wird die Gleichung 2.162 in Gleichung 2.166 eingesetzt, so ergibt sich für den Massenstrom \dot{m} :

$$\begin{aligned}\dot{m} &= A \cdot \sqrt{\frac{\Delta p \cdot 2 \cdot (\rho_1 + \rho_2) \cdot (p_1 + p_2)^{0,25} \cdot \dot{m}^{0,25}}{2 \cdot K_\zeta \cdot (\rho_1 + \rho_2)^{0,25} \cdot (T_1 + T_2)^{0,425}}} \\ &= A \cdot \sqrt{\frac{\Delta p \cdot (\rho_1 + \rho_2)^{0,75} \cdot (p_1 + p_2)^{0,25} \cdot \dot{m}^{0,25}}{K_\zeta \cdot (T_1 + T_2)^{0,425}}}\end{aligned}\quad (2.167)$$

Durch Multiplikation beider Seiten mit dem Term $\dot{m}^{0,125}$ folgt schließlich die Formel für den Massenstrom \dot{m} in einem Rohrelement, die als Modell in Modelica implementiert wurde:

$$\dot{m} = A^{\frac{1}{0,875}} \cdot \left(\frac{\Delta p \cdot (\rho_1 + \rho_2)^{0,75} \cdot (p_1 + p_2)^{0,25}}{K_\zeta \cdot (T_1 + T_2)^{0,425}} \right)^{\frac{0,5}{0,875}} \quad (2.168)$$

2.2.4.4 Modellierung unstetiger Querschnittsverengungen

Eine sprungartige Querschnittsverengung verursacht Ablösungen und dadurch eine zusätzliche Querschnittsverjüngung, die sogenannte „Vena Contracta“. Diese stellt letztlich das Kriterium für die kritischen Strömungsbedingungen dar, wie Abbildung 2.37 schematisch zeigt. Der effektive Massenstrom \dot{m}_{eff} lässt sich wie folgt berechnen:

$$\dot{m}_{eff} = A_2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \rho_2 \cdot \Delta p}{1 + \zeta}} \quad (2.169)$$

wobei der Term $1 + \zeta$ sich zusammensetzt aus der Beschleunigung der Strömung aufgrund des sprungartigen Übergangs von einem großen auf einen kleinen Querschnitt („1“) und dem Widerstandskoeffizienten „ ζ “, vor allem aufgrund des Druckverlustes durch eine Art Stoßdiffusor.

Für den effektiven Querschnitt A_{eff} ergibt sich der Zusammenhang:

$$\begin{aligned}A_{eff} &= \frac{A_2}{\sqrt{1 + \zeta}} = \frac{\pi}{4} \cdot D_{eff}^2 \\ \frac{\pi}{4} \cdot D_{eff}^2 &= \frac{\pi}{4} \cdot \frac{D_2^2}{\sqrt{1 + \zeta}}\end{aligned}\quad (2.170)$$

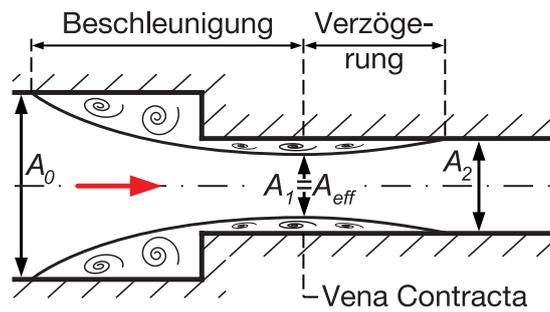


Abbildung 2.37: Schematische Darstellung des Strömungsverhaltens in einem Rohr mit Querschnittsverengung.

Womit der effektive Durchmesser D_{eff} der Vena Contracta folglich geschrieben werden kann:

$$D_{eff} = \frac{D_2}{\sqrt[4]{1 + \zeta}} \quad (2.171)$$

Die Verlustkoeffizienten ζ hängen von der Art der Armaturen ab. Die Literatur (Idelchik [1996]) stellt für die unterschiedlichsten Bauteile empirisch ermittelte Beziehungen und Werte zur Verfügung.

2.2.4.5 Validierung der implementierten Komponenten – Ausströmvorgang aus einem Kessel

Bei einem Drucksystem mit einem kompressiblen Fluid und ausreichend hohem Vor- druck kann die Strömung über den Leitungspfad an unterschiedlichen Einbauten und Querschnitten gleichzeitig die örtliche Schallgeschwindigkeit annehmen. Es kann vereinfachend angenommen werden, dass sich jede Verengung als konvergente Düse betrachten lässt. Hierbei bestimmt der erste Querschnitt mit der Schallgeschwindigkeit, der sogenannte kritische Strömungszustand, den maximal erreichbaren Massenstrom im Leitungssystem, da dieser nur eine Funktion der (totalen) Zustandsgrößen stromauf ist. Die stromab folgenden Stellen mit örtlicher Schallgeschwindigkeit werden als pseudo-kritischen Strömungszuständen bezeichnet. Stromabwärts dieser kritischen und pseudo-kritischen Strömungszuständen kann es zu einer begrenzten Überschallzone kommen. Die eventuell auftretende zusätzliche Dissipation in den Stößen (verlustbehaftete Nach- expansionen) führt zu einem, zum Teil starken Totdruckabfall an dieser Strömungs- stelle. Zur eindimensionalen Beschreibung dieses Strömungsverhaltens wird eine so- genannte Druckdiskontinuität direkt stromab des kritischen Zustandes verwendet. Die Arbeit von Bäumer [1997] befasst sich eingehend mit dieser Thematik.

Speziell für die Bewertung der erforderlichen Maßnahmen im Falle eines Lastabwurfs ist die Abbildung der realen Strömungseigenschaften in den Abblasepfaden der Pebble-

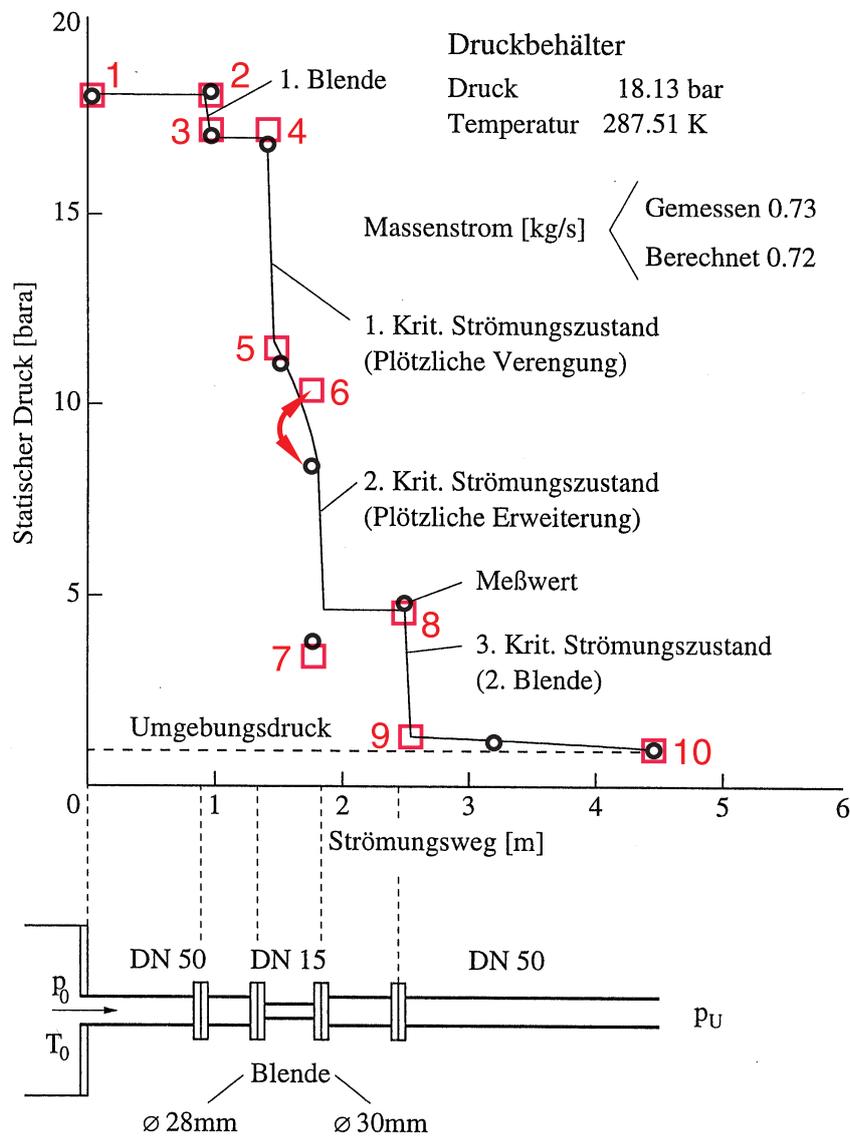


Abbildung 2.38: Aufbau des Abblasesystems (unten) mit den Ergebnissen für den Massenstrom \dot{m} und den statischen Druck p (oben) nach Bäumer [1997]: Vergleich der Messdaten von Bäumer (Kreise) mit den Ergebnissen aus der Modelica Simulation (Quadrate).

Heater-Anlage wichtig. Zur Validierung des Modells wird ein Beispiel für das Abblasen eines Kessels mit angeschlossenem Rohrsystem aus der Literatur (Bäumer [1997]) herangezogen. Abbildung 2.38 zeigt den Aufbau des Abblaseleitungssystems (unteres Bild) und die dazugehörigen Ergebnisse für die berechneten und gemessenen Luftmassenströme sowie die statischen Druckverläufe. Das System besteht aus einem Druckbehälter und einer Leitung, die Querschnittsprünge sowie Drosselblenden aufweist, um so mehrere kritische Strömungszustände zu erzeugen. Konkret sind in dem DN50-Rohr stromab

eine Blende $\varnothing 28,0$ mm (①), ein DN15-Rohr (③) zur Erzeugung der Querschnittssprünge von DN50 auf DN15 (②) und von DN15 auf DN50 (④) und eine zweite Blende $\varnothing 30,0$ mm (⑤) verbaut, bevor die Luft in die Umgebung (⑥) abgeblasen wird. Der statische Druck und die Temperatur des Druckbehälters, wie auch der Umgebungsdruck werden für die Simulation entsprechend vorgegeben.

Dieses Rohrsystem wird mit Hilfe der in den Kapiteln 2.2.4.2 bis 2.2.4.4 beschriebenen mathematischen Modelle in Modelica nachgebildet. Anstelle von Rohren kommen im Gesamtmodell eine Serienschaltung von Volumen- und Ventilmodellen zum Einsatz, die alternierend verbunden werden. Die Volumina haben hierbei keinen Einfluss auf das Strömungsverhalten. Sie sind jedoch nötig, um die Ventilelemente aneinander reihen zu können. Die Ventile werden verwendet, um kritische Strömungsbedingungen darzustellen, wie in Kapitel 2.2.4.2 beschrieben. Abbildung 2.39 zeigt die einzelnen Komponenten für den Ausströmversuch. Die Strömungsrichtung ist vom Reservoir „Druckbehälter“ (links) zum Reservoir „Umgebung“ (rechts). Rohrabschnitte werden nach dem in Kapitel 2.2.4.3 beschriebenen Modell dargestellt. Mit Ausnahme des DN15-Rohrstücks ③ werden die übrigen DN50-Rohrabschnitte aufgrund ihres geringen Einflusses auf das Strömungsverhalten vernachlässigt. Die Modelle für die Rohreinbauten mit unterschiedlichen Querschnittsflächen erfordern jeweils die Angabe von drei Durchmessern gemäß den Abbildungen 2.36 und 2.37.

Im Folgenden werden für die einzelnen Rohrkomponenten (①...⑥) die entsprechenden Angaben zu den Querschnitten für die Modelica Simulation aufgelistet. Die gewählten Blendendurchmesser wurden aus Idelchik [1996] ermittelt. Die Verwendung von Pseudo-Blenden bei sprungartigen Querschnittserweiterungen ist nötig, um die Komponenten in Modelica stabil simulieren zu können. Diese haben aufgrund ihrer geringen Flächenverengung vernachlässigbaren Einfluss auf die Strömungscharakteristik.

- ① DN50-Rohr ($\varnothing 54,5$ mm) – Blende $\varnothing 28,0$ mm – DN50-Rohr ($\varnothing 54,5$ mm):
→ in Modelica: $\varnothing 54,5$ mm – $\varnothing 21,5$ mm (gemäß Idelchik [1996]) – $\varnothing 54,5$ mm

- ② Querschnittssprung DN50 ($\varnothing 54,5$ mm) – DN15 ($\varnothing 17,3$ mm):
→ in Modelica: $\varnothing 54,5$ mm – $\varnothing 15,6$ mm (gemäß Idelchik [1996], Vena Contracta) – $\varnothing 17,3$ mm

- ③ DN15-Rohr ($\varnothing 17,3$ mm):
→ in Modelica: $\varnothing 17,3$ mm

- ④ Querschnittssprung DN15 ($\varnothing 17,3$ mm) – DN50 ($\varnothing 54,5$ mm):
→ in Modelica: $\varnothing 17,3$ mm – Pseudo-Blende $\varnothing 17,25$ mm (Vena Contracta nötig für Simulation) – $\varnothing 54,5$ mm

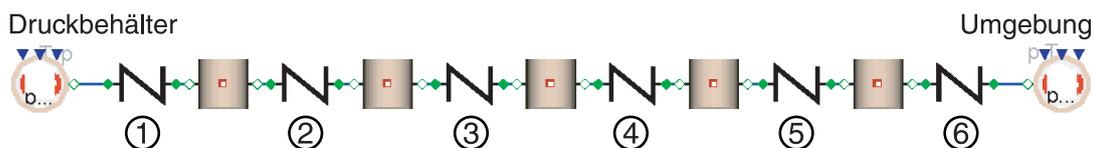


Abbildung 2.39: Ersatzmodell für den Ausströmversuch aus einem Behälter nach Bäumer [1997] in Modelica – Strömungsrichtung von links nach rechts.

- ⑤ DN50 (Ø54,5 mm) – Blende Ø30,0 mm – DN50 (Ø54,5 mm):
→ in Modelica: Ø54,5 mm – Ø23,1 mm (gemäß Idelchik [1996]) – Ø54,5 mm
- ⑥ DN50 (Ø54,5 mm) – Umgebung:
→ in Modelica: Ø54,5 mm – Pseudo-Blende Ø54,45 mm (Vena Contracta nötig für Simulation) – Ø1000 mm

Abbildung 2.38 stellt die Ergebnisse der Berechnungsmethode sowie die Messwerte für den statischen Druck und den Luftmassenstrom nach Bäumer [1997] dar. Zusätzlich sind die Resultate aus der vereinfachten Modelica Simulation als rote Rechtecke eingezeichnet. Der statische Druck fällt entlang des Rohres ab. Dies geschieht speziell stromabwärts der kritischen Strömungszustände bei den beiden Blenden, sowie der Rohrquerschnittsverjüngung und -erweiterung. Die Verluste kommen durch den Carnot-Stoßdiffusor zustande. Die Ergebnisse für den statischen Druck stimmen mit den Messwerten sehr gut überein, sogar der gemessene Druck am Übergang vom DN15- auf das DN50-Rohr (Messpunkt 7) mit anschließender Druckrückgewinnung (Messpunkt 8) wird getroffen. Das Modelica Modell sagt alle drei, von Bäumer [1997] ermittelten, kritischen Strömungszustände an der sprungartigen Verengung ②, der Erweiterung ④ und der zweiten Blende ⑤ vorher. Lediglich der Wert für den Druck im DN15-Rohr (Messpunkt 6) weicht von den Versuchsergebnissen etwas ab. Entscheidend für die Beurteilung von Sicherheitsmaßnahmen der Anlage ist die korrekte Abbildung der maximal zu erreichenden Abblaseluftmenge \dot{m} . Diese wird stets vom ersten, im System auftretenden, kritischen Strömungszustand bestimmt. Im vorliegenden Fall handelt es sich um die plötzliche Querschnittsverengung ②. Die Messung für den Luftmassenstrom durch die Abblaseleitung ergibt einen Wert von $\dot{m}_{\text{Mess.Bäumer}} = 0,73 \text{ kg/s}$. Im Vergleich dazu sagt das Modelica Modell einen um etwa 6,8 % höheren Massenstrom von $\dot{m}_{\text{Modelica}} = 0,78 \text{ kg/s}$ voraus. Unter Berücksichtigung der erheblichen Vereinfachung des Abblasesystems lässt sich feststellen, dass diese Art der Approximation für die Simulation der Gesamtanlage verwendet werden kann.

3 Anlagenumbau und -aufbau

Das Kapitel 2.1.1 behandelt die Thematik der Funktionsweise und des Aufbaus der Standard-Mikroturbine Turbec T100. Der Gasturbinenbetrieb in Verbindung mit Pebble-Heatern erfordert zahlreiche Modifikationen sowohl konstruktiver als auch steuerungs-technischer Natur, welche im Folgenden beschrieben werden.

3.1 Grundlegende Aspekte zur Realisierung der Gasturbine T100PH

3.1.1 Konstruktive Modifikationen an der Gasturbine

3.1.1.1 Abgasstrang

Der Umbau der Mikroturbine zur Heißluftturbine fand nach dem in Kapitel 2.1.2.1 diskutierten Schema statt. Der gesamte Abgasstrang ab dem Austritt aus dem Power-Module (bestehend aus Exhaust-Housing, Rekuperator und Abgaswärmetauscher) wurde aus dem Package entfernt und durch neue Komponenten ersetzt. Um einen leichten Anschluss an das ursprünglich vorgesehene Heißgasrohr zu bekommen, wurde das Verbindungsstück zwischen der Turbine und dem Rekuperator, genannt „Exhaust-Housing“, durch eine Neukonstruktion (siehe Kapitel 2.1.2.2) ersetzt. Abbildung 3.1 zeigt die demontierte Gasturbine. Lediglich das Power-Module, das auf einem Zwischenrahmen montiert ist, wurde für den Umbau verwendet.

Ursprünglich war geplant, die heiße Luft aus der Turbine direkt in den Prozess zurückzuführen, teils als vorgewärmte Verbrennungsluft, teils zur Vortrocknung des Klärschlammes. Im Laufe des Projekts stellte sich heraus, dass die Temperaturen Probleme für die Trocknungsanlage darstellen könnten, weshalb ein passender Abgaswärmetauscher zur Produktion von Warmwasser in die Gasturbine integriert werden sollte. Es stand ein nach Leistung und Temperaturbereich grundsätzlich passender Wärmetauscher zur Verfügung, der durch geeignete Modifikationen in das Gehäuse der Standard-Gasturbine integriert werden konnte. Dazu war eine Kühlung des heißgasseitigen Flansches erforderlich, sowie ein Übergangsstück zwischen Exhaust-Housing und Abgaswärmetauscher, das nur eine sehr geringe Baulänge aufweisen durfte. Es stellte sich die Frage, inwiefern die kurze Baulänge Einfluss auf die Strömungsverteilung über den Wärmetauscherquerschnitt und dadurch auf die Wärmeübertragung nehmen würde. Mit Hilfe von CFD-Rechnungen wurden Übergangsstücke mit unterschiedlich geformten Leitblechen zur gleichmäßigen Strömungsverteilung untersucht. Letztendlich ergab sich daraus, dass bei

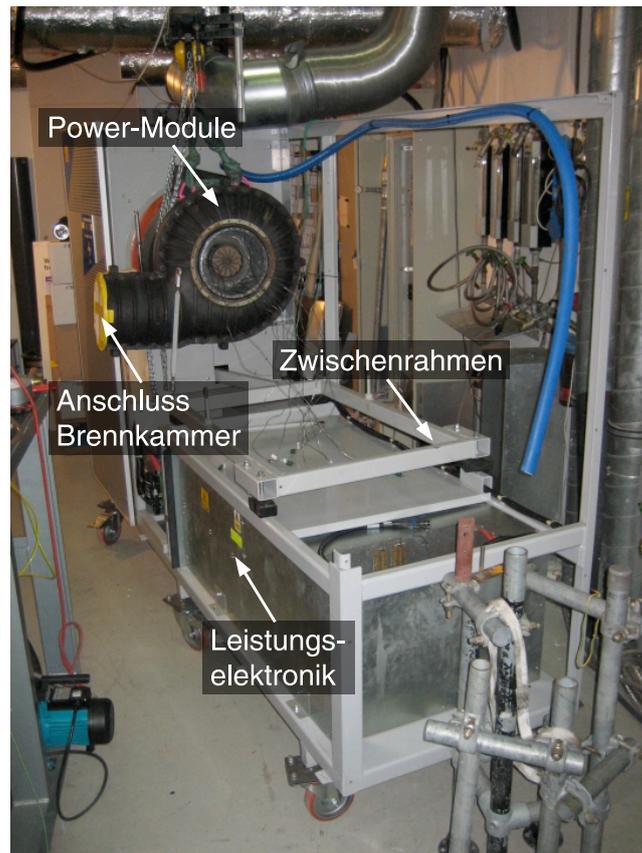


Abbildung 3.1: Demontierte Turbec T100-Gasturbine, Blick auf das Power-Module, die restlichen Komponenten des Abgaspfads sind ausgebaut.

Berücksichtigung des Druckverlustes im Abgaswärmetauscher eine ausreichende Homogenisierung der Verteilung auch ohne Leitbleche erreicht werden kann.

Die Abbildungen 3.2(a) und 3.2(b) zeigen den modifizierten Abgaspfad mit erneuertem Exhaust-Housing, Übergangsstück und Abgaswärmetauscher. Da das Übergangsstück mit etwa 900 K heißer Turbinenabluft durchströmt wird, wurden zur Sicherung der Formstabilität beidseitig Verstrebungen eingeführt, die in Abbildung 3.2(b) zu sehen sind.

3.1.1.2 Heißgaspfad

Die Turbine soll mit der heißen Luft aus den Pebble-Heatern angetrieben werden. Die Verbindung zwischen der Gasturbine und dem Pebble-Heater-System bildet der so genannte Heißgaspfad, dessen Aufbau im Folgenden diskutiert wird. Als Anschlussstelle auf Seiten der Gasturbine eignet sich hierfür der Ort/Bauraum der Standard-Brennkammer. Die Position der Brennkammer ist im Standard-Package aus Platzgrün-

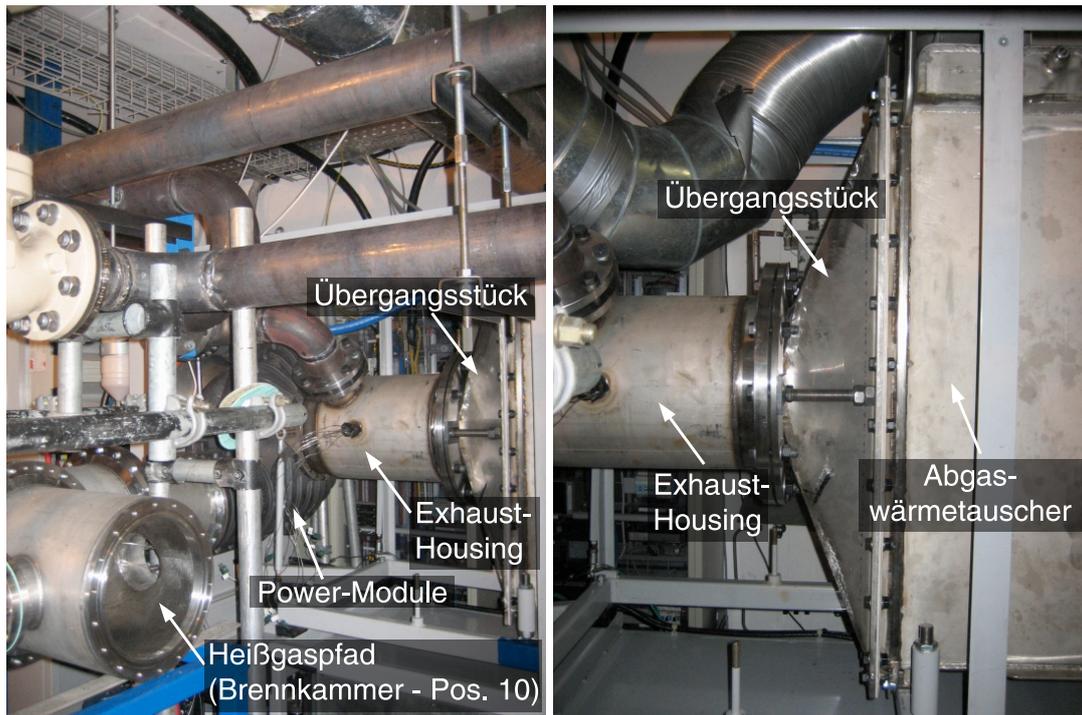


Abbildung 3.2: Fotos des modifizierten Abgasstrangs der Turbec T100PH. Linkes Bild: Power-Module, Exhaust-Housing, Übergangsstück (von links). Rechtes Bild: Exhaust-Housing, Übergangsstück mit Vorrichtung für Formstabilität, Abgaswärmetauscher mit Kühlkanal (von links).

den um 45° nach unten geneigt. Zur Realisierung eines möglichst einfachen Heißgaspfades muss die Brennkammerposition um 45° nach oben in eine horizontale Lage gedreht werden, so dass die Schnittstelle zum Pebble-Heater-System waagrecht verläuft. Dies ist durch Demontage des Power-Modules möglich. Die entsprechenden Umbauarbeiten wurden bei der Firma Turbec durchgeführt. Im Zuge dieser Maßnahme fand die Instrumentierung der heißgasführenden Bauteile mit Thermoelementen statt, um das in Kapitel 2.1.2.2 beschriebene Problem der Bauteilkühlung untersuchen zu können. Die Abbildungen 3.3(a) und 3.3(b) zeigen die Positionen der Thermoelemente an ausgewählten Stellen der Gasturbinenvolute. Sowohl Material- (M1 ... M10) als auch Lufttemperaturen (L1 und L2) werden gemessen.

Die Messergebnisse aus den Temperaturverteilungen der Standard-Gasturbine sowie der modifizierten Anlage werden in Kapitel 4.2.2 diskutiert.

Der Aufbau des Heißgaspfades wird durch die Betriebsbedingungen der Gasturbine bestimmt. Zum einen muss die heiße, komprimierte Luft aus den Pebble-Heatern zur Turbine mit möglichst geringen Wärmeverlusten transportiert werden. Zum anderen muss für die An- und Abfahrphase der Gasturbine eine unabhängige Brennkammer BK zur Verfügung stehen, die in den Heißgaspfad integriert ist. Zudem soll dieser Pfad zur Re-

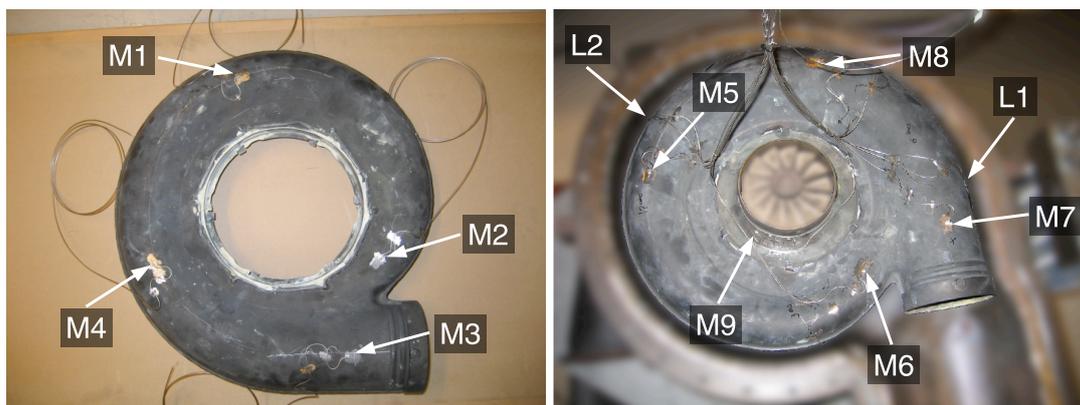


Abbildung 3.3: Linkes Bild: Positionierung der Thermoelemente auf der Volute – generatorseitig. Rechtes Bild: Positionierung der Thermoelemente auf der Volute – turbinenseitig.

gelung der maximalen Leistung $P_{el,max}$ bei tiefen Umgebungstemperaturen (siehe Kapitel 4.2.1) verwendet werden, indem über einen Bypass kalte Kompressorluft direkt in den Heißluftstrom vor der Turbine beigemischt wird. Da die Kompressorluft über die Brennkammer auch ohne Verbrennung geleitet werden kann, können der Brennkammerpfad und der Kompressorluft-Bypass in einem System zusammengefasst werden.

Abbildung 3.4 zeigt den Schnitt durch die Zusammenbauzeichnung des gesamten Heißgaspfades und Abbildung 3.5 die Hardware im Laboraufbau. Wie bei Gasturbinen üblich, wird ein doppelschaliges Konzept verwendet, um komprimierte heiße Gase zu transportieren. Während das Innenrohr die heiße Luft für die Turbine führt, strömt im äußeren Ringspalt zwischen Außengehäuse und Innenrohr die kalte Kompressorluft. Damit werden die Anforderungen von Temperatur und Druck an die Materialien räumlich getrennt. Das Innenrohr wird mit den hohen Temperaturen beaufschlagt, während das Außengehäuse den Druck aufnimmt.

Abbildung 3.4 zeigt den geraden Heißluftpfad, durch den die Luft vom Pebble-Heater zur Turbine strömt. Davon zweigt senkrecht die Bypass-Brennkammer ab. Da die Innen- und Außenrohre unterschiedliche Temperaturen erreichen, ist ein spezielles System erforderlich, um die Dehnungen zu akkomodieren und gleichzeitig Dichtheit zu gewährleisten. Dieses System wurde von der Firma Turbec in Zusammenarbeit mit dem Verfasser entworfen und besteht aus einem dreiteiligen Außengehäuse (Pos. 1, Pos. 6 und Pos. 10), dem zweiteiligen Heißgasrohr (Pos. 2 und Pos. 5) und den Zwischenflanschen, den sogenannten „Bulkheads“ (Pos. 3, Pos. 4 und Pos. 7), die als Aufnehmer der Innenrohre dienen und über das Außengehäuse fixiert werden. Das konische Bauteil Pos. 1 wird links an der Stelle der Standard-Brennkammer mit dem Power-Module und auf der rechten Seite mit dem T-Stück Pos. 6 verschraubt. An dessen Abzweig befindet sich Pos. 10 als Aufnahme für die Bypass-Brennkammer. Zwischen Pos. 1 und Pos. 6 wird der Bulkhead Pos. 4 verpresst, zwischen Pos. 6 und Pos. 10 der Bulkhead Pos. 3. Am Ende des

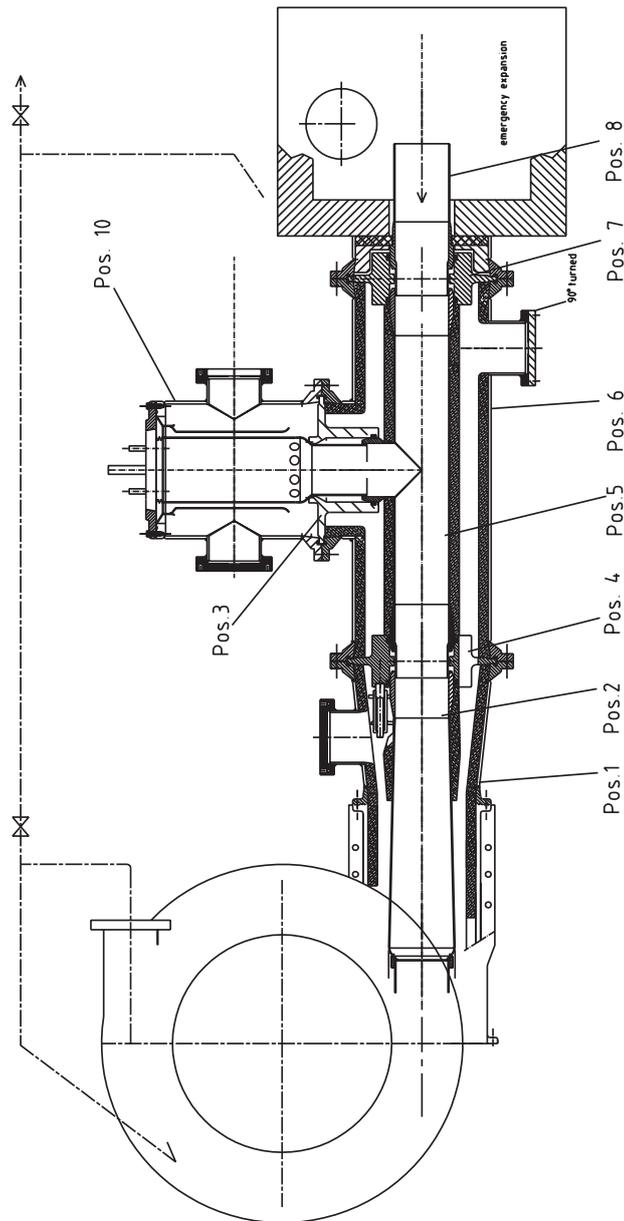


Abbildung 3.4: Zusammenbauzeichnung des doppelschaligen Heißgaspfadaufbaus.

Außengehäuses befindet sich der Bulkhead Pos. 7, der den doppelschaligen Heißgaspfad vom übrigen Rohrsystem der Anlage trennt. Das ATZ Entwicklungszentrum sieht hierfür ein einschaliges Schamott-Rohrsystem vor.

Die Ausführung des Heißgasrohrs durch zwei separate, schwimmend gelagerte Rohre (Pos. 5 und Pos. 2) ermöglicht thermische Dehnungen in axialer Richtung, wodurch thermische Spannungen im Heißgasrohr und an der Volute vermieden werden. Realisiert wird diese Beweglichkeit durch die Befestigung der Rohre über Kolbenringe mit

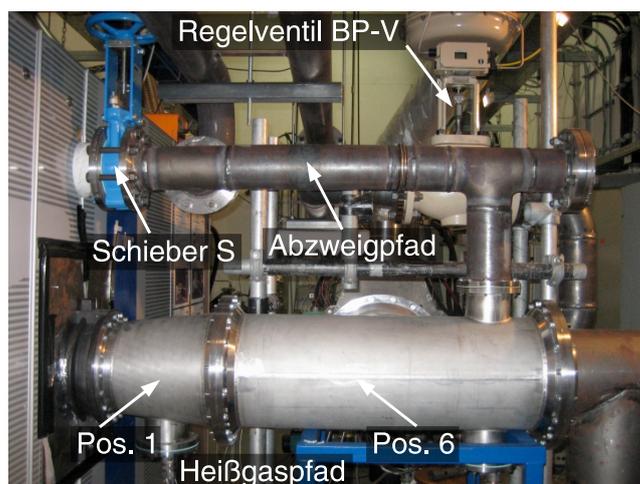


Abbildung 3.5: Foto des modifizierten Heißgaspfades.

den Bulkheads. Das konusförmige Rohr Pos. 2 endet links im Originalsitz der Standard-Brennkammer, mit dem es über Federpakete verspannt wird. Auf der rechten Seite wird es über Kolbenringe zum Bulkhead Pos. 4 verschieblich abgedichtet. Das T-Stück Heißgasrohr Pos. 5 ist an allen drei Enden über Kolbenringe in den Bulkheads Pos. 4, Pos. 7 und Pos. 3 gelagert, so dass sich das Rohr sowohl axial in beide Seiten als auch in Richtung der Bypass-Brennkammer ausdehnen kann. Abbildung 3.6 zeigt die mit Thermoelementen instrumentierten Heißgasrohre Pos. 5 (oben) und Pos. 2 (unten). Der Pfeil deutet auf die Position zweier Thermoelemente an der Außenseite des Heißgasrohrs Pos. 5 gegenüber des Bypass-Brennkammeraustritts. Diese Messstelle ist von Interesse, da sie Aufschluss über mögliche Abweichungen der gewünschten Brennkammeraustrittstemperatur gibt. Zur Redundanz werden zwei Thermoelemente verwendet. Bei dem Bauteil Pos. 2 sind die oben erwähnten Federpakete zu sehen.

Als Materialien kommen für das Außengehäuse Edelstahl 1.4301 und für die heißgasführenden Teile Haynes 230 zum Einsatz. Um die Wärmeverluste gering zu halten, müssen die Bauteile isoliert werden. Gemäß einer Berechnung wurden die Heißgasrohre außen mit 20 mm, und das Außengehäuse innen mit 10 mm starken mikroporösem Dämmstoff versehen. Zur Fixierung und Vermeidung von Materialaustrag aus der Isolation wurde der Dämmstoff mit einer 0,1 mm starken Edelstahlfolie verkleidet, die mit den Bauteilen verschweißt ist. Die Abbildungen 3.7(a) und 3.7(b) zeigen die Bauteile Pos. 5 und Pos. 2 im isolierten Zustand.

3.1.2 Rohrverbindungen, Armaturen, Instrumentierung und Messtechnik

Der Umbau der Gasturbine erfordert eine veränderte Luftführung und die Installation diverser Armaturen. Abbildung 3.8 stellt schematisch die einzelnen Strömungspfade mit den jeweiligen Armaturen dar. Die Luft aus dem Verdichter V wird am T-Stück (1)

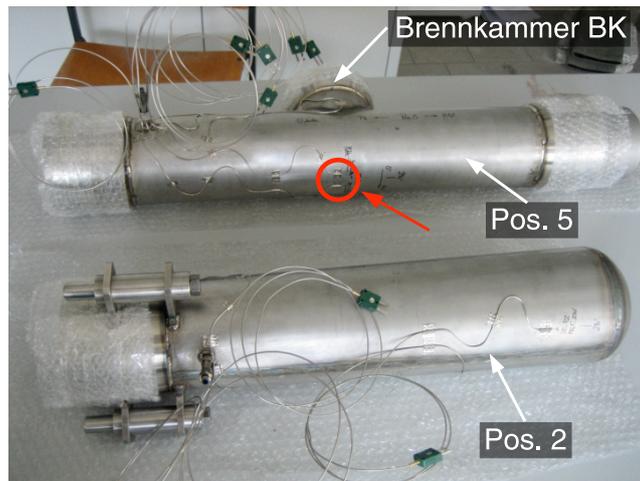


Abbildung 3.6: Foto der beiden mit Thermoelementen instrumentierten Heißgasrohre: Pos. 5 oben und Pos. 2 unten. Der Pfeil zeigt die Position der der Thermoelemente an der Außenseite des Heißgasrohrs Pos. 5 gegenüber der Bypass-Brennkammer.



Abbildung 3.7: Fotos der isolierten Heißgasrohre Pos. 2 (links) und Pos. 5 (rechts).

in den Kühlluftpfad (links) und den Abzweigpfad (rechts) aufgeteilt. Der Kühlluftpfad führt zurück in das Exhaust-Housing zur Kühlung der Heißgasbauteile (Volute, Heißgasrohre, ...). Die Luftaufteilung erfolgt über einen Schieber S im Abzweigpfad und ist einstellbar. Nötig wird diese Aufteilung aufgrund des Wegfalls des Rekuperators zur Vermeidung der Bauteilunterkühlung im Heißgaspfad, wie in Kapitel 2.1.2.2 beschrieben. Die Luftströme aus den beiden Pfaden werden im T-Stück (2) wieder zusammengeführt. Im Fall des Brennkammerbetriebs strömt die Luft aus dem Kühlpfad nach links und vereinigt sich mit der Luft aus dem Abzweigpfad am T-Stück (3) zum Luftstrom im Brennkammerpfad, der über das T-Stück (4) im Heißgaspfad in den Pebble-Heater-Heißluftpfad mündet und von dort in die Turbine T strömt. Im Fall des Pebble-Heater-

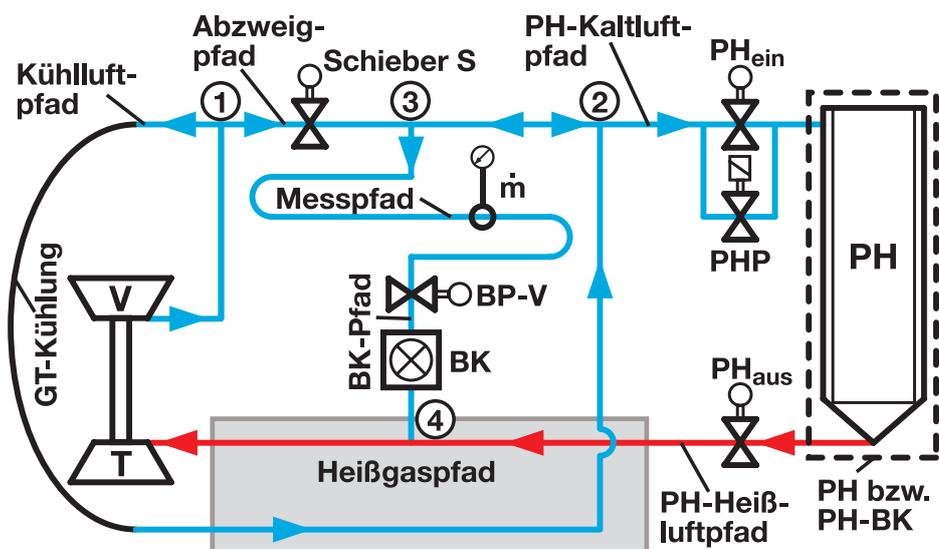


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Strömungspfade der modifizierten Turbine T100PH.

Betriebs strömt die Luft aus dem Kühlluftpfad nach rechts und bildet gemeinsam mit dem Fluid aus dem Abzweigpfad die Pebble-Heater-Kaltluft (PH-Kaltluftpfad), während heiße Luft aus dem Pebble-Heater über den Heißgaspfad in die Turbine T strömt. Bei den Umschaltvorgängen zwischen Brennkammer und Pebble-Heater teilt sich die Luft aus dem Kühlluftpfad sowohl in den Brennkammer- als auch in den PH-Kaltluftpfad auf.

Für die unterschiedlichen Betriebszustände der Anlage sind Armaturen in den einzelnen Pfaden notwendig. Im Brennkammerpfad ist vor der Brennkammer ein akkurat justierbares pneumatisches Ventil BP-V der Marke Samson (Stellventil Typ 3241-7) montiert. Mit Hilfe des Ventils lässt sich der Luftmassenstrom im Brennkammerpfad exakt einstellen, was beispielsweise zum Zünden der Brennkammer von Bedeutung ist. In den beiden Pebble-Heater-Pfaden PH-Kaltluft und PH-Heißluft sind die Schieber PH_{ein} und PH_{aus} verbaut. Zusätzlich zum Schieber ist im PH-Kaltluftpfad noch ein parallel geschaltetes DN15 Ventil PHP für den Pebble-Heater-Bedrückvorgang installiert.

Zum An- und Abfahren der Gasturbine muss die gesamte Verdichterluft über den Brennkammerpfad zur Turbine T strömen. Die Ventile PH_{ein}, PHP und PH_{aus} in den beiden PH-Pfaden müssen dabei geschlossen sein. Beim Betrieb der Anlage mit den Pebble-Heatern ist das Brennkammerventil BP-V geschlossen, so dass keine Luft über den BK-Pfad strömt.

In das Rohrsystem wurden neben Regelarmaturen auch Messinstrumente integriert. Für die exakte Bestimmung des Luftmassenstroms über die Brennkammer wurde ein Masendurchflussmessgerät in den BK-Pfad (vor dem Samson Ventil BP-V) eingebaut. Dieses ist notwendig, um das Steuer- und Regelkonzept für bestimmte Betriebsphasen, wie den Zündvorgang der Brennkammer, zuverlässig konfigurieren zu können. Zusätzlich

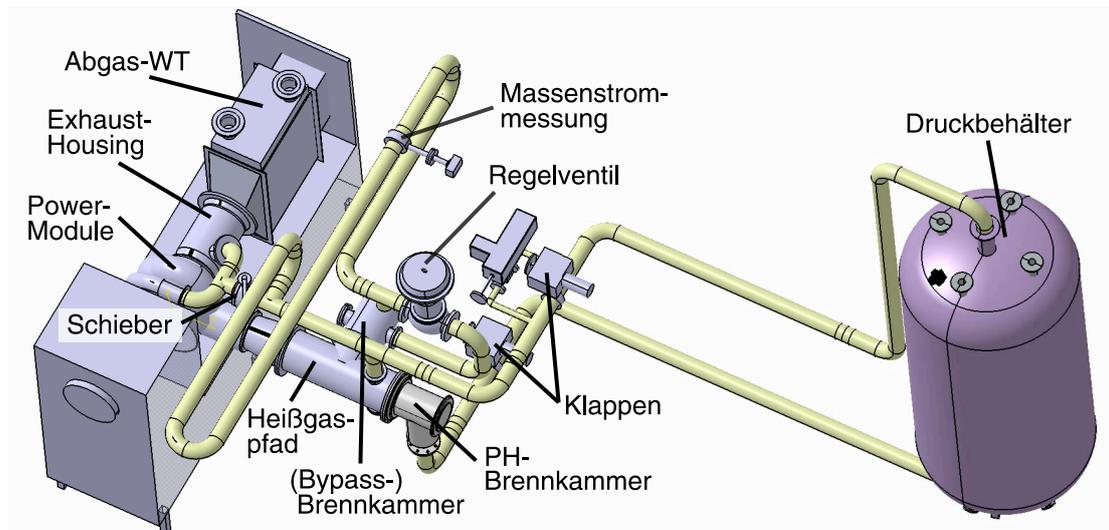


Abbildung 3.9: Darstellung des Laboraufbaus mit den einzelnen Komponenten.

lassen sich mit den Massenstromdaten Aussagen über die Anlagen-Performance treffen. Zum Einsatz kommt ein ABB Sensyflow VT-S Durchfluss-Messwertaufnehmer, der nach dem Prinzip des Heißfilm-Anemometers (thermisches Messprinzip) arbeitet und für den gesamten Massenstrombereich der Mikroturbine funktioniert. Gemäß der Installationsanleitung des Hersteller wurden eine ausreichend lange Ein- und Auslaufstrecke in der Verrohrung vorgesehen. Das Rohrsystem ist so konstruiert, dass nach erfolgreicher Automatisierung der Pilotanlage der Messpfad entfernt und durch einen kurzen Rohrbogen ersetzt werden kann. Dadurch wird die Anlage kompakter. Abbildung 3.9 zeigt schematisch den Aufbau und die Komponenten der Laboranlage in 3-D Ansicht. Die reale Testanlage ist in den Abbildungen 3.10(a) und 3.10(b) von zwei Seiten dargestellt.

Für die Steuerung und Regelung der modifizierten Anlage T100PH sind, wie in Kapitel 2.1.2.3 beschrieben, die Messungen der drei Gastemperaturen des Pebble-Heater-Austritts (T_{PH}), des Bypass-Brennkammeraustritts (T_{BK}) und des Turbineneintritts (T_{IT}) notwendig. Abbildung 3.11 zeigt schematisch die Positionen der Messstellen im Heißgaspfad. Über angeschweißte Rohrstücke mit Verschraubungen (siehe Abbildung 3.6) können die Thermoelemente in den Heißgasstrom eingeführt und mit den Komponenten Pos. 5 und Pos. 2 fixiert werden. Verschraubungen in den Stützen des Außengehäuses (Pos. 1 und Pos. 6) ermöglichen eine leakagefreie Durchführung der Thermoelemente. Das Thermoelement T_{BK} wird durch eine Bohrung im Bulkhead Pos. 3 eingefädelt und mit einer Verschraubung positioniert. Über den Stützen des Außengehäuses Pos. 10 gelangt der Thermoelementanschluss nach außen. Zur Erhöhung der Messinstrumentenlebensdauer kommen aufgrund der hohen Temperaturen Thermoelemente des Typs K mit einem Durchmesser von 3 mm zum Einsatz. Das Durchführungssystem erlaubt den leichten Austausch der Thermoelemente.



Abbildung 3.10: Fotos der Laboranlage. Oben: Blick von der Abgasseite; unten: Komplett installiert, mit allen Komponenten.

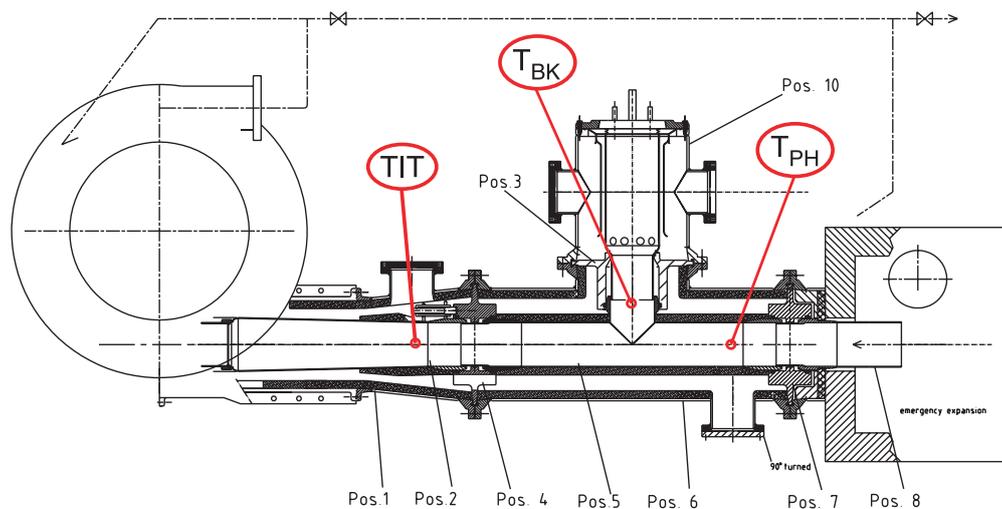


Abbildung 3.11: Positionierung der für die Anlagenregelung entscheidenden Thermoelemente TIT, T_{BK} und T_{PH}.

Um thermische Spannungen im DN100 Rohrsystem verhindern zu können, wurden an kritischen Stellen Axial-Kompensatoren eingebaut. Zur Überprüfung der Maschinendaten wurde zudem ein Relativ-Drucksensor in einer Leitung der Verdichterluft integriert.

3.1.3 Aufbau der Testanlage im Labor

3.1.3.1 Steuerung der Gesamtanlage

Die in Kapitel 2.1.2.3 vorgestellte Steuerung der modifizierten T100PH-Anlage wurde in der LabView-Umgebung programmiert (Holzinger [2007]). Daten des PMC-Moduls werden via CAN-Bus in das Steuerprogramm eingelesen und verarbeitet. Im Hinblick auf die Regelung der Brennkammer wurden atmosphärische Brennkammerversuche durchgeführt und ein Modell zur Skalierung des Brennkammerbetriebsbereichs unter Druck entwickelt. Die genauere Beschreibung der einzelnen Signal- und Steuerungsanpassungen würden an dieser Stelle zu weit führen und sind der Arbeit Holzinger [2007] zu entnehmen.

3.1.3.2 Simulation eines Pebble-Heaters

Der Pebble-Heater fungiert sowohl als Wärmespeicher wie auch als Druckspeicher. Da zum Zeitpunkt der Laborversuche kein Pebble-Heater zur Verfügung stand, sollte er mithilfe eines Ersatzsystems simuliert werden. Dies sollte aus der Kombination eines Druckbehälters, der das gespeicherte komprimierte Luftvolumen darstellt, und einer zweiten Brennkammer (im Folgenden als Pebble-Heater-Brennkammer bezeichnet), die

die heiße Luft für die Turbine bereitstellt, bestehen. Die Abbildung 3.9 zeigt schematisch den geplanten Laboraufbau. Aus Platzgründen wurde jedoch auf die Installation des Druckbehälters verzichtet. Abbildung 3.10(b) zeigt den realisierten Aufbau der Testanlage mit Pebble-Heater-Brennkammer, jedoch ohne Druckbehälter.

3.2 Fahrprogramm der Gasturbine im Pebble-Heater-Zyklus

Da die Pebble-Heater regenerative Wärmetauscher sind, ist ein zyklischer Betrieb zwischen dem Aufladen durch die atmosphärische Feuerung und dem Entladen durch die Gasturbine unter Druck erforderlich. Hierbei muss ein kontinuierlicher Massenstrom im Verdichter und der Turbine fließen, der die Turbine mit näherungsweise konstanter Temperatur versorgt. Es muss also immer einen offenen Pfad zwischen Verdichter und Turbine geben, in dem Wärme zugeführt wird. Möglich wird die Verknüpfung von instationärem Pebble-Heater-Betrieb und stationärem Gasturbinenbetrieb durch die Verwendung von drei Pebble-Heatern und einer Anzahl von Ventilen.

Ähnlich wie Abbildung 2.15 aus Kapitel 2.1.2.3 zeigt Abbildung 3.12 nochmals den vereinfachten schematischen Aufbau der Kopplung Pebble-Heater – Gasturbine für den Entladefall der heißen Regeneratoren. Zum Anlagensystem gehören die modifizierte Mikroturbine (Generator (G), Verdichter (V) und Turbine (T)), die T100-Standard-Brennkammer (BK) mit vorgeschaltetem Regelventil (BP-V) für das An- und Abfahren der Anlage, drei Pebble-Heater (PH), von denen hier lediglich zwei skizziert sind, sowie die dazugehörigen Ventile PH_{ein} , PH_{vor} und PH_{aus} nach jedem Pebble-Heater.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist das modifizierte Gasturbinenkontrollsystem, wie in Kapitel 2.1.2.3 beschrieben, bestehend aus dem neu konfigurierten Standard-Regler (PMC) und dem externen Regler für die Temperatursteuerung der Brennkammer, in Abbildung 3.8 nicht gezeigt. Der PMC sorgt über die Anpassung der elektrischen Leistungsabnahme für konstante Gasturbinendrehzahlen. Das Gerät steuert auch weiterhin das An- und Abfahren der Anlage, wie im Standardbetrieb der T100. Zudem bleiben alle im PMC implementierten Sicherheitsprozesse samt der Signalverarbeitung, die für einen zuverlässigen Gasturbinenbetrieb notwendig sind, während des gesamten Anlagenbetriebs aktiv. Der externe Regler wird für die Umschaltvorgänge zwischen Brennkammer und Pebble-Heater benötigt. Während dieser Phase regelt er den Brennstoffmassenstrom, um die Brennkammeraustrittstemperatur für unterschiedliche Luftmassenströme konstant zu halten.

Das entwickelte Anlagenbetriebskonzept unterteilt sich in die nachstehend beschriebene Prozesse.

3.2.1 Aufheizen der Pebble-Heater

Um die Gasturbine mit den Pebble-Heatern betreiben zu können, müssen diese zunächst bis zu dem gewünschten Temperaturprofil aufgeheizt werden. Dies geschieht, entkoppelt

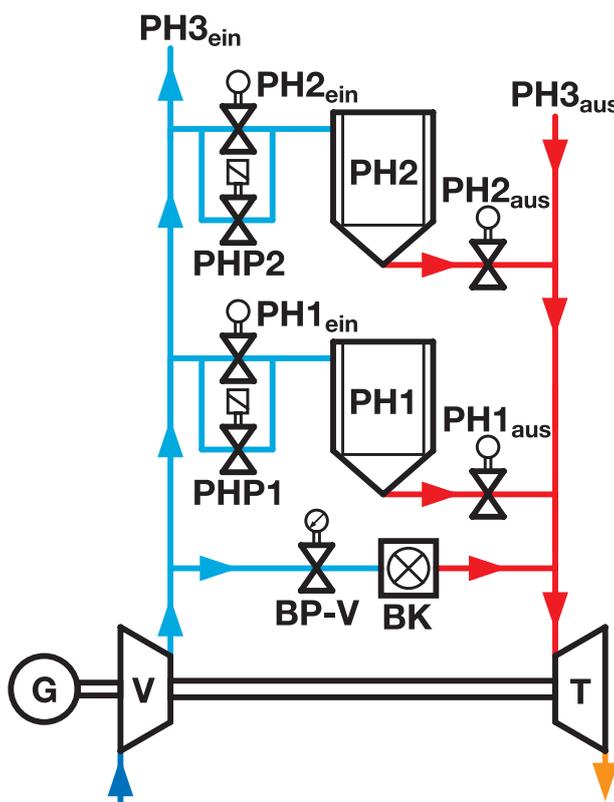


Abbildung 3.12: Strömungspfade der Pilotanlage mit Gasturbine und drei Pebble-Heatern (nur zwei davon in Abbildung skizziert).

von der Gasturbine, über die atmosphärische Biomassefeuerung (in Abbildung 1.3 schematisch dargestellt). Während des Aufheizvorgangs wird die Heißluft durch ein Gebläse entnommen. Die Vorbereitung der Pebble-Heater für die Entladung durch die Gasturbine dauert einige Tage. Nun erfolgt der Start der Gasturbine.

3.2.2 Anfahren der Gasturbine

Zunächst muss sichergestellt werden, dass der Schieber nach der Gasturbine im Abgasstrang (in Abbildung 3.12 nicht dargestellt) und das Ventil BP-V vor der Bypass-Brennkammer BK geöffnet sind. Um die Anlage starten zu können, muss die Gasturbine von den Pebble-Heatern entkoppelt werden, d.h. alle Ventile und Schieber (PHP1/2/3, PH1_{ein}/2_{ein}/3_{ein} und PH1_{aus}/2_{aus}/3_{aus}) zwischen Mikroturbine und Pebble-Heater müssen geschlossen sein. Sind diese Bedingungen erfüllt, kann die Gasturbine standardmäßig, wie von Turbec vorgesehen, entweder über das Frontpanel oder über das Steuerprogramm am PC (CAN-Bus-Schnittstelle) gestartet werden. Die Mikroturbine durchläuft dabei die für die Startphase üblichen Schritte (Evakuierung des Gasturbinengehäuses, Aufheizen des Schmieröls, Gasventilcheck, ...). Zum Antreiben der Rotorwelle

wird der Generator als Motor bis zu einer Drehzahl von etwa 21000...24500 1/min verwendet. Die Gasventile werden geöffnet und der Zünder der Bypass-Brennkammer BK aktiviert. In der Regel zündet die Brennkammer und die Gasturbine fährt über den kritischen Drehzahlbereich auf die Nenndrehzahl von 70000 1/min. Es kann vorkommen, dass der Zielwert eines Parameters (z.B. Öltemperatur, Gasvordruck, ...) während der Startphase nicht erreicht wurde und die Brennkammer nicht zündet. Ist dies der Fall, so leitet der Gasturbinen-Controller PMC automatisch einen Restart ein und die Prozedur beginnt von Neuem. Im Gegensatz zum Standardbetrieb, bei dem eine Ziel-Turbineneintrittstemperatur $TIT = 1223$ K im Nennbetrieb vorgegeben ist, wird bei der modifizierten Gasturbine die Turbineneintrittstemperatur TIT auf 1150 K bei den An- und Abfahrvorgängen im Brennkammerbetrieb reduziert. Der Grund hierfür ist der Ausbau des Rekuperators aus dem Gasturbinen-Package, wodurch die Kompressorluft vor dem Eintritt in die Brennkammer nicht mehr vorgewärmt wird. Die Feuerungsleistung der Standard-T100-Brennkammer, die für einen rekuperierten Zyklus ausgelegt ist, reicht bei den üblichen Gasvordrücken nicht aus, um die nominelle Turbineneintrittstemperatur bei Nenndrehzahl zu liefern. Durch die beschriebene Änderung des PMC-Regelungskonzepts kann die Nenndrehzahl durch Anpassung der Turbinenleistung (Generatorgeschwindigkeitsregelung) auch bei einer niedrigeren TIT von 1150 K problemlos erzielt werden. Hat die Gasturbine die gewünschte Drehzahl und die Zieltemperatur (hier $TIT = 1150$ K) erreicht, so ist die Anfahrphase abgeschlossen.

3.2.3 Regelung der Brennkammeraustrittstemperatur

Bevor der erste Pebble-Heater unter Druck gesetzt werden kann, muss die Brennstoffregelung für die Bypass-Brennkammer BK vom PMC ¹⁾ auf den externen Regler umgeschaltet werden. Als Stellgröße werden wiederum PWM-Signale für die Regelung der Brennstoffventile verwendet. Im Gegensatz zum PMC ²⁾ regelt der eigens programmierte externe Regler ausschließlich die Main-Stufe. Die Pilot-Stufe bekommt ein konstantes Signal vorgegeben. Die Zielgröße ist die über ein Thermoelement gemessene Brennkammeraustrittstemperatur T_{BK} (siehe Abbildung 3.11). Die Einstellung der Reglerparameter wurde mit Hilfe der Laboranlage ermittelt, weshalb keine weiteren Untersuchungen nötig waren. Ab diesem Zeitpunkt sind beide Regelkreise aktiv, der Regler hält die Brennkammeraustrittstemperatur T_{BK} konstant, während der PMC weiterhin die Maschinengeschwindigkeit durch Anpassung der Generatorleistung auf Nenndrehzahl regelt.

1) Power Module Controller steuert abhängig vom Erdgasvordruck über PWM-Signale (pulsweitenmodulierte Signale) die Öffnungszeiten der Brennstoffventile für Pilot- und Main-Stufe und damit den Durchfluss.

2) Der weiterhin PWM-Signale ausgibt, diese jedoch keine Auswirkung mehr auf die Brennstoffregelung haben.

3.2.4 Pebble-Heater unter Druck setzen

Um den Pebble-Heater unter Druck zu setzen, wird ein Teilstrom von 40...50 g/s des Kompressormassenstroms abgezweigt. Zu Beginn des Bedrückens liegt ein überkritisches Druckverhältnis vor, so dass die Dimensionierung des Bedrückventils PHP1 über den freien Querschnitt erfolgen kann. Während dieser Phase verringert sich der Luftmassenstrom durch die Bypass-Brennkammer BK und die Turbine entsprechend um diesen Betrag, was zu einer geringfügigen Erhöhung von TIT führt. Der aktive Regler registriert die Temperaturerhöhung über das Thermoelement TIT und verringert die zugeführte Brennstoffmenge bis die Zieltemperatur wieder erreicht ist. Ebenfalls mit diesem Prozess verbunden ist eine Reduktion der Turbinenleistung P_T , die vom PMC durch eine entsprechende Verringerung der Generatorlast ausgeglichen wird. Ein Drucksensor am Pebble-Heater meldet das Erreichen des geforderten Betriebsdrucks, wobei der Massenstrom durch das Ventil PHP1 abnimmt und der durch die Bypass-Brennkammer BK wieder steigt. Wiederum regelt der externe Regler die Gasmenge abhängig von der gemessenen Temperatur. Nach etwa 2...3 min ist PHP1 komplett unter Druck gesetzt und bereit über den Gasturbinenzyklus entladen zu werden.

3.2.5 Umschalten von Brennkammer auf Pebble-Heater

Der Pebble-Heater PH1 steht nun unter Druck und das Umschalten auf den Pebble-Heater-Betrieb kann eingeleitet werden. Ventil PHP1 wird geschlossen und Hauptventil $PH1_{aus}$, welches ein langsamer, wassergekühlter Absperrschieber ist, wird geöffnet. Bis zu diesem Zeitpunkt sind keine Änderungen im Betriebszustand der Anlage zu erwarten. Sobald Ventil $PH1_{aus}$ komplett offen steht, wird auch Hauptventil $PH1_{ein}$ aufgemacht. Dabei wird der Pfad über den Pebble-Heater freigegeben. Nun strömt zunehmend mehr Luft durch den Pebble-Heater PH1 und dementsprechend weniger Kompressorluft über die Bypass-Brennkammer BK. Dies erfolgt schrittweise und langsam, damit der Regler die Brennstoffmenge für die Brennkammer nachführen kann. Der externe Regler regelt weiterhin die Gaszufuhr auf die vorgegebene Brennkammeraustrittstemperatur T_{BK} . Ein Grenzwertgeber signalisiert dem Steuerprogramm sobald das Ventil $PH1_{ein}$ komplett geöffnet ist. Zu diesem Zeitpunkt wird die Gasturbine sowohl über die Bypass-Brennkammer BK wie auch über den Pebble-Heater PH1 mit heißer Luft versorgt. Erst wenn Ventil $PH1_{ein}$ vollständig offen steht, wird das Ventil BP-V vor der Brennkammer BK aktiviert und bis auf 40 % Öffnungsstellung zugefahren, was einem Luftmassenstrom durch die Bypass-Brennkammer BK von etwa 100 g/s entspricht. Der externe Regler hält dabei weiterhin die Brennkammertemperatur konstant, indem er die Brennstoffmenge der Main-Stufe reduziert. Bei einer weiteren Verringerung der Luftmenge durch die Brennkammer BK kann die Gefahr bestehen, dass die Brennkammer aufgrund der eingeschränkten Regelbarkeit der Gasventile zu heiß wird. Um dies zu verhindern, wird das Hauptventil in der Brennstoffleitung vor dem Ventilblock geschlossen, wodurch mangels Brennstoff die Flamme in der Bypass-Brennkammer BK erlischt. Die Turbi-

neneintrittstemperatur TIT sinkt dabei um etwa 50 K auf ca. 1100 K, da sich zur heißen Pebble-Heater-Luft die kalte Verdichterluft aus dem Brennkammerpfad beimischt. Der externe Regler der Gasversorgung wird deaktiviert und die PWM-Signale für die Pilot- und Main-Stufe auf 0 gesetzt. Die interne Gasturbinenregelung der T100 sorgt weiterhin für konstante Drehzahl, indem der Generator weniger elektrische Leistung ans Stromnetz abgibt. Das Ventil BP-V vor der Brennkammer BK wird nun komplett geschlossen und die gesamte Kompressorluft strömt nun über den Pebble-Heater PH1. Die Mikroturbine läuft jetzt als Heißwindturbine nur noch über einen Pebble-Heater.

Entsprechend der Auslegung liefert ein Pebble-Heater der Gasturbine einen Enthalpiestrom mit nahezu konstanter Temperatur von etwa 1223 K. Die Bypass-Brennkammer BK versorgt die Turbine lediglich mit 1150 K heißer Luft. Aus diesem Grund treten beim Umschaltvorgang von Brennkammer BK auf Pebble-Heater PH zahlreiche Effekte auf, die mit Hilfe der Simulation näher betrachtet werden müssen. Ein geringerer Druckverlust zwischen Verdichter und Turbine könnte zu einer Erhöhung des Gesamtluftmassenstroms führen. Wird der Pebble-Heater-Pfad geöffnet, so erhöht sich der Enthalpiefluss an der Turbine auch aufgrund der höheren Gastemperatur aus dem Pebble-Heater. Beide Effekte führen zu einer Erhöhung der Turbinenleistung und damit auch zu einer Steigerung der Turbinendrehzahl, der wiederum vom PMC über die Generatorlast entgegengewirkt wird. Abhängig von den Einstellungen des Reglersystems ist das Auftreten von Instabilitäten in dieser Phase des Anlagebetriebs denkbar, weshalb dynamische Simulationen durchgeführt wurden (siehe Kapitel 4.3).

3.2.6 Pebble-Heater-Betrieb und Umschalten zwischen zwei Pebble-Heatern

Abhängig von der Dimension der Pebble-Heater kann eine bestimmte Menge an Wärmeenergie im Schüttgut gespeichert werden. In der Pilotanlage sind die Pebble-Heater so dimensioniert, dass jeder Pebble-Heater für 20 min die Gasturbine mit 1223 K heißer Luft versorgen kann, bevor die Temperatur im Schüttbett merklich abnimmt. Die Steuerung der Gesamtanlage sieht vor, die Aufheiz- und Betriebszyklen zeitgesteuert zu realisieren. Die Gasturbine wird mit heißer Luft aus dem Pebble-Heater PH1 gespeist, wobei der PMC stets auf konstante Drehzahl regelt und kleinere Temperaturschwankungen aus dem Pebble-Heater ausgleicht. Etwa 2...3 min bevor die gespeicherte innere Energie aus Pebble-Heater PH1 über die Gasturbine in der Blasphase abgebaut ist, wird der über die atmosphärische Feuerung bereits aufgeheizte Pebble-Heater PH2 (Standbyphase) für den Betrieb mit der Gasturbine vorbereitet. Die Anlagensteuerung meldet den Start des Umschaltprozesses von einem zum anderen Pebble-Heater. Wie in Abschnitt 3.2.4 beschrieben, muss zunächst Pebble-Heater PH2 unter Druck gesetzt werden. Dazu wird das Ventil PHP2 geöffnet. Wie zuvor bei der Bypass-Brennkammer BK, so verringert sich nun entsprechend die Luftmenge durch den aktuell in Betrieb stehenden Pebble-Heater PH1 um den Betrag von etwa 40...50 g/s. Die Turbineneintrittstemperatur TIT bleibt dabei nahezu konstant, auch wenn der Massenstrom durch die Turbine und damit die elektrische Leistungsabgabe geringer wird. Ein Drucksensor am Pebble-Heater PH2

zeigt das Erreichen des Betriebsdrucks an, wobei die Luftmenge durch das Ventil PHP2 ab- und durch Pebble-Heater PH1 wieder zunimmt. Sobald der Pebble-Heater PH2 unter Druck steht, wird Ventil PHP2 geschlossen und das Hauptventil PH2_{aus} geöffnet. Ist der Querschnitt von Ventil PH2_{aus} komplett freigegeben, wird Hauptventil PH2_{ein} aufgeföhren, wodurch sich der Luftmassenstrom auf die Pebble-Heater PH1 und PH2 aufteilt. Zunehmend mehr Luft ströhmt durch Pebble-Heater PH2, entsprechend weniger durch Pebble-Heater PH1. Sobald das Ventil PH2_{ein} komplett offen ist, kann Ventil PH1_{ein} und schließlich auch Ventil PH1_{aus} geschlossen werden. Dabei erhöht sich der Luftmassenstrom durch Pebble-Heater PH2 bis letztlich die gesamte Verdichterluft über diesen Pfad fließt und die Gasturbine nunmehr über Pebble-Heater PH2 mit heißer Luft versorgt wird. Das Umschalten auf Pebble-Heater PH3 läuft analog zu dem eben beschriebenen Prozess ab.

Die Pebble-Heater werden nach diesem Prinzip periodisch auf die Gasturbine geschaltet. Sie wechseln dabei zwischen den Zuständen Entladen, Abreinigen, Beladen und Standby-Mode, wie in Kapitel 2.2.2.1 beschrieben.

3.2.7 Abschalten der Pilotanlage

In bestimmten Zeitintervallen, zum Beispiel für Wartungsarbeiten an der Gasturbine, wird die Anlage heruntergeföhren. Für dieses Szenario wurde ebenfalls eine spezielle Prozedur entwickelt und in den Steuerungsablauf implementiert. Um ein normales, standardmäßiges Herunterfahren der Gasturbine zu gewährleisten, muss die Anlage vom Pebble-Heater-Betrieb auf die Bypass-Brennkammer BK zurückgeschaltet werden. In diesem Fall kann ein kontrolliertes Abfahren der Gasturbine sichergestellt werden. Der Turbine Super Controller (TSC) (siehe dazu Abbildung 2.15) bekommt das Signal zum Herunterfahren der Anlage. Das bis dahin geschlossene Ventil BP-V vor der Brennkammer BK wird um 40 % geöffnet, so dass Kompressorluft mit einem Massenstrom von etwa 100...110 g/s durch die Bypass-Brennkammer BK im Brennkammerpfad ströhmt. Entsprechend weniger Luft gelangt über den Pebble-Heater-Pfad zur Turbine. Die Turbineneintrittstemperatur TIT sinkt dabei und der PMC regelt die Generatorlast, um die Turbinendrehzahl konstant zu halten. Das Ventil für die Gasversorgung der Bypass-Brennkammer BK wird aktiviert und der Zünder der Brennkammer angeschaltet. Die Pilot-Stufe der Gasversorgung bekommt ein PWM-Signal von 10 %, was zum Zünden der Brennkammer ausreicht, und die Brennkammer startet. Hat die Brennkammer gezündet, zeigt das Thermoelement am Brennkammeraustritt T_{BK} eine steigende Temperatur an und die Main-Stufe der Gasversorgung wird aufgeschaltet. Der externe Regler föhrt die Main-Stufe dabei auf die vorgegebene konstante Brennkammeraustrittstemperatur T_{BK} nach, wobei die Pilot-Stufe gleichbleibend auf einem PWM-Signal von 10 % gehalten wird. Ist die Zieltemperatur von 1150 K erreicht, wird schrittweise das Ventil BP-V bis auf 100 % geöffnet. Dabei gelangt zunehmend mehr Luft durch die Bypass-Brennkammer BK. Der Regler hält weiterhin die Temperatur T_{BK} durch Nachregeln des Brennstoffmassenstroms konstant. In diesem Zustand wird die Turbine gleichzeitig über

einen Pebble-Heater und der Bypass-Brennkammer BK versorgt. Ist das Ventil BP-V im Brennkammerpfad komplett geöffnet, werden die Ventile PH_{ein} und PH_{aus} zwischen Pebble-Heater und Turbine langsam vollständig zugefahren. Hierdurch strömt zunehmend mehr Luft durch die Bypass-Brennkammer BK und entsprechend weniger Luft über den aktuell betriebenen Pebble-Heater PH. Sind die Ventile PH_{ein} und PH_{aus} zu 100 % geschlossen, so strömt die gesamte Verdichterluft, wie beim Startvorgang, über die Bypass-Brennkammer BK. Die Brennstoffregelung für die Bypass-Brennkammer BK wird nun vom externen Regler zurück auf den PMC geschaltet, so dass sich die Mikroturbine wieder vollkommen selbst regelt. Mit der vom Hersteller definierten Standardprozedur kann die Gasturbine heruntergefahren werden.

3.3 Sicherheitskonzept für den Anlagenbetrieb

Die Kleingasturbine ist ein dynamisches System, das bereits auf kleine Änderungen im Betriebszustand reagiert und somit das empfindlichste Bauteil der Pilotanlage darstellt. Die Anlagensicherheit ist ein wichtiges Thema, um Schäden an der Gasturbine zu vermeiden. Aufgrund des modifizierten Turbinenbetriebs und des immensen Energiespeicherpotentials der Pebble-Heater müssen alternative Sicherheitsverfahren entwickelt werden. Dieses Kapitel behandelt die Darstellung sicherheitsrelevanter Aspekte und deren Lösungsansätze.

3.3.1 Mögliche Szenarien – Überdrehzahlregelung und Lastabwurf

Falls aufgrund eines Leistungsungleichgewichts die Rotorgeschwindigkeit steigt und die Generatorgeschwindigkeitsregelung den Leistungsausgleich nicht erfolgreich wiederherstellen kann, muss der Enthalpiestrom an der Turbine reduziert werden. Dieses Szenario ist typisch für den Gasturbinenbetrieb bei niedrigen Umgebungstemperaturen, wie in Kapitel 2.1.1.1 bereits erwähnt. Im Folgenden soll dieser Fall als Szenario „1“ bezeichnet werden. Im Normalbetrieb fängt die Standardregelung diesen unerwünschten Betriebszustand selbstständig ab, indem sie den Brennstoffmassenstrom zur Brennkammer reduziert und damit über eine Verringerung der *TIT* auch die spezifische Turbinenarbeit herabsetzt. In der Konfiguration mit den Pebble-Heatern ist dies für die Gasturbine jedoch nicht möglich, da die Austrittstemperatur der Pebble-Heater-Luft weitestgehend fix ist. Dies erfordert demnach eine alternative Regelungsstrategie.

Der zweite zu betrachtende Fall ist der Lastabwurf, der das kritischste Leistungsungleichgewicht für die Gasturbine darstellt. In dieser Situation nimmt der Generator keine Last mehr ab (d.h. das Stromnetz nimmt die erzeugte Leistung nicht mehr auf), wodurch die generierte Arbeit in die Beschleunigung des Rotors umgewandelt wird und die Maschine schlagartig auf Überdrehzahl beschleunigt. Im Standard-Gasturbinenbetrieb wird dieser Zustand auch entsprechend berücksichtigt. Wird ein Lastabwurf von der Sensorik registriert, so wird die Brennstoffzufuhr schlagartig unterbrochen. Der Restbrennstoff

und die in den heißen Bauteilen gespeicherte thermische Energie ist jedoch groß genug, um die Gasturbine zu beschleunigen. Der Turbinenläufer ist deshalb auf die dabei erreichte maximale Überdrehzahl ausgelegt. Bei der Pebble-Heater-Anlage, die eine sehr große Leistungs- und Massenspeicherkapazität aufweist, besteht nicht die Möglichkeit, die Energieflüsse innerhalb von Bruchteilen einer Sekunde abzuschalten. Aus diesem Grund musste eine andere Sicherheitsstrategie für diese Fälle entwickelt werden. Die Szenarien „2“ und „3“ behandeln den Lastabwurf in unterschiedlichen Situationen, die in den Kapiteln 3.3.2.2 bzw. 3.3.2.3 erläutert werden.

3.3.2 Lösungsansätze für den Gasturbinenschutz

Ein 3-stufiges Sicherheitsverfahren kommt zum Einsatz, das über den Drehzahlsensor und die Generatorleistung aktiviert wird. Abbildung 3.13 zeigt ein vereinfachtes Schema der Anlage mit den zusätzlichen Komponenten für die möglichen Sicherheitskonzepte.

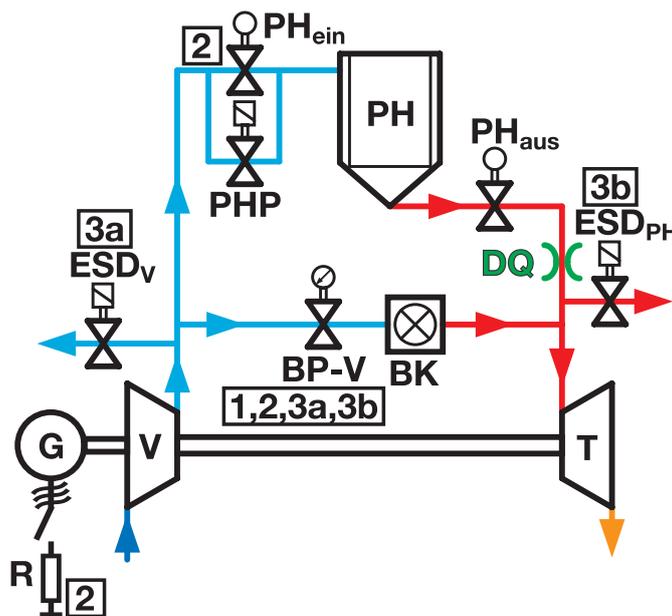


Abbildung 3.13: Schema für die möglichen Abläufe der Turbinendrehzahlregelung.

Direkt nach dem Verdichter ist ein Abblasepfad mit einer schnell öffnenden Armatur ESD_V vorgesehen. Ein weiterer Abblasepfad mit einer Armatur ESD_{PH} ist in der Heißgasleitung zwischen Pebble-Heater und Turbine unmittelbar vor dem Brennkammerpfad eingebaut. Als drittes Element kommt ein mit dem Generator verbundener Bremswiderstand R zum Einsatz. Die zu verwendenden Kontrollelemente sind entsprechend den Szenarien mit den Ziffern 1,2,3 versehen, die im Folgenden behandelt werden.

3.3.2.1 Steuerungstechnische Maßnahme

Für Szenario 1 wird das Bypass-Ventil BP-V kontrolliert geöffnet, wodurch sich der Luftmassenstrom über den Pebble-Heater reduziert und ein entsprechender Anteil an kalter Verdichterluft über den Brennkammerpfad zur Turbine gelangt. Dadurch verringert sich die Turbineneintrittstemperatur TIT und damit die thermische Energie an der Turbine. Diese Maßnahme ist rein regelungstechnisch zu erreichen.

3.3.2.2 Netzverlust – Bremswiderstand

Im Falle eines Netzverlustes tritt Szenario 2 in Kraft. Ein Bremswiderstand R wird auf den Generator geschaltet und erzeugt die Generatorlast. Gleichzeitig wird das Ventil BP-V im BK-Pfad geöffnet, wodurch die Turbinenleistung aufgrund sinkender Turbineneintrittstemperatur TIT reduziert wird. Tests zeigen, dass sich binnen 3 s der gesamte Strömungsquerschnitt des Ventils BP-V öffnen lässt, indem über ein zusätzliches Schnellschlussventil in der Stelldruckleitung die Ventilregelluft abgeblasen wird. Zeitgleich wird das Ventil PH_{ein} vor dem Pebble-Heater geschlossen. Mit Hilfe eines richtig dimensionierten Bremswiderstandes R sollte die Gasturbineneinheit zum Stillstand kommen, während sich der Druck im Pebble-Heater weit genug abgebaut hat. Bei dieser Methode muss jedoch die gesamte, im Pebble-Heater und im Rohrsystem gespeicherte Luftmenge über die Turbine entspannt werden.

3.3.2.3 Versagen aller Sicherheitsmaßnahmen – Blow-Off-Klappe

Szenario 3 betrachtet die Situation, bei der alle bisher diskutierten Sicherheitsmaßnahmen ausfallen, wie es beispielsweise bei einem Totalschaden des Generators der Fall ist. Für dieses Szenario scheinen zwei alternative Lösungswege möglich. Ein Abblasen der Luft über das Ventil ESD_V auf der kalten Seite (Szenario 3a) oder ein Abblasen über das Ventil ESD_{PH} auf der heißen Seite (Szenario 3b). In beiden Fällen wird zusätzlich das Ventil BP-V im Brennkammerpfad geöffnet. Ein Blow-Off-Vorgang auf der kalten Seite hätte den Vorteil, dass das Sicherheitsventil ESD_V bei niedrigen Temperaturbedingungen (etwa Verdichteraustrittstemperatur) betrieben wird, wodurch es nach einem solchen Zwischenfall weiterverwendet werden könnte. Der Nachteil dabei ist aber, dass die Heißluftströmung durch die Turbine möglicherweise nicht rasch genug sinkt. Szenario 3b zeigt den großen Vorteil der ultimativen Überdrehzahlregelung, da der Turbineneintrittsdruck und die Turbinenleistung schlagartig schnell sinken. Der Nachteil hierbei ist jedoch die Tatsache, dass das Sicherheitsventil ESD_{PH} nach einem Zwischenfall durch die heißen Gase wahrscheinlich beschädigt wird und ausgetauscht werden muss.

Die eben beschriebenen Sicherheitskonzepte werden in den Kapiteln 4.3.2.4 bis 4.3.2.6 mit Hilfe der dynamischen Simulation überprüft. Diese Ergebnisse sollen für folgende Untersuchungen herangezogen werden:

1. Überprüfung der Regelung des Luftmassenstroms über den Brennkammerpfad für Szenario 1.
2. Bereitstellung der notwendigen Daten für die Auslegung des Bremswiderstandes für Szenario 2.
3. Abschätzung der erforderlichen Blow-Off-Rohrquerschnitte für die Szenarien 3a und 3b.

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Erosion – Lebensdauerabschätzung der Turbec T100

Bei den nachfolgend präsentierten Ergebnissen zur Lebensdauer der Turbinenschaufeln unter Wirkung der partikelbeladenen Luftströmung wurde die in Kapitel 2.2.1 dargestellte Modellierung auf die Rotorschaufeln der T100 angewendet. Wie dargelegt, werden die Schaufelspitzen des Turbinenrotors als die kritischen Bereiche erachtet. Als Grenzwert für die Erosion wird der hier maximal erlaubte Materialabtrag um 1 mm festgelegt. Als nominelle Turbinenlebensdauer sind 30.000 Betriebsstunden angesetzt.

4.1.1 Wirkung der Partikelgröße und -beladung

Zunächst wurde die Lebensdauervorhersage für monodisperse Partikelverteilungen in Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser und der Partikelbeladung berechnet. Abbildung 4.1 zeigt die aus der Erosion resultierende, normierte Turbinenlebensdauer, aufgetragen als Funktion der Stokes-Zahl für zwei verschiedene Partikelbeladungen. Die Dreiecks- und Kreuzsymbole geben das Ergebnis des exakten, numerischen Modells („num“) nach Gleichung 2.49 an. Die aus dem vereinfachten Ansatz („model“) bestimmte Lebensdauer nach Gleichung 2.80 ist mit den Rechtecks- und Kreissymbolen markiert. Wie Gleichung 2.62 beweist, ist die Partikelbeladung umgekehrt proportional zur Erosionslebensdauer der Turbine. Die Turbinenlebensdauer sinkt dramatisch im Bereich kleiner Stokes-Zahlen und gleicht sich für große Stokes-Zahlen aus. Dies ist weitestgehend das gleiche Verhalten wie für die relativen Partikelgeschwindigkeiten aus Abbildung 2.25, verstärkt jedoch um etwa den quadratischen Exponenten der relativen Partikelgeschwindigkeit des Erosionsmodells. Der Vergleich des „exakten“ mit dem „vereinfachten“ Modell zeigt ebenfalls den bereits in Abbildung 2.25 zu erkennenden Effekt. Während für kleine Stokes-Zahlen die beiden Modelle annähernd die gleiche Lebensdauer für die Turbine berechnen, weichen die Vorhersagen mit steigenden St -Zahlen zunehmend voneinander ab. Das „vereinfachte“ Modell erzielt eine geringere Turbinenlebensdauer als das „exakte“ Modell. Der Grund hierfür ist, dass das „vereinfachte“ Modell ein geringeres Partikelfolgevermögen für zunehmende St -Zahlen vorhersagt als das „exakte“ Modell. Was die Bestimmung des Stokes-Zahl Limits für das Erreichen der nominellen Lebensdauer ($TL_{norm} = 1$) betrifft, kann die Ungenauigkeit der vereinfachten Analyse jedoch akzeptiert werden, insbesondere, wenn der geringe Berechnungsaufwand in Betracht gezogen wird.

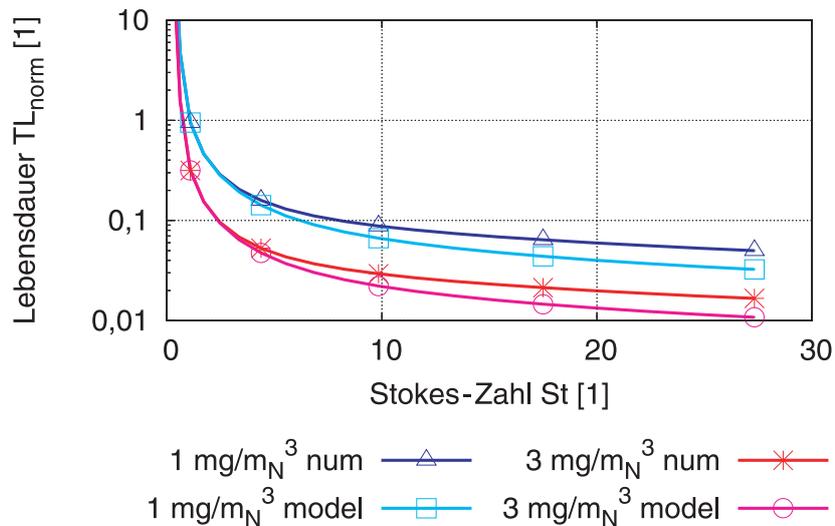


Abbildung 4.1: Auf die nominellen Betriebsstunden bezogene, relative Turbinenlebensdauer aufgrund von Erosion als Funktion der Partikelgröße und -beladung gemäß den Gleichungen 2.49 und 2.80.

4.1.2 Einfluss der Partikelverteilung

Im zweiten Schritt soll der Einfluss von Partikelverteilungen auf die Lebensdauer von Turbinenschaufeln untersucht werden. Es kommt die log-normal-Verteilungsfunktion zum Einsatz. Abbildung 4.2 zeigt vier angenommene Partikelverteilungen, von denen zwei das Maximum bei etwa $\bar{St} = 1,6$ (entspricht $\bar{d}_p = 5 \mu\text{m}$) haben und mit „ $St = 1,6$ “ und „ $St = 1,6_{breit}$ “ gekennzeichnet sind. Die anderen beiden besitzen ein Maximum bei $\bar{St} = 15$ (entspricht $\bar{d}_p = 15 \mu\text{m}$) und sind mit „ $St = 15$ “ und „ $St = 15_{breit}$ “ markiert. Der Unterschied zwischen den mit und ohne „breit“ gekennzeichneten Verteilungen besteht in der Variation ihrer Verteilungsbreite um etwa den Faktor 2. Für alle vier Partikelverteilungen wurde die Erosionslebensdauer TL_{norm} als Funktion der Partikelbeladung k berechnet. In Abbildung 4.3 sind die auf die nominell zu erreichenden Betriebsstunden bezogenen, relativen Lebensdauern über der Partikelbeladung aufgetragen. Es lässt sich erkennen, dass der Unterschied zwischen der Lebensdauervorhersage der zwei Verteilungen für die größeren Stokes-Zahlen sehr klein, hingegen für die beiden Verteilungen bei den kleineren Stokes-Zahlen signifikant ist. Die schmale Verteilung erreicht die nominelle Lebensdauer bei $St \approx 1$. Die Lebensdauer mit der breiten Verteilung ist um etwa den Faktor 2 niedriger. Der Grund hierfür ist, dass für größere Stokes-Zahlen die relativen Partikelgeschwindigkeiten weniger mit der Stokes-Zahl variieren, so dass die spezifische Erosion von verschiedenen Partikeldurchmessern linearisiert werden kann. Dadurch ergeben sich in etwa die gleichen Resultate. Für den Fall kleiner Stokes-Zahlen variiert die relative Partikelgeschwindigkeit stark über den Größenverteilungsbereichen (siehe Abbildung 2.25), so dass die spezifische Erosion ebenfalls beträchtlich von den Größenklassen abhängt und ein deutlich unterschiedliches Integral von e_{max} ergibt. Dies

bedeutet, dass für große Partikeldurchmesser, d.h. $\bar{St} \gg 1$, die Partikelverteilungsbreite nicht entscheidend für eine Erosionslebensdauerabschätzung ist. Dagegen ist sie ausschlaggebend, falls die Partikelverteilungen ihr Maximum in der Nähe von $St = 1$ haben.

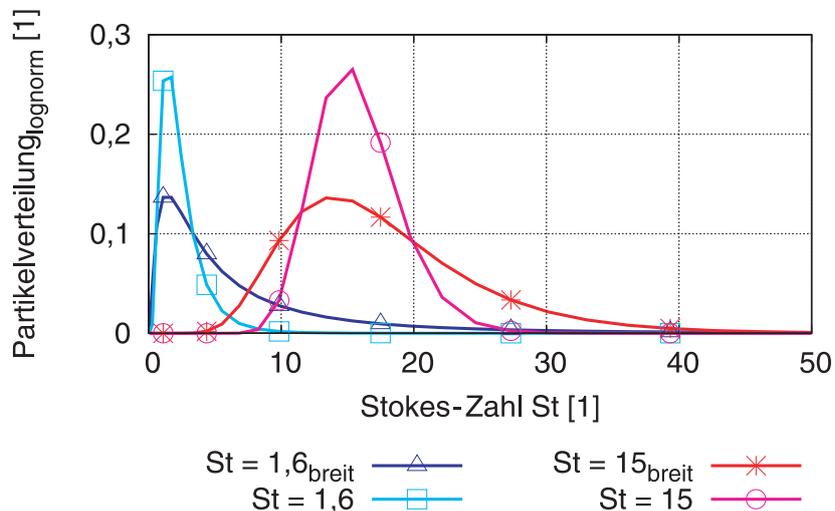


Abbildung 4.2: Log-normal-Partikelgrößenverteilungen mit Schwerpunkt bei $\bar{St} = 1,6$ und bei $\bar{St} = 15$ für unterschiedliche Verteilungsbreiten.

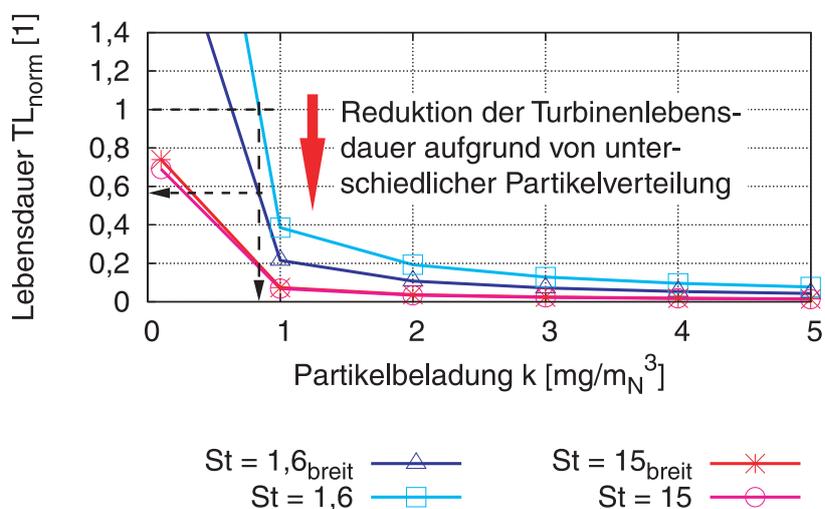


Abbildung 4.3: Relative Turbinenerosionslebensdauer als Funktion der Partikelbelastung für vier verschiedene Partikelverteilungen.

4.1.3 Beurteilung der Pilotanwendung

Das Ergebnis der Erosionsbetrachtung für die T100 heißt kurzgefasst, dass für das Erreichen der nominellen Lebensdauer des radialen Turbinenläufers Stokes-Zahlen von

$St \approx 1$ und Partikelbelastungen von $k \approx 1 \text{ mg/m}_N^3$ nicht überschritten werden sollten. Im vorliegenden Fall entspricht das einem mittleren Partikeldurchmesser von $3 \dots 4 \text{ }\mu\text{m}$. Der Einfluss der Verteilungsbreite der Partikelverteilung ist in diesem Bereich erheblich, weil die Partikelgeschwindigkeiten mit zunehmender Stokes-Zahl in diesem Bereich der Stokes-Zahlen stark abnehmen.

Im Hinblick auf die Pilotanlage wurden bei Klärschlammverbrennungsversuchen mit Pebble-Heatern gemachte Staubbmessungen (Oberberger u. a. [2002] (BIOS Bioenergiesysteme GmbH)) ausgewertet. Nach Bogner u. a. [2006] ergibt sich eine Staubbeladung von $5,5 \text{ mg/m}_N^3$. Die Partikeldurchmesser, die aus REM-Aufnahmen (Abbildung 4.4(a)) bestimmt wurden, liegen überwiegend oberhalb von $100 \text{ }\mu\text{m}$, während die kleinsten Partikelgrößen um $20 \text{ }\mu\text{m}$ gemessen wurden (siehe Abbildung 4.4(b)). Diese Werte sind offensichtlich für den Turbinenbetrieb ungeeignet. Andererseits lassen sich Partikel mit derart großen Durchmessern relativ gut mit einem Zyklonabscheider abreinigen, wie er von Bogner [2008] vorgeschlagen wurde.

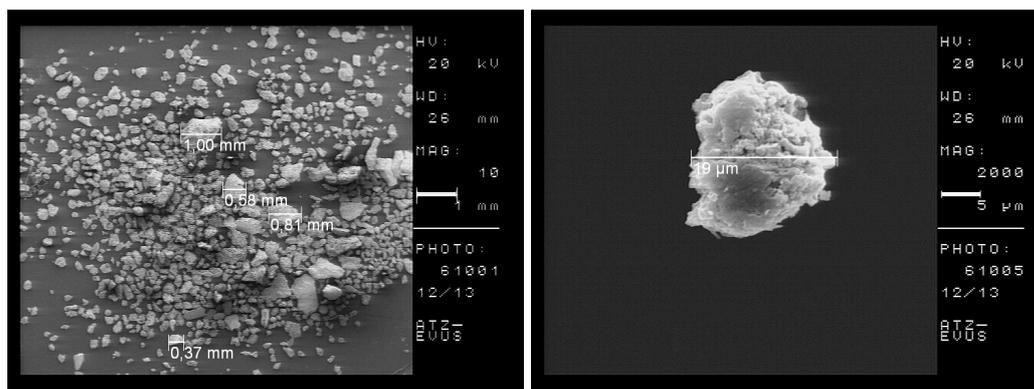


Abbildung 4.4: REM-Aufnahme des Partikelkollektivs (links, Bild a) und des kleinsten Staubpartikels (rechts, Bild b) in der Heißluft nach einem Pebble-Heater (Fotografien von ATZ Entwicklungszentrum).

Um die Turbine auch im Fall kleinerer Partikeldurchmesser betreiben zu können, wurde im Zusammenhang mit dieser Arbeit ein neuartiges Heißgasfiltersystem für Temperaturen bis $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ und einem Betriebsdruck von bis zu 5 bar entwickelt, da auf dem Markt bis dato keine geeigneten Filtersysteme verfügbar sind.

Prinzipiell gibt es mehrere Möglichkeiten, Partikel aus heißen Gasen zu filtern (Literaturüberblick Fritz und Kern [1992]), wobei unter den gegebenen Umständen das Filtern mit Massenkraftabscheidern (Zyklon, Spezialform Doppelzyklon (Frank u. a. [1999b], Frank u. a. [1999a] und Schneider [1999])) und das Entfernen von Partikeln mittels eines filternden Abscheiders (Kerzenfilter) die bevorzugten Methoden sind.

Massenkraftabscheider eignen sich besonders für Gasströme mit hoher Staubbeladung, da der Mechanismus der Agglomeration (Zusammenschluss kleinerer Partikel zu größe-

ren) einen hohen Abscheidegrad verursacht. Die filternde Wirkung des Pebble-Heater-Schüttguts bewirkt, wie oben bereits erwähnt, eine geringe Staubbeladung ($5,5 \text{ mg/m}_N^3$), was die Wahrscheinlichkeit zur Agglomeration von Partikeln herabsetzt. Zudem liegt die Grenzkorngröße typischer Zyklone zur Abscheidung bei etwa $10 \mu\text{m}$ (Fritz und Kern [1992]). Der Fraktionsabscheidegrad (Abscheiderate der Teilchen bezüglich des Teilchendurchmessers) nimmt bei Zyklonen im Bereich kleiner Korngrößen rapide ab, wodurch die geforderte Abscheidegüte mit einem Zyklon schwer zu realisieren ist.

Filternde Abscheider (Kerzenfiltersysteme) weisen deutlich bessere Gesamtabseidegrade auf und dies selbst bei sehr kleinen Partikeln von Durchmessern $< 1 \mu\text{m}$ (Pall-Schumacher [2002]), weshalb diese Art der Filtration für den vorliegenden Fall verwendet wurde.

Kernstück des Abscheiders stellen keramische Filterkerzen dar, die von außen nach innen (bzw. von unten nach oben) vom verunreinigten Gas durchströmt werden. Die Abtrennung der Teilchen aus dem Gas erfolgt allgemein über mehrere Mechanismen. Beim Durchströmen des porösen Mediums tritt bei großen Partikeln ein Siebeffekt auf, bei dem der Abstand zwischen zwei benachbarten Fasern kleiner ist als der Teilchendurchmesser. Für kleinere Partikelklassen mit Durchmessern kleiner $1 \mu\text{m}$ spielen der Trägheitseinfluss (Partikel können den Stromlinien des Gases bei der Umströmung der Fasern nicht folgen und lagern sich ab) und der Diffusionseffekt eine entscheidende Rolle. Die Partikelabscheidung erfolgt hauptsächlich an der Oberfläche der Kerzen. Die entstehenden Ablagerungen erhöhen zusätzlich den Abscheideprozess, steigern jedoch dabei auch den Druckverlust über den Filter. Im Gegensatz zu einem Zyklon muss für das Kerzenfiltersystem ein Abreinigungsmechanismus vorgesehen werden. Durch gezieltes Gegenblasen einzelner Filterkerzengruppen mit einem kurzen Strömungsimpuls können die angelagerten Verschmutzungen abgelöst und die Kerzen gereinigt werden. Eine der bekannten Abreinigungsarten ist das von Pall-Schumacher patentierte CPP-Abreinigungsverfahren, welches in der Literatur (Mai u. a. [1999]) näher erklärt wird.

Die hohen Temperaturen und der vorherrschende Druck erfordern einen speziellen Aufbau des Filters. Durch die Verwendung eines doppelschaligen Behälters können die Ansprüche von Temperatur und Druck räumlich entkoppelt werden, wie dies bereits für den Heißgaspfad in Kapitel 3.1.1.2 vorgestellt wurde. Laut den Berechnungen von Pall-Schumacher sind für die Filterauslegung 45 Einzelkerzen der Länge 1 m für eine effektive Abreinigung nötig (Hirsch [2005]).

Abbildung 4.5 zeigt den Schnitt durch den Filter, welcher aus fünf Baugruppen besteht. Der Druckbehälter (1) ist aus zwei Halbschalen, die über einen Flansch miteinander verschraubt sind, aufgebaut. Der Hochtemperaturbehälter (2) (mit Isolation) besteht ebenfalls aus zwei Teilkörpern, wobei der Zwischenboden (4) den Raum in zwei übereinander liegende Kammern trennt. In den Zwischenboden (4) werden die Filterkerzen (5) mit den verstärkten Enden eingehängt und in den sogenannten Tüllen befestigt. Durch die Kerzen wird die untere, mit Partikeln beladene Kammer mit der oberen, staubfreien

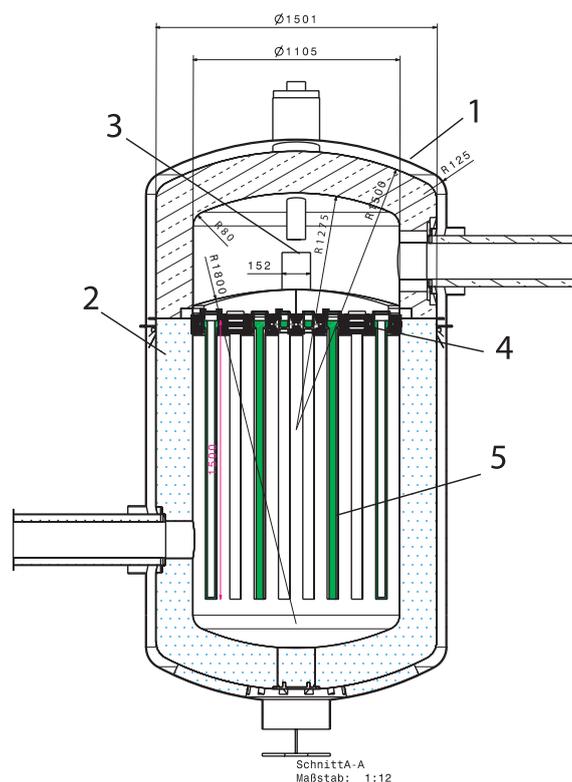


Abbildung 4.5: Totalschnitt des Hochtemperatur-Kerzenfilters bis 1000 °C und 5 bar Betriebsdruck.

Kammer verbunden. Beim Abreinigen der Kerzen über die Komponenten (3) fällt die abgeplatzte Staubschicht nach unten in eine Auffangvorrichtung.

Der Druckbehälter (1) umgibt den Hochtemperaturbehälter (2). Im Spalt zwischen diesen beiden Bauteilen strömt Verdichterluft ($T = 220 \text{ °C}$, $p = 4,3 \text{ bar}$), so dass der Druckbehälter die Drucklast bei niedrigen Temperaturen zur Umgebung hin aufnimmt. Der Innenbehälter (2) wird somit nahezu drucklos nur noch von den hohen Temperaturen beansprucht. Die Filterkerzen (5) (Pall-Schuhmacher) sind auf der Kompressorluft gekühlten Trägerplatte (4) montiert, die ihrerseits mit mehreren Balken am Druckbehälter abgestützt wird. Diese Balken sind Hohlkörper, die aufgrund der hohen Temperaturenbeanspruchung von innen mit Verdichterluft gekühlt werden müssen. Die Trägerplatte (4) hat mehrere Funktionen zu erfüllen. Neben der Aufnahme der Filterkerzen in den Tüllen, trennt sie die gereinigte von der partikelbeladenen Heißluft. Auf ihrer Oberseite müssen Aufnehmer für die Zwischenwände der Druckkammer für das Filterabreinigungssystem (3) vorgesehen werden.

Ausführliche Angaben zur Konstruktion und Auslegung des Heißgasfilters sind in der Studienarbeit Holzinger [2006] zu finden. Neben der mechanische Beanspruchung wur-

den auch thermische Gesichtspunkte, wie maximal zulässige Materialtemperaturen und Wärmeverluste für das Filterdesign, berücksichtigt.

4.2 Ergebnisse aus den Messungen an der Laboranlage

4.2.1 Einfluss der Umgebungsbedingungen auf das Gasturbinenverhalten

In Kapitel 2.1.1.1 wurde auf die theoretischen Grundlagen für den Einfluss der Umgebungsbedingungen auf die Gasturbineneigenschaften eingegangen. Darauf basierend wird an dieser Stelle die Theorie mit den Messungen an der Laboranlage verglichen.

Nach Gleichung 2.2 ergibt sich für die gemessenen Laborbedingungen von $T_\infty = 293$ K und $p_\infty = 948$ mbar ein Luftmassenstrom von $\dot{m}_{Theor} = 0,928 \cdot \dot{m}_{ref}$. Bei der Standard-Gasturbine treten Leakageströme von etwa 2...2,5 % auf, womit sich ein Massenstrom von 90,3...90,8 % bezogen auf den Normmassenstrom \dot{m}_{ref} einstellt. Der gemessene Wert bei Versuchsreihen unter diesen Bedingungen betrug etwa $\dot{m}_{Mess} = 0,894 \cdot \dot{m}_{ref}$, was einer Leckage von 3,4 % entspricht. Bei der modifizierten Gasturbine ist somit ein geringfügig höherer Leckagemassenstrom im Vergleich zur Standard-Gasturbine festzustellen, was im Hinblick auf den erheblichen Eingriff in den Aufbau der Anlage toleriert werden kann. Es stellte sich während der Tests heraus, dass der verbaute Schieber zur Kompressorluftaufteilung in den Kühl- und Abzweigpfad nicht perfekt gedichtet ist und damit zur Erhöhung des Verlustluftmassenstroms beiträgt.

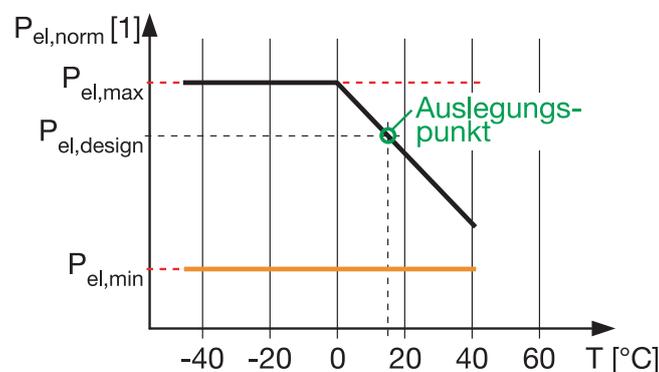


Abbildung 4.6: Einfluss der Umgebungstemperatur auf die Performance der Gasturbine.

Abbildung 4.6 stellt den Einfluss der Umgebungstemperatur auf die Leistungsabgabe P_{el} der Gasturbine T100 bei konstantem Umgebungsdruck dar. Mit sinkenden Umgebungstemperaturen steigt die elektrische Leistungsabgabe der Anlage. Der maximal zulässige Leistungsoutput ist wegen des Generators auf $P_{el,max} = 1,2 \cdot P_{el,ref}$ begrenzt, höhere Werte würden zu Schäden führen. Abhilfe schafft hier letztlich die Verringerung der Turbineneintrittstemperatur, wie bereits in Kapitel 3.3 diskutiert.

Beim Betrieb der Gasturbine mit dem Pebble-Heater gibt es zwei Möglichkeiten der Leistungsbegrenzung:

1. Die Temperatur der Feuerung wird entsprechend angepasst und nachgeregelt.
2. Das Brennkammerventil BP-V wird entsprechend weit geöffnet, so dass kalte Kompressorluft der Heißluft aus dem Pebble-Heater beigemischt wird.

Die Verringerung der Turbineneintrittstemperatur über das Brennkammerventil BP-V hat den Vorteil, dass die Leistungsanpassung rasch und exakt eingeregelt werden kann, was über die drei Pebble-Heater nicht möglich ist.

4.2.2 Temperaturmessungen der Gasturbinenbauteile

Aufgrund der Umbaumaßnahmen am Abgasstrang, speziell durch den Ausbau des Rekuperators, wurden die thermischen Bedingungen in der Gasturbine verändert. Um einen Einblick in die Temperaturverteilung innerhalb der Anlage zu bekommen, wurden Thermoelemente an ausgewählten Stellen angebracht (siehe Kapitel 3.1.1.2). Die Temperaturmessungen sind vor allem für die in Kapitel 2.1.2.2 beschriebene Einstellung des Kühlluftmassenstroms für die Heißgasbauteile der Turbine wichtig. Die Abbildungen 3.3(a) und 3.3(b) zeigen die mit Thermoelementen instrumentierte Volute (Material- (M1 ... M10) und Lufttemperaturen (L1 und L2)).

Nach dem Umbau des Power-Modules wurde die Gasturbine zunächst in ihrer Standardkonfiguration zusammengebaut und betrieben, um die Anlage auf ihre Funktionalität zu überprüfen. Im Zuge dessen konnten durch Temperaturmessungen bei unterschiedlichen elektrischen Leistungen P_{el} und damit bei verschiedenen Luftmassenströmen \dot{m} wichtige Erkenntnisse für die Auslegung des Turbinenkühlpfades gewonnen werden.

Gemäß der Gesetzmäßigkeiten:

$$\begin{aligned} P_{el} &\sim n^3 \\ \dot{m} &\sim n^2 \end{aligned} \tag{4.1}$$

folgt die Variation des Luftmassenstroms \dot{m} abhängig von der elektrischen Leistung P_{el} :

$$\Rightarrow \dot{m} \sim P_{el}^{\frac{2}{3}} \quad . \tag{4.2}$$

So ergibt sich für $P_{el} = 60 \text{ kW}$ eine Reduktion des Luftmassenstroms \dot{m}_{60kW} auf etwa 71 % des nominellen Wertes bei Volllast.

Abbildung 4.7 stellt die auf die jeweilige Turbineneintrittstemperatur TIT normierten Materialtemperaturen (M1 ... M10) für den Leistungsbereich $60 \text{ kW}_{el} \dots 100 \text{ kW}_{el}$ dar. Die Temperaturentwicklungen der unterschiedlichen Messreihen liegen in einem engen

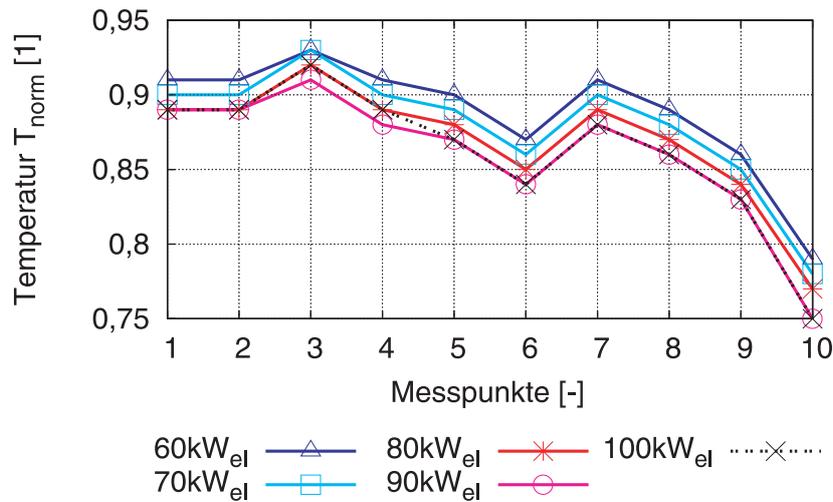


Abbildung 4.7: Auf die Turbineneintrittstemperatur TIT normierte Materialtemperaturmesswerte ausgewählter Stellen (M1 ... M10) der Turbinenheißgasbauteile. Daten für verschiedene Leistungsbereiche P_{el} respektive Luftmassenströme \dot{m} , gemessen an der T100-Standard-Gasturbine.

Bereich und sind nahezu identisch. Dies bestätigt die Annahme des invarianten Strömungsregimes für den Turbinenkühlluftpfad aus Kapitel 2.1.2.2. Die aus der Untersuchung gewonnenen Temperaturen dienen als Referenzwerte für den geplanten Anlagenumbau.

Nach erfolgter Modifikation der Gasturbine T100PH wurden erneut Messreihen abgefahren. Über den im T-Stück der Verdichteraustrittsleitung verbauten Schieber im Abzweigpfad sollte der Kühlluftmassenstrom entsprechend den Referenzwerten eingestellt (reduziert) werden. Abbildung 4.8 zeigt die auf die gemessenen Turbineneintrittstemperaturen TIT normierten Temperaturergebnisse der modifizierten T100PH-Anlage sowie der Standard-Gasturbine aus Abbildung 4.7 jeweils unter Volllast ($P_{el} = 100$ kW). Beim Umbau der Gasturbine wurden die Thermoelemente M1 und M2 beschädigt. Zudem bedingt die Modifikation den Austausch des Diffusors, weshalb keine Werte an diesen Messstellen zur Verfügung stehen. Der Vergleich der übrigen Daten zeigt, dass die Materialtemperaturen im Heißgaspfad durchwegs niedriger sind. Die Verläufe stimmen, bis auf die Messstellen M3 und M7, die sich an der Volute auf exakt den gegenüberliegenden Seiten (Generator- und Turbinenseite) befinden, sehr gut überein. Die Temperaturen an den Stellen M3 und M7 liegen bei der umgebauten Gasturbine näher an den übrigen Werten, das heißt die Temperaturverteilung ist bei der T100PH-Turbine günstiger. Dies bestätigt das Ergebnis aus der CFD-Rechnung (siehe Abbildungen 2.14(a) und 2.14(b)), nach dem die Strömungsverteilung für das neue Exhaust-Housing mit nur einem Einlassstutzen im Vergleich zur ursprünglichen Konfiguration besser ist. Die Messungen beweisen, dass die Annahme des invarianten Strömungsprofils (aus Kapitel 2.1.2.2) auch für die modifizierte Anlage mit reduziertem Verdichterluftmassenstrom gilt.

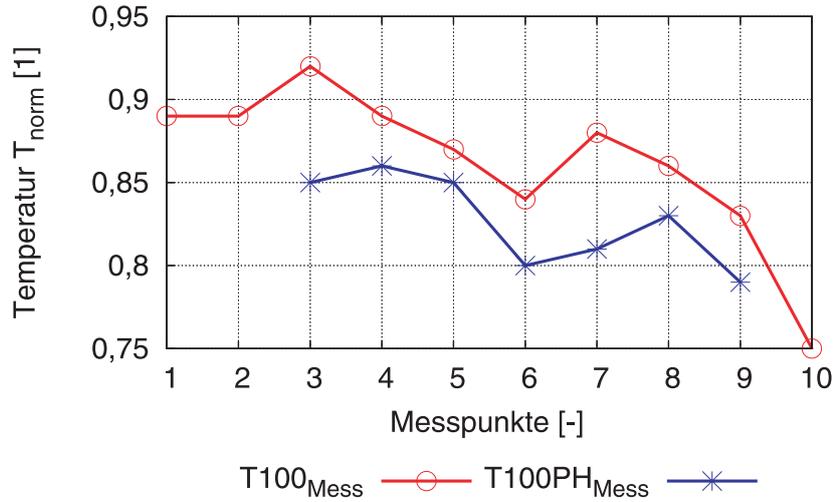


Abbildung 4.8: Vergleich der auf TIT normierten Materialtemperaturen der Turbinenheißgasbauteile für die Standard-Gasturbine T100 und die modifizierte Gasturbine T100PH bei Vollast.

Die tendentiell um durchschnittlich etwa 50 K geringeren Materialtemperaturen in der modifizierten T100PH-Gasturbine sind auf einen zu hohen Kühlluftmassenstrom durch die Turbine zurückzuführen. Nach Gleichung 2.21 sollte dieser etwa 30 % des gesamten Verdichtermassenstroms betragen, um ähnliche Materialtemperaturen zu erhalten. Aufgrund der baulichen Gegebenheiten kann der tatsächliche Kühlluftmassenstrom nicht gemessen werden. Durch die Analyse der Temperaturen mit der Stromfadentheorie lässt sich jedoch abschätzen, wie groß der reale Luftmassenstrom ist. Betrachtet wird der Stromfaden vom Eintritt in den Kühlluftpfad T_{ein} bis zur Stelle der Lufttemperaturmessung am Ende des Power-Modules T_L (Position der Standard-Brennkammer), wie Abbildung 4.9 schematisch zeigt.

Es gilt für den Kühlluftwärmestrom \dot{Q}_{KL} zwischen dem Eintritt T_{ein} und der Messstelle T_L :

$$\dot{Q}_{KL} = \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_L - T_{ein}) \quad . \quad (4.3)$$

Für den Wärmeübergang zwischen den Bauteilen der Temperatur T_W und der Luft mit T_L besteht die Gesetzmäßigkeit:

$$\dot{q}_W = \alpha \cdot (T_W - T_L) \quad . \quad (4.4)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient α lässt sich berechnen aus:

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{l} \sim Re^m \sim \dot{m}_{KL}^m \quad . \quad (4.5)$$

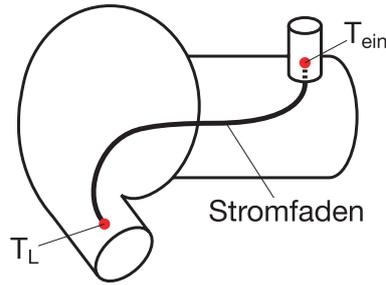


Abbildung 4.9: Skizzierter Stromfadenweg im Kühlluftpfad vom Eintritt T_{ein} bis zur Messstelle T_L .

Im Falle des zugrunde gelegten invarianten Strömungsfeldes gilt der Zusammenhang:

$$\frac{\dot{Q}_{KL}}{\dot{q}_W \cdot A} = \frac{\dot{m} \cdot c_p \cdot (T_L - T_{ein})}{\dot{m}^m \cdot A \cdot (T_W - T_L)} = konst \quad . \quad (4.6)$$

Der Vergleich der beiden Gasturbinenkonfigurationen von der Standard-“T100“ und der modifizierten “T100PH“ ergibt somit:

$$\frac{\dot{Q}_{KL_{T100PH}}}{\dot{q}_{W_{T100PH}}} \stackrel{!}{=} \frac{\dot{Q}_{KL_{T100}}}{\dot{q}_{W_{T100}}} \quad (4.7)$$

$$\Rightarrow \frac{\dot{m}_{T100PH} \cdot c_{p_{T100PH}} \cdot (T_{L_{T100PH}} - T_{ein_{T100PH}})}{\dot{m}_{T100PH}^m \cdot (T_{W_{T100PH}} - T_{L_{T100PH}})} = \frac{\dot{m}_{T100} \cdot c_{p_{T100}} \cdot (T_{L_{T100}} - T_{ein_{T100}})}{\dot{m}_{T100}^m \cdot (T_{W_{T100}} - T_{L_{T100}})} \quad . \quad (4.8)$$

Unter der Annahme, dass $c_{p_{T100PH}} \approx c_{p_{T100}}$ folgt damit für den Kühlluftmassenstromanteil:

$$\frac{\dot{m}_{T100PH}}{\dot{m}_{T100}} = \left(\frac{T_{W_{T100PH}} - T_{L_{T100PH}}}{T_{W_{T100}} - T_{L_{T100}}} \cdot \frac{T_{L_{T100}} - T_{ein_{T100}}}{T_{L_{T100PH}} - T_{ein_{T100PH}}} \right)^{\frac{1}{1-m}} \quad . \quad (4.9)$$

Die Temperaturen für T_L und T_W stehen als Messwerte L1 bzw. M3 zur Verfügung, die an etwa der gleichen Position im Heißgaspfad gemessen wurden. Die Temperaturen T_{ein} am Eintritt in das Power-Module stammen aus dem Prozessmodell der T100-Gasturbine. Der Exponent m ist aus der Beziehung 2.18 bekannt:

$$m = 0,8 \quad .$$

Mit diesen Werten kann nun Gleichung 4.9 ausgewertet werden:

$$\frac{\dot{m}_{T100PH}}{\dot{m}_{T100}} = 0,46 \quad . \quad (4.10)$$

Dies bedeutet, dass anstelle der vorgesehenen 30 % etwa 46 % des Gesamtluftmassenstroms über den Kühlluftpfad strömen und die Bauteile mehr als erwünscht abkühlen. Da während der Versuchsreihen der Schieber im Abzweigpfad (siehe Abbildungen 3.5 und 3.8) bereits komplett geöffnet wurde, konnte der Kühlluftmassenstrom und damit die Temperaturen nicht weiter angepasst werden. Da die Bauteiltemperaturen der modifizierten Anlage von den Werten des Standardprozesses eher gering abweichen, wurde auf weitere Maßnahmen zur Anpassung des Kühlluftstromes verzichtet.

4.3 Der dynamische Anlagenbetrieb – Messungen und Simulationen

Die nachstehenden Kapitel zeigen die Ergebnisse aus den Messkampagnen mit der Laboranlage und den Simulationen zur Untersuchung des dynamischen Gasturbinenverhaltens in Kombination mit den Pebble-Heatern. Der reguläre Betriebsfall, wie auch das Notfallszenario des Lastabwurfs werden diskutiert. Abschließend wird eine Wirtschaftlichkeitsbetrachtung der Anlage abhängig von der Pebble-Heater-Größe vorgestellt. Für die Darstellung der Anlagendynamik ist die Betrachtung der Entladezyklen der heißen Pebble-Heater durch die Gasturbine von Bedeutung. Der Aufheizvorgang der Pebble-Heater bleibt unberücksichtigt.

4.3.1 Messung des regulären Betriebszyklus

Das in Kapitel 3.2 erläuterte Fahrprogramm wurde sowohl mit dem Laboraufbau als auch mit der Simulation nachgebildet und getestet. Abbildung 4.10 zeigt den Messschrieb für einen kompletten Testbetriebszyklus der Laboranlage. Dargestellt sind die zeitlichen Verläufe der normierten Messwerte für den Luftmassenstrom durch die Bypass-Brennkammer (\dot{m}_{BK}), die Gasturbinendrehzahl (n_{GT}), die elektrische Leistungsabgabe (P_{el}), die Turbineneintrittstemperatur (TIT) sowie die Austrittstemperaturen der beiden Brennkammern (Bypass-)BK (T_{BK}) und Pebble-Heater-BK (T_{PHBK}). Die vertikalen, gestrichelten Linien unterteilen die einzelnen Betriebsphasen. Hierbei ist anzumerken, dass der Betriebsablauf der Laboranlage aufgrund der Simulation der Pebble-Heater über eine zusätzliche Brennkammer PHBK deutlich komplexer ist, als dies bei der Anlage mit Pebble-Heatern künftig der Fall sein wird.

- ▷ bis 1 – Anfahren der Gasturbine (siehe Kapitel 3.2.2): Die Gasturbine fährt das Standardstartprogramm ab und erreicht bei 1 ihren stationären Nennbetriebspunkt.

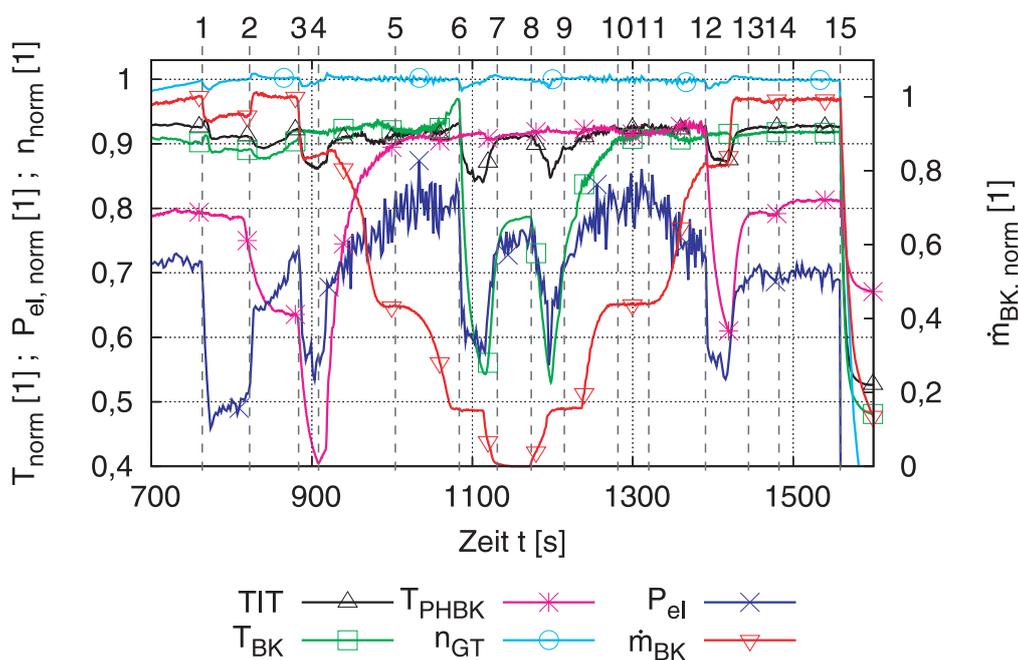


Abbildung 4.10: Messergebnisse aus der Laboranlage für einen kompletten Betriebszyklus.

- ▷ 1 bis 2 – Pebble-Heater unter Druck setzen (siehe Kapitel 3.2.4): Zum Zeitpunkt 1 wird gemäß Kapitel 3.2.3 von der internen auf die externe Brennkammeraustritts-temperaturregelung umgeschaltet, bevor der Pebble-Heater bedrückt wird. Bei der Laboranlage wird dieser Vorgang durch das Abblasen von Verdichterluft simuliert. Der Luftmassenstrom über die Bypass-Brennkammer BK sowie die elektrische Leistung P_{el} sinken dabei. Kurzzeitig erhöhen sich die Temperaturen T_{BK} und TIT , die vom externen Regler durch Anpassung der Brennstoffzufuhr erfolgreich ausgeglichen werden. Zum Zeitpunkt 2 ist der Pebble-Heater unter Druck gesetzt und das Umschalten von der Bypass-Brennkammer auf den Pebble-Heater bzw. auf die Pebble-Heater-Brennkammer kann, wie in Kapitel 3.2.5 beschrieben, beginnen. Da für den Laboraufbau kein Pebble-Heater zur Verfügung stand, musste der Umweg über die Ersatz-Brennkammer PHBK gemacht werden (siehe Kapitel 3.1.3.2). Zum Zeitpunkt 2 wird das Abblaseventil geschlossen und zugleich das Heißgasventil hinter dem Pebble-Heater PH_{aus} geöffnet.
- ▷ 2 bis 3 – Gasturbine regelt sich aus: Durch das Schließen des Abblaseventils strömt die gesamte Luftmenge durch die Bypass-Brennkammer, weshalb die Temperaturen T_{BK} und TIT leicht sinken. Durch das Öffnen des Heißgasventils hinter dem Pebble-Heater sinkt die Temperatur T_{PHBK} , was darauf hinweist, dass das verwendete Ventil vor dem Pebble-Heater PH_{ein} nicht vollkommen dicht ist und einen Leckageluftstrom über den Pebble-Heater-Pfad zulässt. Anhand der Luftmassenstrommessung \dot{m}_{BK} wird deutlich, dass die Leckageluftmenge jedoch vernachläss-

sigbar klein ist. Die Anlagenregelung benötigt etwas Zeit um einen stationären Betriebszustand einzunehmen.

- ▷ 3 bis 4 – Zünden der Pebble-Heater-Brennkammer PHBK: Läuft die Gasturbine stationär, wird das Ventil vor dem Pebble-Heater PH_{ein} ein Stück weit geöffnet und ein bestimmter Verdichterluftmassenstrom gelangt über den Pebble-Heater-Pfad. Der Luftmassenstrom \dot{m}_{BK} , die Temperaturen T_{PHBK} und TIT sowie die elektrische Leistung P_{el} sinken folglich. Die Temperatur T_{BK} wird vom externen Regler konstant gehalten. Zum Zeitpunkt 4 wird die Brennkammer PHBK gezündet.
- ▷ 4 bis 5 – Hochfahren der Pebble-Heater-Brennkammer PHBK: Die Brennkammer PHBK hat erfolgreich gezündet und die Temperaturen T_{PHBK} und TIT sowie die elektrische Leistung P_{el} steigen. Hat die Temperatur T_{PHBK} einen bestimmten Wert erreicht, so wird kontinuierlich das Ventil vor dem Pebble-Heater komplett aufgemacht. Zum Zeitpunkt 5 sind die beiden Pfade über die Bypass- und die Pebble-Heater-Brennkammer vollständig geöffnet.
- ▷ 5 bis 6 – Schließen des Brennkammerventils BP-V: Ist das Ventil vor dem Pebble-Heater PH_{ein} zu 100 % offen und weist die Temperatur T_{PHBK} einen vordefinierten Minimalwert auf, so wird das Brennkammerventil BP-V bis zu einem gewissen Punkt kontrolliert geschlossen. Die Ventilstellung wird durch die Brennstoffversorgung von BK bestimmt, die eine Minimalgrenze aufweist, bei der die Temperatur T_{BK} zu steigen beginnt. Während das Ventil zufährt, gelangt zunehmend mehr Verdichterluft über die Pebble-Heater-Brennkammer PHBK. Die beiden externen Regler führen dabei die Brennstoffmengen von BK und PHBK auf konstante Brennkammeraustrittstemperaturen T_{BK} und T_{PHBK} nach. Während der Phase 5 bis 6 strömt zunehmend mehr Luft über die PHBK.
- ▷ 6 bis 7 – Abschalten der Bypass-Brennkammer BK: Ist die Minimalgrenze der BK-Brennstoffversorgung erreicht und übersteigt Temperatur T_{BK} einen bestimmten Wert, so wird zum Zeitpunkt 6 die Brennstoffzufuhr geschlossen und die Bypass-Brennkammer BK erlischt. Als Folge sinken die Temperaturen T_{BK} und TIT , da kalte Verdichterluft über die Bypass-Brennkammer der heißen Pebble-Heater-Luft beigemischt wird. Die elektrische Leistungsabgabe der Gasturbine verringert sich entsprechend in dieser Phase. Ist die Bypass-Brennkammer erloschen, so wird das Brennkammerventil vor der Bypass-Brennkammer komplett geschlossen und die gesamte Luftmenge strömt über den Pebble-Heater-Pfad. Der Regler führt die Brennstoffmenge der Pebble-Heater-Brennkammer entsprechend nach.
- ▷ 7 bis 8 – Pebble-Heater-Betrieb: Diese Phase repräsentiert den reinen Pebble-Heater-Betrieb. Während dieser Zeit läuft die Anlage in einem stabilen, stationären Zustand.

Das Umschalten zwischen den Pebble-Heatern konnte aufgrund des Anlagenaufbaus nicht explizit simuliert werden. Dieser Vorgang entspricht jedoch exakt den Schritten 1 bis 7, welche zuvor bereits erfolgreich durchlaufen wurden. Daher ist die Betrachtung

dieser Phase nicht notwendig. Im Folgenden soll das Abschaltverfahren erklärt werden, bei dem vom Pebble-Heater-Betrieb zurück auf den Bypass-Brennkammerbetrieb geschaltet wird.

- ▷ 8 bis 9 – Vorbereitung zur Inbetriebnahme der Bypass-Brennkammer BK: Für das reguläre und sichere Abfahren der Gasturbine muss vom Pebble-Heater wieder auf die Bypass-Brennkammer BK zurückgeschaltet werden. Dazu wird das Brennkammerventil vor der Bypass-Brennkammer BK um einen bestimmten Prozentsatz geöffnet, wodurch eine definierte Luftmenge durch den Bypass-Pfad strömt. P_{el} , T_{BK} und TIT sinken erneut. Die Brennstoffversorgung der Bypass-Brennkammer wird aktiviert.
- ▷ 9 bis 10 – Umschalten auf die Bypass-Brennkammer BK: Zum Zeitpunkt 9 wird die Bypass-Brennkammer BK gezündet, wodurch die Temperaturen T_{BK} und TIT sowie P_{el} steigen. Übersteigt die Temperatur T_{BK} einen vordefinierten Wert, so wird das Brennkammerventil kontrolliert vollständig geöffnet (Zeitpunkt 10). Der Regler der Bypass-Brennkammer BK führt wiederum die Temperatur T_{BK} dem Sollwert nach.
- ▷ 10 bis 11 – Gasturbinenbetrieb über beide Pfade: In dem Zeitraum 10 bis 11 wird die Gasturbine, wie zum Zeitpunkt 5, über den PHBK- und BK-Pfad versorgt. Während dieser Zeit stabilisiert sich der Gasturbinenbetriebszustand. Zum Zeitpunkt 11 läuft die Anlage stationär.
- ▷ 11 bis 12 – Zurückschalten auf die Bypass-Brennkammer BK: Zum Zeitpunkt 11 wird das Ventil vor dem Pebble-Heater bis zu einer vorgegebenen Stellung, bei der nun die Reglerparameter der Pebble-Heater-Brennkammer PHBK den Minimalwert erreicht haben, kontrolliert geschlossen.
- ▷ 12 bis 13 – Abschalten der Pebble-Heater-Brennkammer PHBK: Sobald dieser Zustand erreicht ist, schaltet zum Zeitpunkt 12 die Brennstoffversorgung der Pebble-Heater-Brennkammer PHBK ab und die Temperaturen T_{PHBK} und TIT sowie P_{el} sinken.
- ▷ 13 bis 14 – Ventil vor Pebble-Heater komplett schließen: Wird das Erlöschen der Flamme in der PHBK detektiert, so fährt zum Zeitpunkt 13 das Ventil vor dem Pebble-Heater komplett zu, wodurch der gesamte Verdichterluftmassenstrom über die Bypass-Brennkammer BK strömt. Der Regler der Bypass-Brennkammer erhöht wiederum die Brennstoffzufuhr, um die Temperatur T_{BK} konstant zu halten. Zudem steigt erwartungsgemäß die elektrische Leistung P_{el} .
- ▷ 14 bis 15 – Umschalten von externer Regelung auf interne T100-Standardregelung: Um die Gasturbine mit dem vom Hersteller entwickelten Abfahrprogramm zuverlässig abschalten zu können, wird zum Zeitpunkt 14 von der modifizierten externen Regelung auf die interne T100-Standardregelung zurückgeschaltet. Im Zeitraum 14 bis 15 läuft die Gasturbine über die eigene Regelung bis sie zum Zeitpunkt 15 standardmäßig abgeschaltet wird.

Die Gasturbine wird auf konstante Drehzahl geregelt. Der Verlauf der Turbinengeschwindigkeit n_{GT} zeigt, dass die Anlage während des gesamten Umschaltzyklus die Drehzahl nahezu konstant hält. Die einzelnen Vorgänge wurden in zahlreichen Versuchsreihen zuverlässig reproduziert und zeigten, dass die Integration der Mikroturbine T100PH in den Pebble-Heater-Prozess realisiert werden kann.

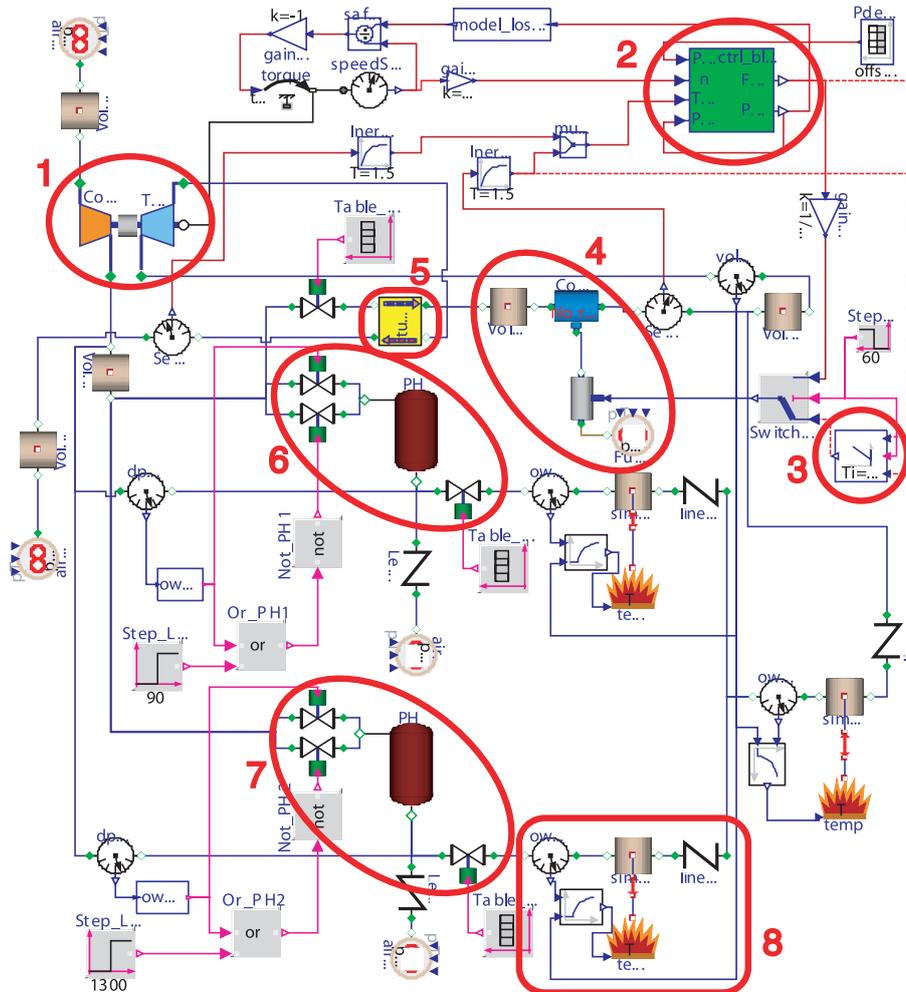


Abbildung 4.11: Gesamtanlagenmodell für den Entladezyklus in Modelica.

4.3.2 Simulationsergebnisse

In Kapitel 2.1.1.2 wurden alle notwendigen Komponenten und Teilmodelle für den Aufbau des dynamischen Gesamtanlagenmodells vorgestellt. Abbildung 4.11 zeigt das Schema des verwendeten Modelica Modells mit zwei Pebble-Heatern und der Peripherie mit den Armaturen (u.a. Ventile, Klappen, Rohre). Im oberen Drittel der Abbildung

sind die Gasturbine und deren spezifische Baugruppen zu sehen. Das Gasturbinenmodell samt Generator (Nr. 1), der neu konfigurierte Standard-Regler (Nr. 2 – grünes Quadrat) und der zusätzliche externe Regler für die Brennkammerregelung während der Umschaltphasen (Nr. 3), der als PID-Regler ausgeführt wurde, sowie der Brennkammerpfad (Nr. 4 – blaue Box) mit seinen Brennstoffregelventilen sind dargestellt. Der Wärmetauscher (Nr. 5) modelliert die Wärmespeicherung des Turbinenlaufrads und des Diffusors, wodurch die Wärmeübertragung innerhalb der Gasturbine berücksichtigt wird, wie sie in Kapitel 2.1.2.2 untersucht worden ist.

Im unteren Bereich ist der Pebble-Heater-Pfad mit seinen zwei Pebble-Heatern (Nr. 6 und Nr. 7) und den dazugehörigen Ventilen für die Umschalt- und den Bedrückvorgängen gezeigt. Das Rohrsystem mit seinen bis zu 30 m langen Leitungen zwischen der Gasturbine und den Pebble-Heatern wird gemäß des in Kapitel 2.2.4.1 beschriebenen Modells (Nr. 8) abgebildet. Zusätzliche dynamische Einflüsse durch den Zeitverzug möglicher Enthalpieschwankungen werden damit berücksichtigt.

Mit diesem Model kann der gesamte Betriebszyklus der Anlage simuliert wird.

4.3.2.1 Abblasen von Verdichterluft – Vergleich von Messung und Rechnung

Im Folgenden wird ein Testfall vorgestellt, bei dem das Antwortverhalten der Gasturbine in der Pebble-Heater-Konfiguration sowohl simuliert als auch an der Laboranlage erprobt werden konnte. Es handelt sich um das schlagartige Abblasen von Verdichterluft, wie es beim Bedrücken der Pebble-Heater vorkommt. Die Gasturbine läuft im Generatorgeschwindigkeits-Regelungsmodus mit konstanter Nenndrehzahl, die Brennkammer wird auf konstante Austrittstemperatur geregelt.

Abbildung 4.12 stellt den Verlauf der Gasturbinendrehzahl und den prozentualen Abblaseluftmassenstrom bezogen auf den Nennmassenstrom über die Zeit dar. Zu einem gegebenen Zeitpunkt ($t = 400$ s) werden ein Abblaseventil geöffnet und ungefähr 7 % des gesamten Gasturbinenluftmassenstroms an die Atmosphäre abgegeben. Aufgrund der dadurch verursachten Reduktion der Turbinenleistung P_{gen} sinkt die Anlagendrehzahl n rasch auf etwa 98,5 % ab, bis der Generatorgeschwindigkeitsregler reagiert und die Last an der Turbinenwelle reduziert. Dadurch erholt sich die Drehzahl wieder auf 100 %.

Die Ergebnisse aus der Simulation und dem Experiment stimmen sehr gut überein. Dies beweist, dass das dynamische Verhalten des Gasturbinensystems realitätsnah durch das Modell wiedergegeben wird. Die Simulation sagt nahezu den gleichen Drehzahlabfall zum gleichen Zeitpunkt voraus, während das Ausregeln der Drehzahl im Modell schneller stattfindet als in der Versuchsanlage. Die Messung des abgeblasenen Luftmassenstroms \dot{m} zeigt einen steileren Anstieg im Vergleich zur Simulation. Das Überschwingen des Luftmassenstroms \dot{m} bei der Messung ist mit maximal 1,5 % des Gesamtmassenstroms klein und liegt innerhalb der Genauigkeit des Messinstruments.

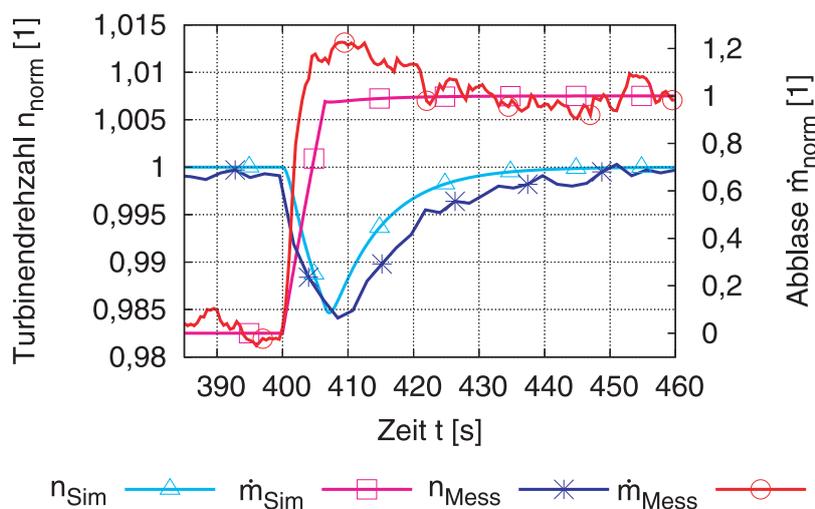


Abbildung 4.12: Verhalten der Gasturbine aufgrund des Abblasens eines Teils der Verdichterluft – Vergleich Messung und Simulation: Zeitlicher Verlauf des Massenstroms \dot{m} und der Drehzahl n .

4.3.2.2 Umschaltvorgang von Brennkammer auf Pebble-Heater

In Abbildung 4.13(a) werden die zeitlichen Verläufe der Turbineneintrittstemperatur TIT und der Gasturbinendrehzahl n während des Umschaltens von der Brennkammer BK auf einen Pebble-Heater PH gezeigt. Abbildung 4.13(b) stellt für denselben Vorgang die Luftmassenstromaufteilung für die Brennkammer \dot{m}_{BK} und den Pebble-Heater \dot{m}_{PH} sowie nochmals die Drehzahl n dar. Für das Öffnungsverhalten der Ventile wird die typische Charakteristik von Klappen verwendet. Die Anlage wird über die Brennkammer BK betrieben, zum Zeitpunkt $t = 200$ s wird der Strömungspfad über den Pebble-Heater freigegeben und der Umschaltvorgang startet. Zu Beginn nimmt der Massenstrom zum Pebble-Heater \dot{m}_{PH} stark zu und der Brennkammermassenstrom \dot{m}_{BK} entsprechend ab¹⁾. Die Folge sind leichte Oszillationen in der Turbinendrehzahl, die sich ausregeln. Grund für den zunächst stärkeren Anstieg der Drehzahl ist die Überlagerung der Aktionen des Brennkammertemperaturreglers und des Generatorgeschwindigkeitsreglers. Der BK-Regler reagiert zeitversetzt auf die steigende Brennkammertemperatur, die aufgrund der Massenstromabnahme zustande kommt. Mehr Energie gelangt zusätzlich in die Turbine und die Drehzahl steigt, bevor der Gasturbinenregler die Drehzahl über die Generatorlast ausregelt. Durch die höhere Brennkammeraustrittstemperatur erklärt sich auch der steile Anstieg der TIT , bevor der BK-Regler die Brennkammeraustrittstemperatur auf den Zielwert regelt. Der „Bauch“ im TIT -Verlauf um den Zeitpunkt $t \approx 205$ s lässt sich ebenfalls mit der Interaktion der beiden Regler erklären. Zum Zeitpunkt $t = 230$ s

1) Wie in Kapitel 3.2.5 beschrieben, mischen sich die Luftströme von BK und PH vor Eintritt in die Turbine, wobei die Brennkammeraustrittstemperatur 1150 K und die Pebble-Heater-Temperatur 1223 K beträgt.

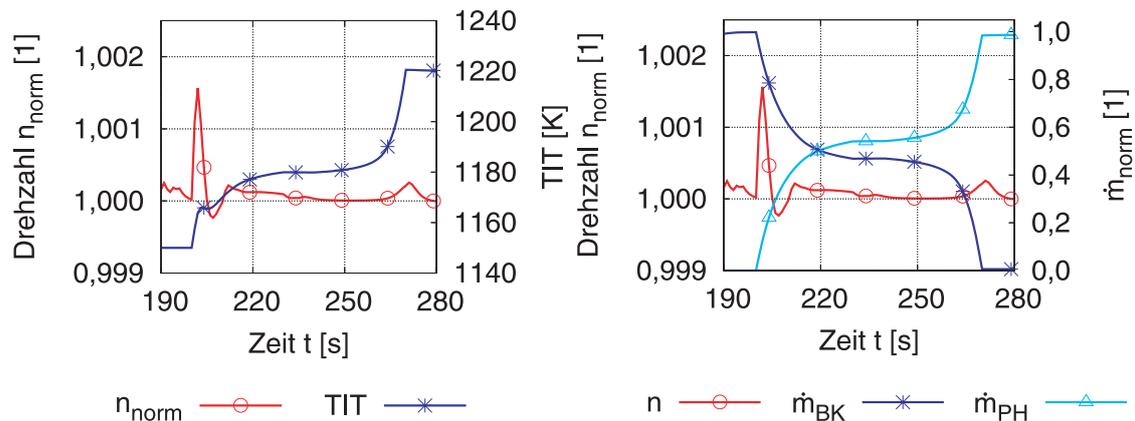


Abbildung 4.13: Simulation des Umschaltvorgangs von Brennkammer BK auf Pebble-Heater PH: Zeitliche Verläufe von Turbinendrehzahl n und Turbineneintrittstemperatur TIT (links) sowie Turbinendrehzahl n und Massenstromraten \dot{m} durch Brennkammer und Pebble-Heater (rechts).

ist der Pebble-Heater-Pfad komplett geöffnet, nach weiteren 10 s ($t = 240$ s) wird der Brennkammerpfad geschlossen. Bis etwa zum Zeitpunkt $t = 260$ s ändern sich die Werte der Massenströme, der Drehzahl n und die Turbineneintrittstemperatur TIT kaum, was an der Durchflusscharakteristik des Brennkammerventils BP-V liegt. Erst in den letzten 10 s ($260 \text{ s} \leq t \leq 270 \text{ s}$) nehmen der Massenstrom durch den Pebble-Heater \dot{m}_{PH} und folglich TIT stark zu, wodurch es nochmals zu einer kleinen Schwankung in der Drehzahl kommt. Zum Zeitpunkt $t = 270$ s ist der Brennkammerpfad komplett geschlossen und die Gasturbine wird ausschließlich mit der heißen Luft aus dem Pebble-Heater versorgt. Die geringen Drehzahlschwankungen zeigen, dass die Parameter des Brennkammerreglers vernünftig gewählt wurden.

4.3.2.3 Umschaltvorgang zwischen zwei Pebble-Heatern

Die Simulation des Umschaltvorgangs zwischen zwei Pebble-Heatern zeigt eine ähnliche Tendenz, wie bereits in Kapitel 4.3.2.2 für das Umschalten von Brennkammer auf Pebble-Heater vorgestellt wurde. Die Temperatur aus dem Pebble-Heater wird gegen Ende der Blasphase kontinuierlich geringer, womit sich auch der Enthalpiefluss zur Turbine reduziert. Vor dem eigentlichen Switch-Over muss der nächste Pebble-Heater unter Druck gesetzt werden. Da dieser Vorgang einen signifikanten Anteil am Verdichterluftmassenstrom benötigt, könnte eine damit verbundene Änderung des Verdichterdruckverhältnisses durch eine Drehzahlschwankung wiederum Instabilitäten verursachen. Für die gewählten Parameter des externen Reglers konnte dies weder an der Laboranlage noch im verwendeten Simulationsmodell festgestellt werden, weshalb hierauf nicht weiter eingegangen werden soll.

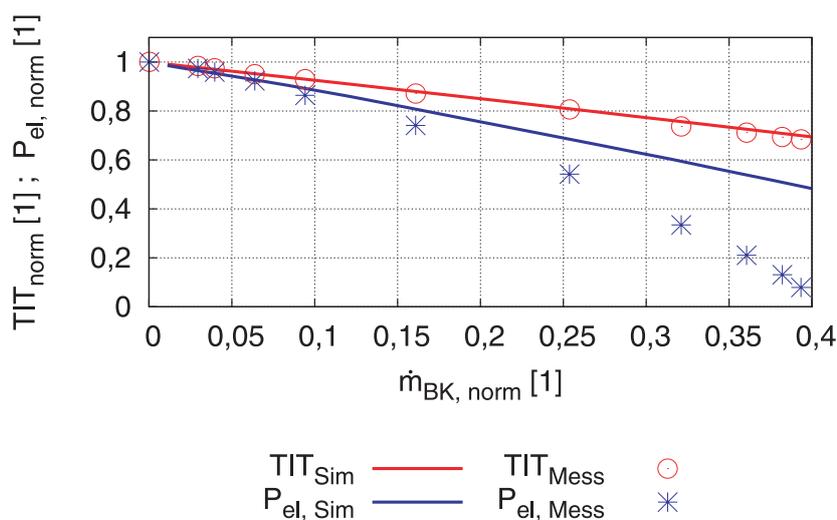


Abbildung 4.14: Ergebnisse der Lastregelkapazität über den Brennkammerpfad für Simulation und Experiment: Verläufe der Turbineneintrittstemperatur TIT und der elektrischen Leistung P_{el} in Abhängigkeit vom prozentualen Anteil der Verdichterluft durch den Brennkammerpfad.

4.3.2.4 Überlastregelung (Szenario 1)

Die Ergebnisse für das in Kapitel 3.3 vorgestellte Sicherheitskonzept für das Szenario 1 werden im Folgenden diskutiert.

Mit Hilfe der Simulation kann die Auswirkung auf das Gasturbinenverhalten durch die Luftaufteilung in den Brennkammer- und den Pebble-Heater-Pfad erfasst werden. In Abbildung 4.14 sind die Generatorleistung P_{gen} und die Turbineneintrittstemperaturen TIT über das Brennkammerluftmassenverhältnis aus der Simulation und den Experimenten aufgetragen. Die Daten sind jeweils auf den Nennbetriebspunkt der Gasturbine bezogen. Die experimentellen Daten wurden an der Laboranlage gemessen. Die Pebble-Heater-Brennkammer wird hierfür auf konstante Austrittstemperatur geregelt. Die Einstellung des Luftmassenstroms über den BK-Pfad findet mit dem pneumatischen Ventil BP-V statt. Wie erwartet sinken die Werte der elektrischen Leistung P_{el} und der Turbineneintrittstemperatur TIT mit zunehmendem Brennkammerluftmassenstrom. Mit der Laboranlage kann bei komplett geöffnetem Brennkammerventil BP-V bis zu 40 % des Gesamtluftmassenstroms über den BK-Pfad abgezweigt werden. Der Vergleich der Turbineneintrittstemperaturen TIT zwischen Modell und Experiment weist eine sehr gute Übereinstimmung auf, wodurch gezeigt wird, dass die relevanten Enthalpiebilanzen durch die Simulation realitätsnah abgebildet werden. Die Simulationsergebnisse der Generatorleistung entsprechen bis zu einem Brennkammermassenstromverhältnis von ungefähr 20 % den Messdaten. Mit zunehmendem Luftmassenverhältnis über den BK-Pfad sagt die Simulation jedoch eine deutlich zu hohe Generatorleistung im Vergleich zu den Testergebnissen voraus. Der Grund hierfür liegt in der Abbildung der Turbinenkom-

ponenten von Verdichter und Turbine („turbine maps“) im Modell, die die in Realität auftretenden Off-Design-Verluste nicht richtig wiedergibt. Die experimentellen Daten zeigen, dass bis zu 90 % der Turbinennettoleistung durch das Öffnen des Brennkammerventils BP-V verringert werden können. Die Gasturbine läuft somit bei einer Turbineneintrittstemperatur $TIT_{exp} = 0,7 \cdot TIT_{ref}$ nahe des Leerlaufs. Die Simulation sagt hingegen lediglich eine Leistungsreduzierung von $P_{el,BP-V_{max}} = 50\%$ vorher. Die Daten bestätigen, dass für Szenario 1 das vorgeschlagene Vorgehen erfolgreich eingesetzt werden kann.

4.3.2.5 Lastverlust mit Bremswiderstand (Szenario 2)

Zur Dimensionierung des Bremswiderstandes für das Abschaltscenario 2 wurde das in Anhang D näher dargestellte Modell simuliert. Für das Erreichen des Gasturbinenstillstandes wurde, ausgehend vom Vollastbetrieb bei Nenndrehzahl mit heißem Pebble-Heater, eine Zeitspanne von $t_{n=0\%} = 30$ s berechnet. Die aufintegrierte Energie, die dabei dissipiert werden muss, beträgt 500 kJ. Wie aus Abbildung 4.14 bekannt, wird die Off-Design-Generatorleistung bei der Modellierung zu hoch abgeschätzt, wodurch das Ergebnis im Hinblick auf die Dimensionierung des Bremswiderstandes konservativ ausfällt. Da jedoch dieses Element ein wichtiges Sicherheitsmerkmal darstellt, gilt die Überdimensionierung des Bremswiderstandes als gerechtfertigt.

4.3.2.6 Lastverlust ohne Bremswiderstand (Szenario 3)

Das Verhalten der Gasturbine in Verbindung mit dem Pebble-Heater-System wurde für den Lastabwurfsfall simuliert. Zum Vergleich der möglichen Sicherheitsmaßnahmen wird der Referenzfall „Ref“ (siehe Kapitel 2.2.3) betrachtet, bei dem keinerlei Notfallszenarien greifen. Neben den Szenarien 3a und 3b aus Kapitel 3.3.2.3 werden im Folgenden weitere Sicherheitsmaßnahmen (3c ... 3e) diskutiert.

In Abbildung 4.15 sind die zeitlichen Verläufe der Drehzahlentwicklung für die Fälle 3a bis 3e dargestellt. Bei der Simulation wurde angenommen, dass die Notfallprozeduren bei einer Überdrehzahl von 5 % aktiviert werden. Die Drehzahl von $n = 105\%$ ist nach etwa 0,21 s erreicht. In Abbildung 4.15 findet der Lastverlust jeweils zum Zeitpunkt $t = 660$ s statt. Das Auslegungskriterium für das Überdrehzahlschutzsystem liegt unterhalb der maximal erlaubten Drehzahl von 115 %. Die graue Kurve gibt das Simulationsergebnis des Drehzahlverlaufs bei einem Lastabwurf wieder, bei dem keine Eingriffe in das Gasturbinensystem vorgenommen werden. Innerhalb 1 s nach einem Lastverlust überschreitet die Gasturbinendrehzahl den Wert von 115 % und steigt – laut Simulation – weiter asymptotisch bis zu einem Wert von 118...120 % an. Es ist zu vermuten, dass das Ergebnis ab dem Zeitpunkt $t = 661,0$ s aufgrund unvollständiger Abbildung der Gasturbinenbauteile in der Simulation zustandekommt, da hier die Turbinen- und Verdichterkennfelder extrapoliert werden. In der Realität wird die Drehzahl wahrscheinlich weiter stetig zunehmen. Das Resultat für den Zeitraum von 1 s bis zum Erreichen

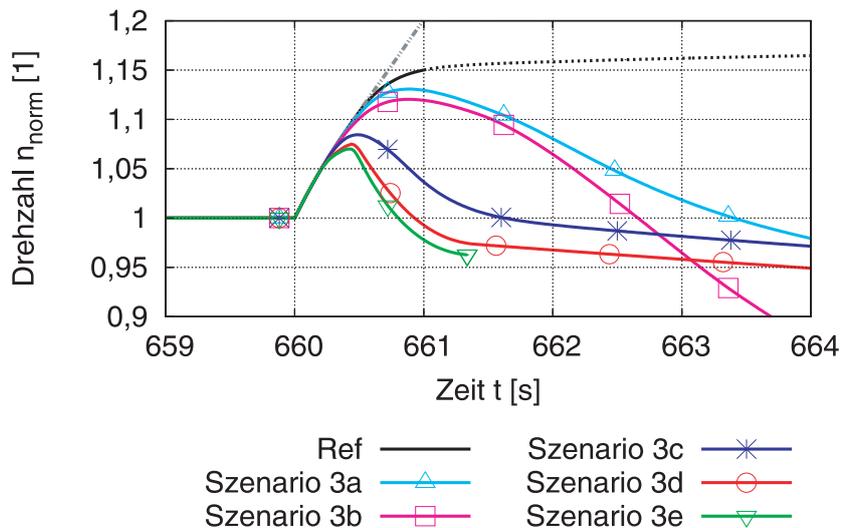


Abbildung 4.15: Zeitliche Verläufe der Gasturbinendrehzahl bei Lastverlust ohne Blow-Off „Ref“ und mit Blow-Off-Szenarien 3a ... 3e.

der 15 % Überdrehzahl stimmt mit dem Ergebnis der Näherungsbetrachtung aus Kapitel 2.2.3 gut überein. Das einfache Modell errechnet eine Zeit von $t = 0,67$ s. Dieser Fall dient als Referenz „Ref“ für die Drehzahlentwicklung der Szenarien 3a ... 3e, die sich wie folgt (gemäß Abbildung 3.13) unterscheiden:

- ▷ Szenario 3a: Blow-Off-Ventil ESD_V zwischen Verdichter und Pebble-Heater mit Querschnitt $d_{ESD_V} = 100$ mm wird aktiviert; Brennkammerventil BP-V wird zusätzlich geöffnet.
- ▷ Szenario 3b: Blow-Off-Ventil ESD_{PH} zwischen Pebble-Heater und Turbine mit Querschnitt $d_{ESD_{PH}} = 100$ mm wird aktiviert; Brennkammerventil BP-V wird zusätzlich geöffnet.
- ▷ Szenario 3c: Blow-Off-Ventil ESD_{PH} zwischen Pebble-Heater und Turbine mit Querschnitt $d_{ESD_{PH}} = 200$ mm wird aktiviert; Brennkammerventil BP-V wird zusätzlich geöffnet.
- ▷ Szenario 3d: Blow-Off-Ventil ESD_{PH} zwischen Pebble-Heater und Turbine mit Querschnitt $d_{ESD_{PH}} = 200$ mm wird aktiviert; Drosselquerschnitt DQ nach dem Pebble-Heater und vor dem Blow-Off-Pfad ESD_{PH} mit Durchmesser $d_{DQ} = 170$ mm; Brennkammerventil BP-V wird NICHT geöffnet.
- ▷ Szenario 3e: Blow-Off-Ventil ESD_{PH} zwischen Pebble-Heater und Turbine mit Querschnitt $d_{ESD_{PH}} = 200$ mm wird aktiviert; Drosselquerschnitt DQ nach dem Pebble-Heater und vor dem Blow-Off-Pfad ESD_{PH} mit Durchmesser $d_{DQ} = 170$ mm; Brennkammerventil BP-V wird zusätzlich geöffnet.

Die Öffnungscharakteristika sowie -zeiten für die Freigabe der kompletten Querschnitte der Abblasesysteme ESD_{PH} und ESD_V sind für alle Simulationen identisch und betragen

$t = 0,3$ s. Die Öffnungszeit des Brennkammerventils BP-V wurde an der Laboranlage mit etwa $t = 3$ s ermittelt. Es zeigt sich, dass die maximal zu erwartenden Drehzahlen von Szenario 3a auf Szenario 3e abnehmen:

- ▷ Szenario 3a: $n_{max,3a} \approx 113,0$ %.
- ▷ Szenario 3b: $n_{max,3b} \approx 111,9$ %.
- ▷ Szenario 3c: $n_{max,3c} \approx 108,4$ %.
- ▷ Szenario 3d: $n_{max,3d} \approx 107,5$ %.
- ▷ Szenario 3e: $n_{max,3e} \approx 106,8$ %.

Zunächst sollen die beiden Szenarien 3a und 3b untersucht werden. Diese beiden Fälle unterscheiden sich durch die unterschiedliche Positionierung des Blow-Off-Ventils. Szenario 3a besitzt das Ventil ESD_V zwischen Verdichter und Pebble-Heater, Szenario 3b berücksichtigt das Ventil ESD_{PH} zwischen Pebble-Heater und Turbine. Es ist zu erkennen, dass Szenario 3b in der Lage ist, die Gasturbinengeschwindigkeit schneller abzufangen als Szenario 3a.

Die Abbildungen 4.16(a), 4.16(c) und 4.16(e) zeigen die entdimensionierten Ergebnisse der Simulation für Szenario 3a. Analog dazu stellen die Abbildungen 4.16(b), 4.16(d) und 4.16(f) die Resultate von Szenario 3b dar.

Die Druckverläufe von Verdichter und Turbine werden zusammen mit der Drehzahl in den Abbildungen 4.16(a) und 4.16(b) gezeigt. In beiden Fällen bleiben die Drücke des Verdichters und der Turbine nach dem Lastabwurf in etwa konstant, bevor sie durch die Betätigung des Blow-Off-Ventils ESD_{PH} und des Brennkammerventils BP-V zu sinken beginnen. Entsprechend der Erwartungen fällt bei Szenario 3a (Abbildung 4.16(a)) der Druck des Verdichters etwas stärker als der Turbinendruck, da die Druckentlastung direkt nach dem Verdichter erfolgt und die Turbine weiterhin vom Druckvolumen des Pebble-Heaters versorgt wird. Der Vergleich der Druckentwicklung der beiden Szenarien legt dar, dass der Druckabbau für das Szenario 3a rascher erfolgt als bei Szenario 3b.

Die Abbildungen 4.16(c) und 4.16(d) demonstrieren die Massenstromverläufe für die Abblasepfade und die Drehzahlverläufe für Szenario 3a, respektive 3b. Das Öffnen des Blow-Off-Ventils ESD_V bei Szenario 3a verursacht eine Strömungsumkehr (negative Massenströme!) im Pebble-Heater $\dot{m}_{PH_{ein}}$. Der kritische Massenstrom durch das Blow-Off-Ventil ESD_V ist im Vergleich zum Blow-Off-Ventil ESD_{PH} (Abbildung 4.16(d)) bei gleichen Querschnitten aufgrund des Dichteunterschieds der kalten Verdichterluft und der Heißluft aus dem Pebble-Heater etwa um die Hälfte größer. Damit erklärt sich auch der raschere Druckabbau bei Szenario 3a aus Abbildung 4.16(a) im Vergleich zu Szenario 3b aus Abbildung 4.16(b).

In den Abbildungen 4.16(e) und 4.16(f) werden die Entwicklungen der Massenströme durch das Brennkammerventil BP-V und die Turbine zusammen mit der daraus resultierenden Turbineneintrittstemperatur TIT für die Szenarien 3a und 3b dargestellt. Durch

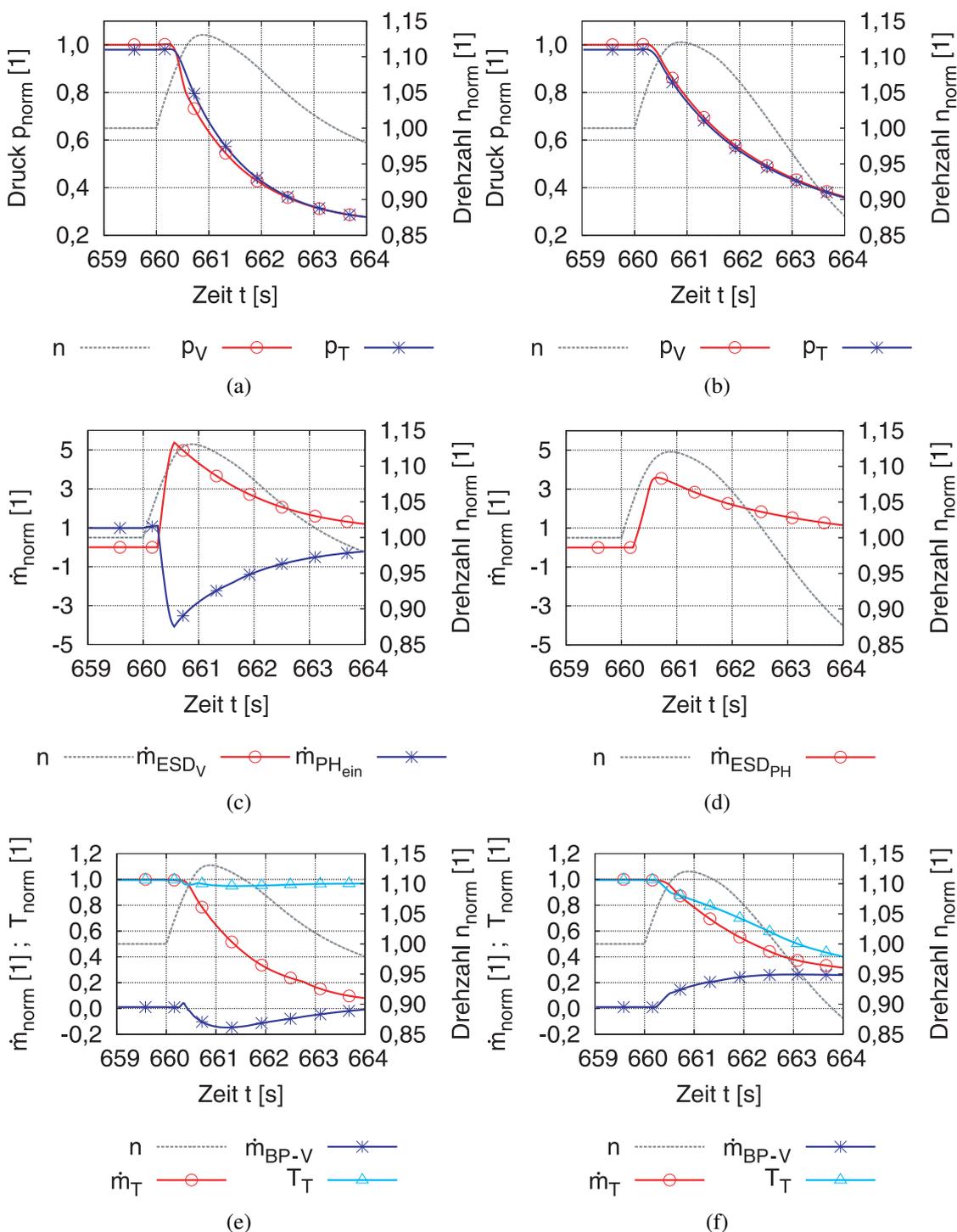


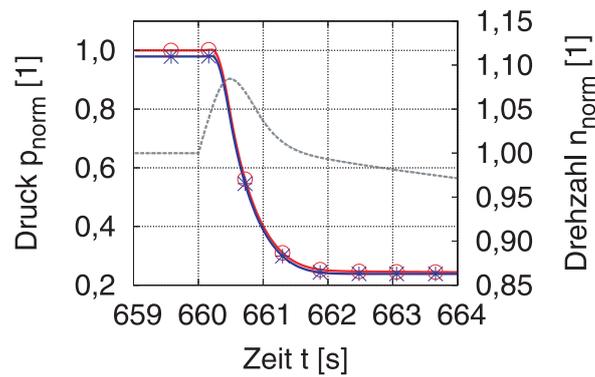
Abbildung 4.16: Normierte Verläufe für Szenario 3a (links) und 3b (rechts). Oben: Verdichter- und Turbinendruck; Mitte: Massenstrom von Blow-Off-System ESD_V bzw. ESD_{PH} und Pebble-Heater; Unten: Turbineneintrittstemperatur und Massenstrom von Ventil BP-V und Turbine.

das Öffnen des Blow-Off-Ventils ESD_V bei Szenario 3a strömt über das Brennkammerventil BP-V zunächst ein kleiner Massenstrom vom Verdichter zur Turbine. Anschließend kehrt sich die Strömungsrichtung um ($\dot{m}_{BP-V} < 0$) und zunehmend mehr Luft aus dem Heißgaspfad strömt zum Abblaseventil ESD_V . Da die Turbine weiterhin vom Pebble-Heater mit heißer Luft versorgt wird, bleibt die Turbineneintrittstemperatur TIT nahezu unverändert. Für das Szenario 3b verhält es sich anders. Das Öffnen des Brennkammerventils BP-V in Verbindung mit dem Blow-Off-Ventil ESD_{PH} verursacht eine zunehmende Beimischung kalter Verdichterluft in den Heißgaspfad, was sich in der deutlich sinkenden Turbineneintrittstemperatur TIT bemerkbar macht ($TIT_{ref} > TIT_b$) und zur Reduktion der Arbeitsfähigkeit des Mediums führt. Es zeigt sich somit der Effekt, dass mit sinkender Turbineneintrittstemperatur TIT die Turbinenleistung P_T und damit auch die Drehzahl n fällt. Aus den Ergebnissen lässt sich schließen, dass der Einfluss der Turbineneintrittstemperatur TIT auf die Turbinenleistung P_T größer ist als der des Druckverhältnisses π . Dies erklärt auch das schnellere Sinken der Drehzahl für Szenario 3a im Vergleich zu Szenario 3b, obwohl das Druckverhältnis (siehe Abbildungen 4.16(a) und 4.16(b)) und der Turbinenmassenstrom (siehe Abbildungen 4.16(e) und 4.16(f)) bei Szenario 3a im Vergleich zu 3b weniger rasch sinken. Das Betätigen des Brennkammerventils BP-V im Notfall spielt daher eine entscheidende Rolle.

An der realen Pilotanlage werden Rohre mit unterschiedlichen Durchmessern verbaut. Die Rohre zwischen Verdichter und Pebble-Heater haben die Querschnitte DN100, die Heißgasrohre zwischen Pebble-Heater und Turbine besitzen einen Durchmesser von $d = 200$ mm. Daher lässt sich das Blow-Off-Ventil ESD_{PH} mit einem Querschnitt von $d_{ESD_{PH}} = 200$ mm realisieren. Die Ergebnisse für diese Untersuchung (Szenario 3c) sind in entdimensionierter Form in den Abbildungen 4.17(a), 4.17(b) und 4.17(c) dargestellt.

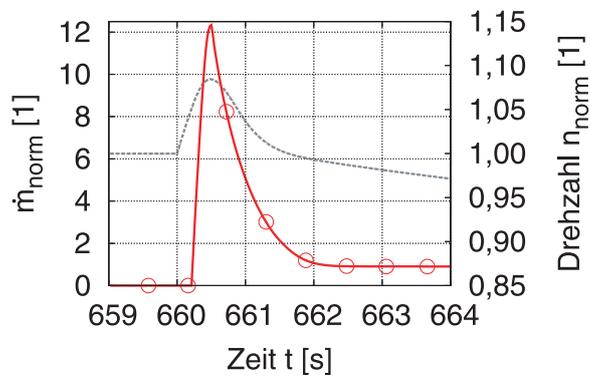
Abbildung 4.17(a) zeigt den Druckverlauf von Verdichter und Turbine für das Szenario 3c. Die Drücke sinken binnen 0,5 s auf etwa 70 % des regulären Drucks ab und damit deutlich schneller als bei Szenario 3b. Ebenso vervielfacht sich der Abblasemassenstrom von ESD_{PH} , wie Abbildung 4.17(b) zeigt. Durch diese Maßnahme sinkt der Luftmassenstrom durch die Turbine rasch. Abbildung 4.17(c) stellt den Einfluss des Brennkammerventils BP-V dar. Durch das Öffnen reduziert sich die Turbineneintrittstemperatur TIT innerhalb von 0,5 s auf etwa 70 % der Ausgangstemperatur. Die Vergrößerung des Blow-Off-Querschnittes bewirkt eine erhebliche Minderung der Turbinenleistung P_T und eine Reduzierung der maximal zu erwartenden Überdrehzahl auf 8,4 %.

Die beiden Szenarien 3d (Abbildungen 4.18(a), 4.18(c) und 4.18(e)) und 3e (Abbildungen 4.18(b), 4.18(b), 4.18(d) und 4.19) machen den Einfluss eines Drosselquerschnitts auf das Gasturbinenverhalten, der im Heißgaspfad vor dem Abblasesystem ESD_{PH} eingebaut ist, deutlich. Die Verwendung eines Drosselquerschnitts im Rohrsystem vor der Turbine soll einen kritischen Strömungszustand vor der Turbine erzeugen. Dabei wird der Turbinendruck deutlich herabgesetzt, während der Verdichter weiter gegen das nominelle Druckverhältnis arbeitet. Für die Untersuchung wurde der engste Querschnitt des Drosselquerschnitts mit $d_{DQ,3d} = 170$ mm gewählt. Der Druckverlust aufgrund des Drosselquerschnitts ist im Normalbetrieb der Anlage vernachlässigbar gering. Das Sze-



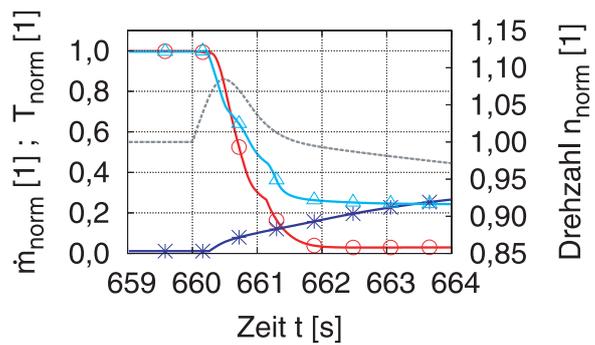
n p_v —○— p_t —*—

(a)



n $\dot{m}_{ESD_{PH}}$ —○—

(b)



n \dot{m}_{BP-V} —*—
 \dot{m}_T —○— T_T —△—

(c)

Abbildung 4.17: Normierte Verläufe für Szenario 3c. (a): Verdichter- und Turbinendruck; (b): Massenstrom von Blow-Off-System ESD_{PH} ; (c): Turbineneintrittstemperatur und Massenstrom von Ventil BP-V und Turbine.

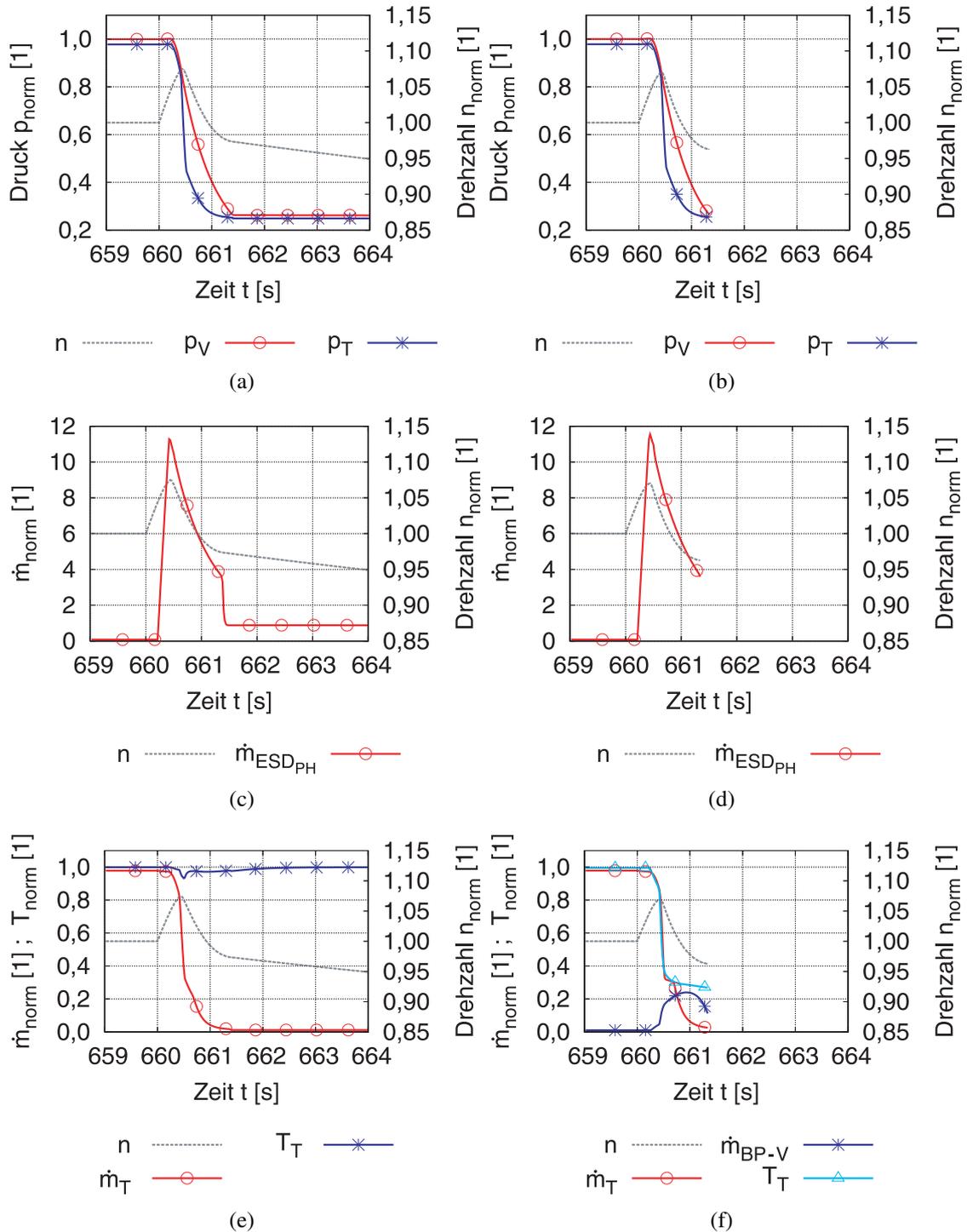


Abbildung 4.18: Normierte Verläufe für Szenario 3d (links) und 3e (rechts). Oben: Verdichter- und Turbinendruck; Mitte: Massenstrom von Blow-Off-System ESD_{PH} und Brennkammerventil BP-V (für 3e); Unten: Turbineneintrittstemperatur und Massenstrom von Ventil BP-V und Turbine.

nario 3e berücksichtigt im Vergleich zu Szenario 3d zusätzlich das Öffnen des Brennkammerventils BP-V.

Die Abbildungen 4.18(a) und 4.18(b) zeigen die Druckentwicklungen von Verdichter und Turbine für die Szenarien 3d und 3e. In beiden Fällen sinkt der Turbinendruck deutlich schneller als im Vergleich zu den zuvor vorgestellten Szenarien. Binnen 0,5 s sinkt der Druck auf etwa 50 % des Referenzdruckes. Die Verläufe der Massenströme durch die Blow-Off-Ventile ESD_{PH} von Szenario 3d und 3e sind in den Abbildungen 4.18(c) und 4.18(d) dargestellt und weisen ein identisches Verhalten auf.

Den Einfluss des Brennkammerventils BP-V auf das Turbinenverhalten stellen die Abbildungen 4.18(e) und 4.18(f) dar. Wie zu erwarten bleibt die Turbineneintrittstemperatur TIT bei Szenario 3d nahezu unverändert konstant auf dem Referenzwert. Das Öffnen des Brennkammerventils BP-V bei Szenario 3e bewirkt eine schnelle Reduktion der Turbineneintrittstemperatur TIT , was wiederum die Leistungsfähigkeit der Turbine erfolgreich verringert. Die Drehzahlen der beiden Szenarien erreichen in weniger als 0,5 s nach dem Lastabwurf ihre Maximalpunkte (Szenario 3d: $n = 107,5 \%$; Szenario 3e: $n = 106,8 \%$) und nehmen danach rasch ab.

Um den Einfluss der Drosselstelle DQ im Rohrsystem nachzuweisen, zeigt Abbildung 4.19 für das Szenario 3e den zeitlichen Verlauf des Massenstroms durch das Blow-Off-Ventil ESD_{PH} sowie die Druckverhältnisse für den Austritt des Blow-Off-Ventils $\pi_{ESD_{PH}}$ und den Drosselquerschnitt π_{DQ} . Nach dem Öffnen des Abblaseventils (zum Zeitpunkt 660,2 s) nimmt der Luftmassenstrom $\dot{m}_{ESD_{PH}}$ im System zu, bis nach etwa 0,2 s der maximale Wert erreicht ist und $\dot{m}_{ESD_{PH}}$ wieder sinkt. Zum Zeitpunkt $t \approx 660,4$ s ergeben sich an den beiden Stellen ESD_{PH} und DQ Strömungen mit lokalen Schallgeschwindigkeiten, wie die Verläufe der Druckverhältnisse π zeigen. Diese kritischen Strömungszustände bestehen über das Blow-Off-Ventil ESD_{PH} bis zum Zeitpunkt $t \approx 660,8$ s bzw. für den Drosselquerschnitt DQ bis $t \approx 661,4$ s. Danach sind die Vordrücke an den jeweiligen Stellen soweit abgebaut, dass die Druckverhältnisse $\pi_{ESD_{PH}}$ und π_{DQ} wieder unterkritisch werden. Der Drosselquerschnitt erfüllt somit seine Aufgabe und reduziert den Eingangsdruck der Turbine.

Ergebnis der Untersuchung und Empfehlung für den Fall eines Lastabwurfs

Bei einem sicherheitsrelevanten Zwischenfall muss die Turbine möglich schnell entlastet werden, um kritische Überdrehzahlen zu vermeiden. Hinsichtlich dieses Aspektes ist die Variante 3e die wirksamste. Durch das Öffnen der Blow-Off-Klappe ESD_{PH} kurz vor der Turbine wird ein Druckabfall erreicht. Die Verwendung eines Drosselquerschnitts erzeugt zudem eine definierte kritische Durchströmung vor dem Abblasesystem und eine weitere Reduktion des Turbineneingangsdruckes. Die Dimensionierung des Drosselquerschnitts wurde im Vorfeld vorgenommen, wobei der Durchmesser zur Vermeidung von Druckverlusten im Regelbetrieb möglichst groß gewählt werden sollte. Der Durchmesser von $d_{DQ} = 170$ mm erweist sich als sinnvoll. Die zusätzliche Betätigung des Brennkammerventils BP-V, dessen Einfluss sich bei der Diskussion von Szenario

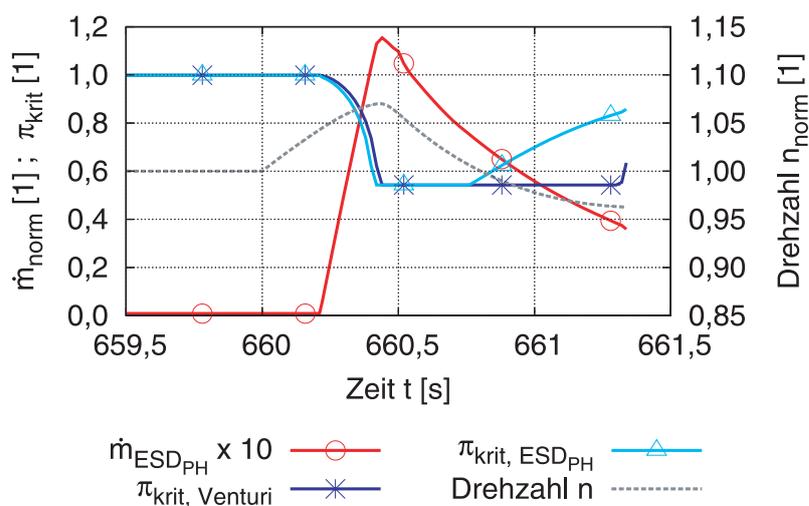


Abbildung 4.19: Szenario 3e: Darstellung der Massenstromverläufe und der kritischen Strömungszustände über den Drosselquerschnitt und des Abblasepfad ESD_{PH} .

3b als bedeutend herausstellte, verringert nochmals die maximale Überdrehzahl. Bei Kombination dieser Mechanismen errechnet sich die maximale Überdrehzahl zu etwa $n = 106,8 \%$ und liegt damit unterhalb der erlaubten Drehzahl von $n_{\text{max}} = 115 \%$. Der Einbau eines Abblasesystems ESD_{PH} auf der Heißgasseite hat jedoch zur Folge, dass die Klappe hohen thermischen Beanspruchungen standhalten muss.

4.3.3 Stabilitätsanalyse der Gesamtanlage

Neben dem Anlagenverhalten bei Notfallszenarien ist vor allem auch die Anlagenstabilität im Regelbetrieb von Bedeutung. Es ist denkbar, dass Enthalpieschwankungen im System im Zusammenspiel mit entsprechenden Verzugszeiten Instabilitäten verursachen, die der Gasturbinenregler nicht mehr ausgleichen kann und es zu einem Aufschwingen der Maschinendrehzahl bis hin zur Notabschaltung kommen kann. Hierzu wurde eine Stabilitätsanalyse der Gesamtanlage mit Hilfe des Simulationsmodells durchgeführt. Das Kapitel 2.2.4.1 stellt die notwendigen Modelle zur Linearisierung des Systems bereit.

Um eine Worst-Case-Abschätzung der Sensitivität der Anlage zu erreichen, wurde zum einen das Dämpfungsverhalten der Rohrleitungen zwischen dem Pebble-Heater und der Gasturbine ausgeschaltet, indem die Eckfrequenz f_e des Rohr-Tiefpassfilters (aus Abbildung 2.35) erhöht wurde. Zum anderen wurde zusätzlich darauf verzichtet, die Turbineneintrittstemperatur TIT im Modell mittels eines Limiters zu begrenzen, was in Realität infolge der maximal verfügbaren Austrittstemperatur aus dem Pebble-Heater gegeben ist. Entsprechend den geplanten Rohrdimensionen für die Pilotanlage wurden diverse

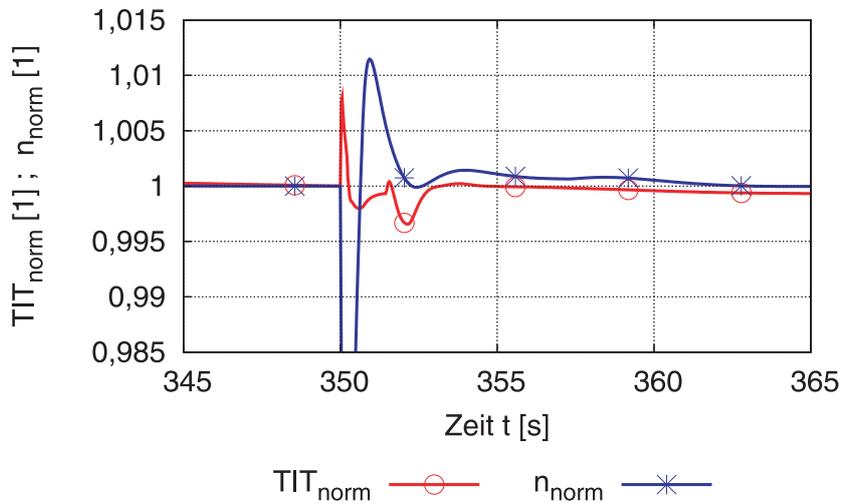
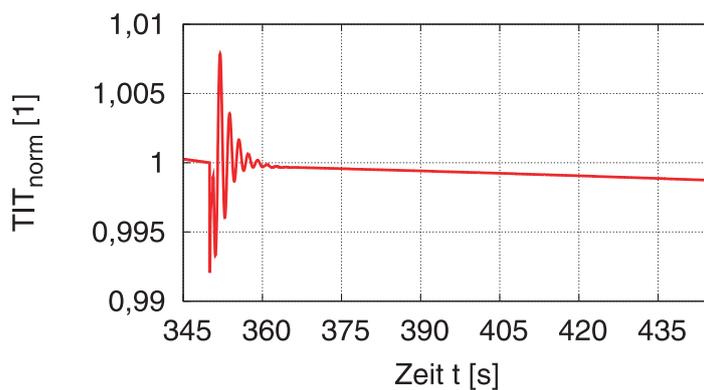


Abbildung 4.20: Stabilitätsanalyse der Pilotanlage. Entwicklung von Turbinendrehzahl n_{norm} und -eintrittstemperatur TIT_{norm} unter anlagentypischen Bedingungen.

Rohrleitungslängen (10 m... 30 m), respektive die Verweilzeiten der Strömung im Abschnitt zwischen dem Pebble-Heater und dem Turbineneintritt, abgefahren. Ausgehend von einem stabilen, stationären Anlagenbetriebspunkt wurde eine Massenstromschwankung als Auslöser für eine mögliche Instabilität aufgeschaltet.

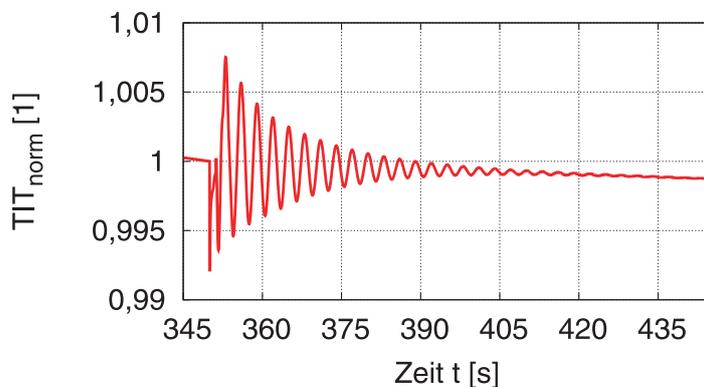
Die Simulationsergebnisse aus dieser Analyse zeigen, dass die Anlage für die ermittelten Daten der realen Maschine für alle Verweilzeiten stabil läuft und keine Instabilitäten im Betrieb zu erwarten sind. Abbildung 4.20 stellt exemplarisch die zeitliche Entwicklung der Turbinendrehzahl n_{norm} und der -eintrittstemperatur TIT_{norm} in normierter Form bezogen auf Nennbetriebsdaten dar. Die Verläufe sind für ein Rohrsystem der Länge 25 m gezeigt. Zum Zeitpunkt $t = 350$ s wird dem stationären System eine Massenstromschwankung aufgezwungen, um eine Instabilität zu erzeugen. Wie erwartet, antwortet die Anlage auf eine Drehzahlreduzierung zunächst mit einer Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur. Der Gasturbinen-Controller reagiert und regelt die Drehzahl auf ihren Nennbetriebspunkt aus, wodurch TIT wiederum sinkt. Nach wenigen Schwingungen regelt die Anlage die Störungen aus und kehrt in den stabilen, stationären Zustand zurück. Das Modell ermittelte für die unterschiedlichen relevanten Verzugszeiten ein ähnlich stabiles Verhalten.

Zur Klärung der Frage, welches Totzeitfenster der Anlage kritisch sein könnte, wurde der Verstärkungsfaktor (Gain) des Verzögerungsgliedes erster Ordnung im Pebble-Heater-Modell schrittweise erhöht, bis Instabilitäten auftraten. Hierzu musste der Verstärkungsfaktor von $Z = -257$ [K] auf das Zehnfache seines Wertes erhöht werden. Die Abbildungen 4.21(a), 4.21(b) und 4.21(c) stellen die zeitliche Entwicklung der Turbineneintrittstemperatur TIT für die Rohrlängen von 10 m, 20 m und 30 m dar. Es zeigt sich, dass mit zunehmender Rohrlänge (Verweilzeit) stärker werdende, gedämpfte



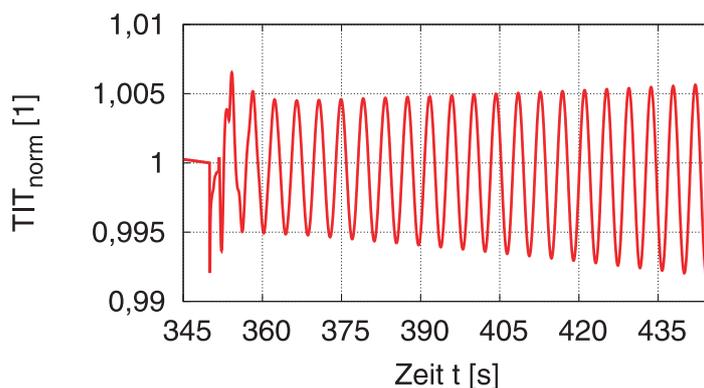
TIT_{norm} bei 10m Rohrlänge —

(a) Rohrlänge 10 m, entspricht 0,5 s Verweilzeit im Rohrsystem.



TIT_{norm} bei 20m Rohrlänge —

(b) Rohrlänge 20 m, entspricht 1,0 s Verweilzeit im Rohrsystem.



TIT_{norm} bei 30m Rohrlänge —

(c) Rohrlänge 30 m, entspricht 1,5 s Verweilzeit im Rohrsystem.

Abbildung 4.21: Stabilitätsanalyse der Gesamtanlage mit erhöhtem Verstärkungsfaktor. Darstellung der Turbineneintrittstemperatur TIT über der Zeit für unterschiedliche Rohrlängen: (a) 10 m, (b) 20 m, (c) 30 m.

Schwingungen auftreten. Ab einer Rohrlänge von 30 m, was einer Strömungsverzugszeit von 1,5 s entspricht, wird das System instabil und schwingt sich weiter auf.

Aus dieser Analyse lässt sich Schluss folgern, dass die reale Maschine, selbst ohne Dämpfung der Rohre, eine große Stabilitätsreserve aufweist und stabil zu betreiben ist. Durch die Erhöhung des Verstärkungsfaktors Z sind für kleine Verzugszeiten zunächst keine Probleme im Anlagenbetrieb zu erwarten. Erhöht sich die Strömungsverweilzeit im System durch entsprechende Dimensionierung der Rohre, so werden die Schwingungen stärker, bis es schließlich zu Problemen in der Anlagenstabilität kommt. In Realität haben die Dämpfungseigenschaften der Rohre eine positive Wirkung auf die Anlagenstabilität. Dennoch empfiehlt es sich, möglichst kurze Rohrlängen zu verwenden, um stets im sicheren Anlagenbetrieb arbeiten zu können.

5 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit zeigt die Machbarkeit der Integration einer Mikroturbine in den Pebble-Heater-Zyklus. Projektziel war der Umbau der Standard-Kleingasturbine Turbec T100 in eine Heißluftturbine T100PH. Hierzu wurden das dynamische Anlagenverhalten mit Hilfe von Simulationen untersucht, konstruktive wie auch steuerungstechnische Umbauarbeiten durchgeführt und die Funktionalität der Heißluftturbine T100PH in Versuchsreihen validiert.

Der Gesamtzyklus aus Mikroturbine und Pebble-Heater stellt ein hochdynamisches System dar. Dessen Betriebsverhalten wurde im Regelbetrieb wie auch in Extremsituationen mit Hilfe von 1-D Simulationen eingehend untersucht, um Daten des dynamischen Anlagenverhaltens zu gewinnen und daraus sowohl Regelstrategien ableiten als auch mögliche Betriebsinstabilitäten prognostizieren zu können. Für die dynamische Simulation der einzelnen Anlagenkomponenten (Gasturbine, Pebble-Heater, Regelungssystem, ...) wie auch des Gesamtsystems kam das objektorientierte 1-D Programm Modelica zum Einsatz. Die einzelnen Phasen des in dieser Arbeit entwickelten regulären Anlagenfahrprogramms wurden in einem Model simuliert. Die Ergebnisse zeigen, dass ein stabiler Anlagenbetrieb selbst unter den transienten Vorgängen dieses Systems zu erreichen ist.

Das immense Speichervolumen der Pebble-Heater birgt, speziell im Falle eines Lastabwurfs (Netzverlust), aufgrund der kontinuierlichen Energiezufuhr an die Gasturbine die Gefahr der Maschinenüberdrehzahl. Daher wurden verschiedene Notfallszenarien untersucht und passende Sicherheitskonzepte entwickelt. Die Simulation ergab, dass ohne Gegenmaßnahmen die Gasturbine bei einem Lastabwurf die vom Hersteller maximal zulässige Überdrehzahl in weniger als einer Sekunde überschreitet. Diverse Abblasesysteme mit unterschiedlichen Eingriffsstrategien wurden diskutiert. Als effektivste Gegenmaßnahme bei einem Lastabwurf stellte sich das Szenario mit einem Blow-Off-Ventil im Heißluftpfad kurz vor der Turbine und einem Drosselquerschnitt unmittelbar nach dem Pebble-Heater-Austritt heraus. Die Drossel sorgt während des Abblasevorgangs für kritische Durchströmung und Druckverlust. Wird zusätzlich das Ventil im Brennkammerpfad geöffnet, so sinkt durch das Beimischen von kalter Verdichterluft in die Heißluft die Turbineneintrittstemperatur. Mit diesem Verfahren erreicht die Gasturbine eine maximale Überdrehzahl von unter 7 % bei maximal zulässigen 15 %.

Nach dem Aufbau der Mikroturbine im Labor wurden konstruktive Änderungen im Abgaspfad nach der Turbine und im Heißgasstrang zwischen Verdichter und Turbineneintritt durchgeführt. Dabei wurden die Standardkomponenten Rekuperator und Abgaswärmetauscher entfernt, das Exhaust-Housing durch ein neu konzipiertes System ersetzt und ein modifizierter Abgaswärmetauscher platziert. Die Mikroturbine ist über den neu

entwickelten Heißgaspfad mit dem Pebble-Heater-System verbunden. Dieser Pfad ist zur funktionalen Trennung von Heißluftführung und Druckbeaufschlagung doppelschichtig aufgebaut. Für das Anfahren und Abschalten der Anlage wurde im Heißgaspfad die Standard-Brennkammer in einem Seitenpfad integriert. Im Rohrsystem sind Absperrarmaturen sowie ein Luftmassenstrommesser und zahlreiche Thermoelemente zur Steuerung und Überwachung der Anlage verbaut. Ein pneumatisches Ventil im Brennkammerpfad ist für die Steuerung der Brennkammer nötig. Durch den Wegfall des Rekuperators wird der Kühlluftmassenstrom über die Turbinenbauteile mittels Schieber im Rohrsystem reduziert. Da zum Zeitpunkt der Versuchsphase kein Pebble-Heater zur Verfügung stand, wurde das Heißgas mit Hilfe einer zweiten Brennkammer simuliert. Im Vergleich zu einem Pebble-Heater-Betrieb mit homogenen Austrittstemperaturen stellt die Situation mit der zweiten Brennkammer den Worst-Case-Fall dar.

Regelungs- und steuerungstechnische Anpassungen der Gasturbine wurden durchgeführt. Bei der Standardanwendung wird die Mikroturbine leistungsgeregelt mit gleitender Drehzahl betrieben. Für den Umbau zur Heißwindturbine wurde das Konzept auf konstante Drehzahl umgestellt, um ein festes Druckverhältnis sowie konstante Luftmassenströme für den Betrieb zu erreichen. Einzelne Parameter der Steuereinheit (PMC) wurden dazu verändert. Eine wesentliche Modifikation war die Regelung der Brennkammer über einen zusätzlich programmierten, externen Regler. Dieser sorgt durch Modulation der Brennstoffzufuhr für konstante Brennkammeraustrittstemperaturen beim Umschaltvorgang zwischen Brennkammer und Pebble-Heater-Zweig.

In unterschiedlichen Versuchsreihen an der Laboranlage wurden die Simulationsergebnisse bestätigt. Das neu entwickelte Fahrprogramm vom Anfahren der Gasturbine über den Betrieb mit den Pebble-Heatern bis hin zum Abschalten der Anlage konnte erfolgreich getestet werden. Temperaturmessungen im Power-Module bestätigten CFD-Ergebnisse, nach denen die Strömungsbedingungen für den modifizierten Aufbau im Vergleich zur Standardanlage homogener sind. Im Rahmen weiterer Bauteiltemperaturmessungen wurde sichergestellt, dass die Heißgaskomponenten unter den veränderten Bedingungen auslegungsgerecht gekühlt werden.

Zusätzlich zum eigentlichen Umbau der Mikroturbine behandelt die Arbeit die Erosion des Turbinenrades aufgrund von Partikelaustrag aus den Pebble-Heatern während der Blasphase. Hierfür wurde ein Erosionsmodell für radiale Turbinenläufer entwickelt, das auf einem einfachen, analytischen Ansatz zur Bestimmung der relativen Partikelgeschwindigkeiten unterschiedlich großer Partikel beruht. Auf diese Weise kann eine rasche Abschätzung der Lebensdauer von Turbinen erzielt werden. Das Modell zeigt neben dem Einfluss der Parameter von Partikelgröße und -anzahl auch die Bedeutung der auftretenden Größenverteilung für die Turbinenlebensdauer. Für die Turbec T100 stellt sich heraus, dass bereits Partikel ab einem Durchmesser von 2...3 μm starke Erosion an den Turbinenschaufeln verursachen und nur wenige *ppm*, abhängig von ihrer Größenverteilung, die Betriebszeit des Läufers erheblich reduzieren. Für ein effektives Abreinen kleiner Teilchen wurde ein neuartiges Heißgasfilter-Design auf Basis keramischer Kerzenfiltertechnologie vorgeschlagen.

Literaturverzeichnis

- [Modelica 2010] *Homepage der Modelica Association*. 2010. – Erreichbar unter: <http://www.modelica.org>
- [Baehr und Stephan 2004] BAEHR, H.D. ; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer-Verlag Berlin, 2004
- [Bammert u. a. 1956] BAMMERT, K. ; KELLER, C. ; KRESS, H.: Heißluftturbinenanlage mit Kohlestaubfeuerung für Stromerzeugung und Heizwärmelieferung. In: *Brennstoff-Wärme-Kraft BKW* (1956), Oktober, S. 471–478
- [Bauer 2001] BAUER, M.: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Wärmetransport in gasdurchströmten Festbettreaktoren*, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Dissertation, 2001
- [Baum 2001] BAUM, J.: *Untersuchungen zum extern befeuerten Gasturbinenprozeß mit Hochtemperatur-Wärmeübertrager*. VDI Verlag, 2001
- [Bogner 2008] BOGNER, R.: *sludge2energy - Dezentrale Klärschlammverwertung zur Erzeugung von therm. und elektr. Energie*. Präsentation. 2008
- [Bogner u. a. 2006] BOGNER, R. ; FAULSTICH, M. ; MOCKER, M. ; QUICKER, P.: Dezentrale thermische Klärschlammverwertung. In: *Informationsveranstaltung - Innovative Wege der Klärschlamm Entsorgung für Niederbayern* (2006)
- [Bäumer 1997] BÄUMER, T.: Berechnungsverfahren zur Auslegung von Abblaseleitungssystemen für stationäre und transiente Gasströmungen mit multiplen kritischen Strömungszuständen / VDI Reihe 7 Nr. 320. 1997. – Forschungsbericht
- [Cardenas Miranda 2008] CARDENAS MIRANDA, A.: *Dynamische Simulation einer Mikroturbine in der objektorientierten Programmiersprache Modelica*. Semesterarbeit. 2008
- [Cengel und Boles 1996] CENGEL, Y.A. ; BOLES, M.A.: *Thermodynamics, An Engineering Approach*. McGraw-Hill, 1996. – ISBN 970-10-0909-6
- [Clevenger und Tabakoff 1976] CLEVINGER, W.B. ; TABAKOFF, W.: Dust Particle Trajectories in Aircraft Radial Turbines. In: *Journal of Aircraft* Vol. 13 (1976), Oktober, Nr. 10, S. 786–791

- [Crowe 2006] CROWE, C.T. (Hrsg.): *Multiphase Flow Handbook*. Taylor & Francis Group, 2006
- [DAF 2007] DAF ; DLG-VERLAGS-GMBH (Hrsg.): *agrarspectrum: Energie aus Biomasse - weltwirtschaftliche, ressourcenökonomische und produktionstechnische Perspektiven*. Herausgegeben vom Vorstand des Dachverbandes Agrarforschung e.V., 2007 (Band 40)
- [Dienst 1978] DIENST, W. ; WERKSTOFFTECHNISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M.B.H., Karlsruhe (Hrsg.): *Hochtemperaturwerkstoffe*. E. Macherauch, Karlsruhe und V. Gerold, Stuttgart, 1978
- [Dietze 2007] DIETZE, U.: Vorstellung der Versuchsanlagen und Ergebnispräsentation ausgewählter Projekte - RWE Rhein-Ruhr 2 Hochschuldialog / T.B.E. Technische Beratung Energie GmbH. 2007. – Präsentation
- [Dynasim 2004a] DYNASIM: *Dymola Dynamic Modelling Language, User's Manual*. Version 5.3. Dynasim AB (Veranst.), 2004
- [Dynasim 2004b] DYNASIM: *Dymola Multi-Engineering Modeling and Simulation - Dymola User Manual*. Version 5.3, 2004
- [Dynasim 2006] DYNASIM: *Dymola Multi-Engineering Modeling and Simulation - Dymola User Manual, Dymola 6 Additions*. Version 6.0, 2006
- [Eborn u. a. 2000a] EBORN, J. ; TUMMESCHEIT, H. ; WAGNER, F.: *Dokumentation: ThermoFluid A Thermo-Hydraulik Library in Modelica*. Department of Automatic Control, Lund Institute of Technology (Veranst.), 2000
- [Eborn u. a. 2000b] EBORN, J. ; TUMMESCHEIT, H. ; WAGNER, F.: *Howto: ThermoFlow A Thermo-Hydraulik Library in Modelica*. Department of Automatic Control, Lund Institute of Technology (Veranst.), 2000
- [Eckert und Schnell 1961] ECKERT, B. ; SCHNELL, E.: *Axial- und Radialkompressoren*. Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1961
- [Engelhard 2006] ENGELHARD, R.: *Erarbeitung eines Computerprogramms zur numerischen Simulation eines radial durchströmten Schüttgutregenerators*, Fachhochschule Amberg-Weiden, Diplomarbeit, 2006
- [FNR 2000] FNR: *Energetische Nutzung von Biomasse durch Kraft-Wärme-Kopplung: Stand der Technik und Perspektiven für den ländlichen Raum*. Herausgegeben von der Fachagentur Nachwachsende Rohstoffe e.V., 2000 (Band 40)
- [Frank u. a. 1999a] FRANK, Th. ; SCHNEIDER, J. ; BERNERT, K.: Numerische Untersuchungen der Gas-Partikel-Strömung in symmetrischen Doppelzyklon-Abscheidern. In: *VDI-Tagung - Zyklonabscheider in der Energie- und Verfahrenstechnik Leverkusen* (1999)

- [Frank u. a. 1999b] FRANK, Th. ; YU, Q. ; WASSEN, E. ; SCHNEIDER, J.: Experimental and Numerical Investigation of Particle Separation in a Symmetrical Double Cyclone Separator. In: *3rd ASME / JSME Joint Fluids Engineering Conferences San Francisco* (1999)
- [Fritz und Kern 1992] FRITZ, W. ; KERN, H.: *Reinigung von Abgasen*. 3. Vogel Buchverlag, 1992
- [Fritzson 2004] FRITZSON, P.: *Principles of Object-Oriented Modeling and Simulation with Modelica 2.1*. Wiley Interscience, 2004
- [Gallmetzer und Dobmeier 2006] GALLMETZER, G. ; DOBMEIER, B.: *Konzepte zur Realisierung indirekt mit Biomasse befeuerter Heißluftturbinen*. Präsentation. Dezember 2006
- [Haugwitz 2002] HAUGWITZ, S.: *Modelling of Microturbine Systems*, Department of Automatic Control, Lund University, Diplomarbeit, 2002
- [Hinze 1979] HINZE, J.O.: *Turbulence*. McGraw-Hill, New York, 1979
- [Hirsch 2005] HIRSCH, C.: *Zusammenfassung Besprechung bei Pall-Schumacher*. 2005
- [Holzinger 2006] HOLZINGER, T.: *Konstruktion und Auslegung eines Heißgasfilters bis 1000°C*. Semesterarbeit. 2006
- [Holzinger 2007] HOLZINGER, T.: *Development of a Control System for an Indirect Gasturbine Cycle*, Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2007
- [Hörzer 2006] HÖRZER, K.: *CFD-Analyse der Verbrennungsströmung einer zweistufigen holzstaubgefeuerten Gasturbinenbrennkammer*, Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften, Technische Universität Wien, Dissertation, 2006
- [Idelchik 1996] IDELCHIK, I.E.: *Handbook of Hydraulic Resistance - 3rd Edition*. Begell House, 1996
- [Jischa 1982] JISCHA, M.: *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Vieweg, 1982
- [Kaltschmitt und Hartmann 2001] KALTSCHMITT, M. ; HARTMANN, H.: *Energie aus Biomasse - Grundlagen, Techniken und Verfahren*. Springer-Verlag, 2001
- [Kautz u. a. 2004] KAUTZ, M. ; HANSEN, U. ; KARL, J.: *Die extern gefeuerte Gasturbine / Institut für Energie- und Umwelttechnik, IEUT, Universität Rostock*. 2004. – Forschungsbericht

- [Keller 1946] KELLER, C.: The Escher Wyss-AK Closed Turbine, Its Actual Development and Future Prospects. In: *ASME Transaction* 68 (1946), S. 791–822
- [Keller und Gaehler 1961] KELLER, C. ; GAEHLER, W.: The Coal-Burning Closed Cycle Gas Turbine. In: *ASME Paper No. 61-GTP-2, Gas Turbine Power Conference, Washington, D.C., March 5-9, 1961* (1961)
- [LaHaye 1966] LAHAYE, P.G.: High Temperature Heat Exchanger for Closed-Cycle, Coal-Fired Gas Turbines. In: *National Coal Conference and Association Sales Conference and Bituminous Coal Research Annual Meeting, Pittsburgh, September 14th, 1966* (1966)
- [Laschka 2000] LASCHKA, B.: *Vorlesungsbegleitendes Manuskript - Fluidmechanik II*. WS 2000/2001. Lehrstuhl für Fluidmechanik, Technische Universität München (Veranst.), 2000
- [Laurien 2003] LAURIEN, E.: Euler-Lagrange-Formulierung für Zweiphasenströmungen / Universität Stuttgart. 2003. – Forschungsbericht
- [Lechner und Seume 2003] LECHNER, C. ; SEUME, J.: *Stationäre Gasturbinen*. Springer-Verlag, 2003
- [Lohrengel 2004] LOHRENGEL, B.: *Abgasreinigung/Immisionsschutz*. Skriptum. Verfahrens- und Umwelttechnik, Fachhochschule Heilbronn (Veranst.), 2004
- [Lyczkowski und Bouillard 2002] LYCZKOWSKI, R.W. ; BOUILLARD, J.X.: State-of-the-art review of erosion modeling in fluid/solids systems. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 28 (2002), S. 543 – 602
- [Mai u. a. 1999] MAI, R. ; KREFT, D. ; LEIBOD, H. ; SEIFERT, H. ; SCHULZ, K.: *Angekoppelte Druckimpulsabreinigung (CPP-Abreinigung) mit integriertem Sicherheitsfilter*. Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für technische Chemie (Veranst.), 1999
- [Martin 1978] MARTIN, H.: Low pecelet number particle to fluid heat and mass transfer in packed beds. In: *Chem. Eng. Sci.* 33 (1978), S. 913–919
- [Menguturk und Sverdrup 1977] MENGUTURK, M. ; SVERDRUP, E.F.: Calculated Tolerance of a Large Electric Utility Gas Turbine to Erosion Damage by Coal Ash Particles. In: *Erosion: Prevention and Useful Applications, Edited by Adler, W.F., ASTM STP664* (1977), S. 193–224
- [Mordell 1950] MORDELL, D.L.: The Exhaust-Heated Gas Turbine Cycle. In: *ASME Transaction* 72 (1950), S. 323–329
- [Mordell 1955] MORDELL, D.L.: An Experimental Coal-Burning Gas Turbine. In: *Proc. Instn. Mech. Engrs.* 169 (1955), S. 7

- [Noll 1993] NOLL, B.: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, 1993
- [Oberberger u. a. 2002] OBERNBERGER, I. ; BRUNNER, T. ; DAHL, J. ; JÖLLER, M. ; KANZIAN, W. ; ARICH, A.: *Untersuchung des Betriebsverhaltens eines einer Biomassefeuerung nachgeschalteten Pebble-Heaters unter besonderer Berücksichtigung aschebedingter Probleme; ENDBERICHT - Projektphase I*. Februar 2002
- [Otter 2008] OTTER, M.: *Simulation von elektromechanischen Systemen und Objektorientierte Modellierung mechatronischer Systeme - Vorlesungsfolien*. 2008. – Unterlagen erhältlich unter: <http://www.robotic.de/index.php?id=75>
- [Pall-Schumacher 2002] PALL-SCHUMACHER: Produktinformation: DIASCHUMALITH / PALL SCHUMACHER GmbH. 2002. – Forschungsbericht. www.schumacher-filters.de
- [Polifke u. a. 2006] POLIFKE, W. ; KALB, J. ; STEINHILBER, T.: *Arbeitsunterlagen zu den Vorlesungen Wärmetransportphänomene , Wärme- und Stoffübertragung*. Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München (Veranst.), 2006
- [Polifke und Kopitz 2005] POLIFKE, W. ; KOPITZ, J.: *Wärmeübertragung - Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. Pearson Education, 2005
- [Pritchard 2002] PRITCHARD, D.: Biomass Combustion Gas Turbine CHP / Talbott's Heating Ltd. 2002. – Forschungsbericht
- [Pritchard 2005] PRITCHARD, D.: Biomass Fuelled Indirect Fired Micro Turbine / Talbott's Heating Ltd. 2005. – Forschungsbericht
- [Sattelmayer 2007] SATTELMAYER, T.: *Technische Thermodynamik - Skriptum zur Vorlesung Thermodynamik I, Energielehre und Stoffverhalten*. Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München. 2007
- [Schlünder 1983] SCHLÜNDER, E.-U.: *Einführung in die Wärmeübertragung*. Vieweg Verlag, 1983
- [Schneider 1999] SCHNEIDER, J.: Fraktionierung von nanokristallinen Metalloxiden mit Hilfe eines symmetrischen Doppelzyklons. In: *VDI-Tagung: Zyklonabscheider in der Energie- und Verfahrenstechnik, Leverkusen (1999)*
- [Talbott 2007] TALBOTT: *BG100 Biomass Generator - Technical Specification*. 2007. – Talbotts Biomass Energy LTD, Tollgate Drive, Tollgate Industrial Estate, Stafford ST16 3HS
- [Tummescheit 2002] TUMMESCHEIT, H.: Design and Implementation of Object-Oriented Model Libraries using Modelica / Department of Automatic Control, Lund Institute of Technology. August 2002. – Forschungsbericht. ISRN LUTFD2/TFRT-1063-SE

- [VDI-Wärmeatlas 1994] VDI-WÄRMEATLAS: *Druckverlust bei der Strömung durch Schüttungen*. Kap. Le, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1994
- [VDI-Wärmeatlas 2002a] VDI-WÄRMEATLAS, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2002
- [VDI-Wärmeatlas 2002b] VDI-WÄRMEATLAS: *Wärmeleitung und Dispersion in durchströmten Schüttungen*. Kap. Mh, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2002
- [VDI-Wärmeatlas 2002c] VDI-WÄRMEATLAS: *Wärmeleitung von Schütttschichten*. Kap. Dee, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2002
- [Wagner und Johnson 1993] WAGNER, J.H. ; JOHNSON, B.V.: *Advanced Turbine Design for Coal-Fueled Engines, Phase I - Erosion of Turbine Hot Gas Path Blading / Fossil - Final Report*, UTRC Report R92-957966-31. April 1993. – Forschungsbericht
- [Wittig und Koch 1997] WITTIG, S. ; KOCH, R.: *Dampf- und Gasturbinen I*. Institut für Thermische Strömungsmaschinen ITS, Universität Karlsruhe (TH) - Skriptum. 1997
- [Zierep 1976] ZIEREP, J.: *Theoretische Gasdynamik*. G. Braun, Karlsruhe, 1976
- [Zierep 1997] ZIEREP, J.: *Grundzüge der Strömungslehre*. Springer Verlag, 1997. – 6. Auflage
- [Zimmermann u. a. 2009] ZIMMERMANN, P. ; CARDENAS, A. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: *Simulation of a Micro Turbine's Dynamic Behavior in a Biomass Incineration Power Plant Based on the Pebble Heater Technology*. In: *ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air; June 08-12, 2009, Orlando, FL, USA; GT2009-59305*, 2009
- [Zimmermann u. a. 2006] ZIMMERMANN, P. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: *Erosion Lifetime Prediction for a Radial Turbine Operation in a Low Dust Stream*. In: *ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air; May 08-11, 2006, Barcelona, Spain; GT2006-90502*, 2006

Anhang A

Ausströmformeln nach Saint Venant und Wantzell, Gleichungen für kritische Zustandsgrößen

Ausströmformeln nach Saint Venant und Wantzell

Zustandsgrößen:

Geschwindigkeit:

Temperatur

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 - \frac{\kappa - 1}{2} \cdot \frac{u^2}{c_0^2}\right)$$

$$\frac{u}{c_0} = \sqrt{\left(1 - \frac{T}{T_0}\right) \cdot \frac{2}{\kappa - 1}}$$

Druck

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{\kappa - 1}{2} \cdot \frac{u^2}{c_0^2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}$$

$$\frac{u}{c_0} = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right) \cdot \frac{2}{\kappa - 1}}$$

Dichte

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{\kappa - 1}{2} \cdot \frac{u^2}{c_0^2}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}$$

$$\frac{u}{c_0} = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\kappa - 1}\right) \cdot \frac{2}{\kappa - 1}}$$

Schallgeschwindigkeit

$$\frac{c}{c_0} = \sqrt{1 - \frac{\kappa - 1}{2} \cdot \frac{u^2}{c_0^2}}$$

$$Ma = \frac{u}{c} = \sqrt{\left(\frac{T_0}{T} - 1\right) \cdot \frac{2}{\kappa - 1}}$$

Kritische thermische Zustandsgrößen

$$\frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{\kappa + 1} \quad \frac{\text{für}}{\kappa=1,4} \rightarrow 0,833$$

$$\frac{p^*}{p_0} = \frac{2}{\kappa + 1} \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \quad \frac{\text{für}}{\kappa=1,4} \rightarrow 0,528$$

$$\frac{\rho^*}{\rho_0} = \frac{2}{\kappa + 1} \cdot \frac{1}{\kappa - 1} \quad \frac{\text{für}}{\kappa=1,4} \rightarrow 0,634$$

Kritische Geschwindigkeit

$$\frac{u^*}{c_0} = \frac{c^*}{c_0} = \sqrt{\frac{T^*}{T_0}} = \sqrt{\frac{2}{\kappa + 1}} \quad \frac{\text{für}}{\kappa=1,4} \rightarrow 0,913$$

Anhang B

Einfluss der Partikel aus der Statorgrenzschicht auf die Erosion

In Kapitel 2.2.1.2 wurde das Erosionsmodell für den Turbinenrotor vorgestellt. Die in Realität auftretende Grenzschichtausbildung im Düsenstator wurde zur Vereinfachung der Berechnung vernachlässigt und durch eine fiktive, linear wachsende Querschnittsverjüngung abgebildet. Mit Hilfe des nachfolgenden Modells wird der Einfluss der Partikel aus der Grenzschicht auf die Erosion abgeschätzt.

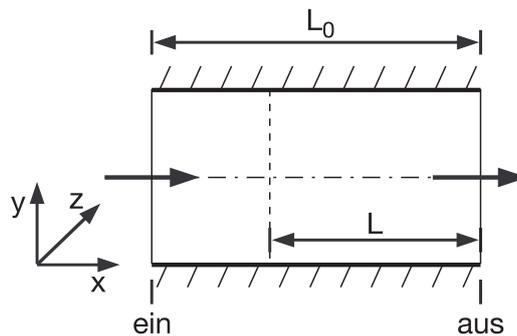


Abbildung B.1: Skizze zur Darstellung der Nomenklatur für die Kanalströmung.

Es wird ein lineares Anwachsen der Wandgrenzschicht $\delta(x)$ vom Eintritt „ein“ bis zum Austritt „aus“ des Kanals über die Länge L_0 in x -Richtung angesetzt (siehe Abbildung B.1). Vereinfachend wird davon ausgegangen, dass sich lediglich über der Kanalhöhe $h(x)$ in y -Richtung eine Grenzschicht ausbildet und die Breite b in z -Richtung entlang der Kanallänge L_0 konstant bleibt.

Somit gilt für die Entwicklung der Grenzschicht:

$$\delta(x) = k_\delta \cdot \frac{x}{L_0} \cdot h(x) \quad . \quad (\text{B.1})$$

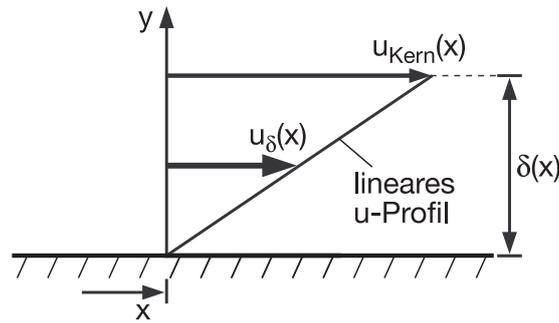


Abbildung B.2: Darstellung des Strömungsprofils $u(y)$ über der Grenzschicht $\delta(x)$ an der Stelle x .

Die Geschwindigkeitsverteilung der Strömung in der Grenzschicht $\delta(x)$ lässt sich in y -Richtung allgemein schreiben als:

$$u_{\delta}(x) = \frac{1}{\delta(x)} \cdot \int_0^{\delta(x)} u(y) dy \quad . \quad (\text{B.2})$$

Für das Modell wird das Geschwindigkeitsprofil ebenfalls als linear angenommen, wie Abbildung B.2 zeigt:

$$u_{\delta}(y) = \frac{u_{Kern}(x)}{\delta(x)} \cdot y \quad . \quad (\text{B.3})$$

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht $\bar{u}_{\delta}(x)$ ist folglich halb so groß wie die Geschwindigkeit der Kernströmung:

$$\bar{u}_{\delta}(x) = 0,5 \cdot u_{Kern}(x) \quad . \quad (\text{B.4})$$

Um eine Aussage zur Erosion aufgrund der Partikel aus der Wandgrenzschicht treffen zu können, wird zunächst die Menge an Teilchen in der Grenzschicht, d.h. \dot{V}_{δ} , abgeschätzt. Es wird vorausgesetzt, dass die Partikel über das gesamte Kanalvolumen, also im Kern- wie auch im Grenzschichtstrom, gleich verteilt sind.

Der Volumenstrom in der Grenzschicht $\dot{V}_{\delta}(x)$ an der Stelle x ergibt sich gemäß Abbildung B.3 zu:

$$\begin{aligned} \dot{V}_{\delta}(x) &= A_{\delta}(x) \cdot \bar{u}_{\delta}(x) \\ &= \delta(x) \cdot b \cdot 0,5 \cdot u_{Kern}(x) \\ &\approx A_{\delta}(x) \cdot 0,5 \cdot u_{Kern}(x) \quad , \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

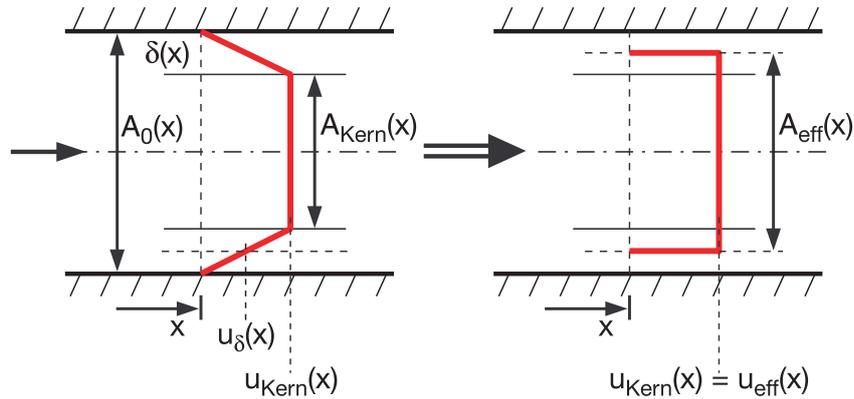


Abbildung B.3: Links: Darstellung des Geschwindigkeitsprofils der Kanalströmung in der Grenzschicht und im Kernbereich. Rechts: Darstellung der Vereinfachung der Kanalströmung mit Hilfe einer effektiven Strömungsgeschwindigkeit $u_{eff}(x)$ und eines effektiven Querschnittes $A_{eff}(x)$.

mit der Beziehung:

$$A_{\delta}(x) = A_0(x) - A_{Kern}(x) \approx A_0(x) \cdot k_{\delta} \cdot \frac{x}{L_0} \quad , \quad (B.6)$$

wobei die Größen L_0 , A_0 die geometrischen Kanaldimensionen ohne Berücksichtigung der Grenzschicht und A_{Kern} der Querschnitt der Kernströmung mit konstanter Geschwindigkeit $u_{Kern}(x)$ sind.

Wird Gleichung B.6 in Gleichung B.5 eingesetzt, so folgt:

$$\begin{aligned} \dot{V}_{\delta}(x) &= \dot{V}_0(x) - \dot{V}_{Kern}(x) \\ &= A_0(x) \cdot k_{\delta} \cdot \frac{x}{L_0} \cdot 0,5 \cdot u_{Kern}(x) \quad . \end{aligned} \quad (B.7)$$

Der Partikelmassenstrom in der Grenzschicht errechnet sich unter der Annahme einer homogenen Partikelverteilung zu:

$$\dot{m}_{p,\delta}(x) = \dot{V}_{\delta}(x) \cdot \underbrace{\frac{m_p}{V}}_{\text{Partikeldichte}} \quad . \quad (B.8)$$

Der Volumenstrom in der Kernströmung $\dot{V}_{Kern}(x)$ lässt sich wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned}\dot{V}_{Kern}(x) &= u_{Kern}(x) \cdot A_{Kern}(x) \\ &= u_{Kern}(x) \cdot (A_0(x) - A_\delta(x)) \quad .\end{aligned}\tag{B.9}$$

Anstelle des linear wachsenden Strömungsprofils in der Grenzschicht $\delta(x)$ lässt sich die Grenzschichtströmung auch als Strömung mit der Geschwindigkeit $u_{Kern}(x)$ über der halben Grenzschichtdicke $\delta(x)$ darstellen, wie Abbildung B.3 zeigt:

$$\dot{V}_\delta(x) = u_{Kern}(x) \cdot A_0(x) \cdot \underbrace{0,5 \cdot k_\delta \cdot \frac{x}{L_0}}_{\text{Hälfte der Grenzschichtdicke } \delta(x)} \quad .\tag{B.10}$$

Hieraus ergibt sich eine Strömung mit einer effektiven Geschwindigkeit $u_{eff}(x) = u_{Kern}(x)$ in einem effektiven Querschnitt $A_{eff}(x)$, die sich aus der Kernströmung und einer Grenzschichtströmung zusammensetzt:

$$\begin{aligned}\dot{V}_{eff}(x) &\cong \underbrace{A_{eff}(x)}_{\text{effektive Querschnittsfläche}} \cdot u_{eff}(x) \\ &\cong \dot{V}_{Kern}(x) + \underbrace{u_{Kern}(x) \cdot 0,5 \cdot A_\delta(x)}_{\dot{V}_\delta(x)} \quad .\end{aligned}\tag{B.11}$$

Der effektive Partikelmassenstrom $\dot{m}_{P,eff}$ berechnet sich somit zu:

$$\begin{aligned}\dot{m}_{P,eff}(x) &= \dot{V}_{eff}(x) \cdot \frac{m_P}{V} \\ &= (\dot{V}_{Kern}(x) + \dot{V}_\delta(x)) \cdot \frac{m_P}{V} \quad .\end{aligned}\tag{B.12}$$

Hieraus kann das Verhältnis des Grenzschichtvolumenstroms $\dot{V}_\delta(x)$ zum effektiven Kanalvolumenstrom $\dot{V}_{eff}(x)$ wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned}\frac{\dot{V}_\delta(x)}{\dot{V}_{eff}(x)} &= \frac{u_{Kern}(x) \cdot A_0(x) \cdot 0,5 \cdot k_\delta \cdot \frac{x}{L_0}}{u_{Kern}(x) \cdot A_0(x) \cdot \left(1 - k_\delta \cdot \frac{x}{L_0}\right)} \\ &\approx \frac{0,5 \cdot k_\delta \cdot \frac{x}{L_0}}{1 - k_\delta \cdot \frac{x}{L_0}} \quad .\end{aligned}\tag{B.13}$$

Mit den Angaben:

$$\max \frac{x}{L_0} \rightarrow 1 \quad \text{und} \quad k_\delta = 0,05$$

folgt somit ein maximal auftretender Grenzschichtvolumenstrom von:

$$\Rightarrow \frac{\dot{V}_\delta}{\dot{V}_{eff}} \approx 0,0263 \quad . \quad (B.14)$$

Nun soll der Einfluss der Wandpartikel auf die Erosion abgeschätzt werden.

Es gelte gemäß Gleichung 2.70 der folgende Zusammenhang zwischen der Partikel- und der Strömungsgeschwindigkeit am Austritt des Turbinenstators:

$$\left(\frac{\Delta u_P}{\Delta u_F} \right)_{aus} = \left[1 - \exp \left(-\frac{t_1^+}{St} \right) \right] \quad . \quad (B.15)$$

Unter der Annahme, dass die Wandpartikel erst bei einer Länge L ohne Anfangsgeschwindigkeit gemäß Abbildung B.1 in den Kanal fallen, verkürzt sich ihre Flugzeit t_1^+ bis zum Austritt entsprechend:

$$t_1^+(L) < t_1^+(L_0) \quad . \quad (B.16)$$

Mit der Näherungsbeziehung 2.79:

$$t_1^+ \approx \sqrt{2 \cdot St} \quad (B.17)$$

und

$$t_1^+(L) \approx \sqrt{2 \cdot St_0 \cdot \frac{L}{L_0}} \quad (B.18)$$

ergibt sich schließlich der Ausdruck:

$$\Rightarrow \frac{\Delta u_P(L)}{\Delta u_F} \approx 1 - \exp \left(-\sqrt{\frac{2}{St_0} \cdot \frac{L}{L_0}} \right) \quad . \quad (B.19)$$

Wird die Startwahrscheinlichkeit der Partikel ohne Anfangsgeschwindigkeit (entspricht dem Worst-Case) über der Kanallänge L_0 gleich angesetzt und das mittlere Defizit der Partikelgeschwindigkeit bezogen auf die in der Kernströmung fliegenden Partikel betrachtet, so ergibt sich die Beziehung:

$$\frac{\overline{\Delta u_{P,\delta}}}{\Delta u_{P,Kern}} = \frac{1}{L_0} \cdot \int_0^{L_0} \frac{\Delta u_P(L)}{\Delta u_P(L_0)} \cdot dL \quad . \quad (B.20)$$

Abbildung B.4 zeigt das Ergebnis für die Gleichung B.20. Aufgetragen über der Stokes-Zahl ist das Verhältnis aus den mittleren Partikelgeschwindigkeiten der Grenzschicht

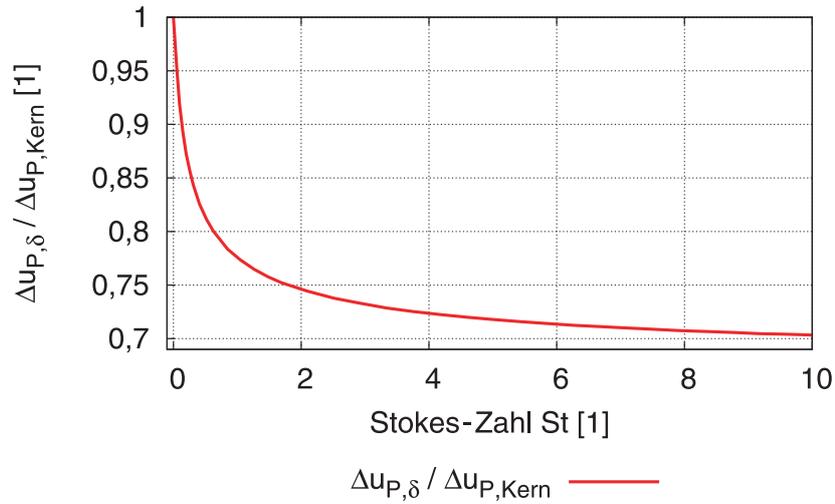


Abbildung B.4: Verhältnis der Differenzgeschwindigkeiten der Wandpartikel $\Delta u_{P,\delta}$ zu den Partikeln in der Kernströmung $\Delta u_{P,Kern}$ abhängig von der Stokes-Zahl St .

$\Delta u_{P,\delta}$ und der Kernströmung $\Delta u_{P,Kern}$. Mit zunehmender St -Zahl sinkt das Verhältnis der beiden Geschwindigkeiten am Austritt des Kanals rasch bis zu einem Grenzwert. Dieser erreicht für $St \rightarrow \infty$ den Wert:

$$\Rightarrow \frac{\overline{\Delta u_{P,\delta}}}{\Delta u_{P,Kern}} = 0,7 \quad . \quad (B.21)$$

Wie das Kapitel 2.2.1.3 zur Erosionsbetrachtung zeigt, hängt die Erosionsrate linear von der Masse des Partikelflusses und annähernd quadratisch von der Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Wand ab.

Für den Impuls der Partikel aus der Grenzschicht im Bezug zu den Teilchen aus der Kernströmung gilt nun für die Worst-Case-Betrachtung:

$$\frac{\dot{m}_{P,\delta}}{\dot{m}_{Kern}} \cdot \left(\frac{\Delta u_{P,Kern}}{\Delta u_{P,\delta}} \right)^2 = \frac{0,0263}{0,9737} \cdot \left(\frac{1}{0,7} \right)^2 = 0,055 \quad . \quad (B.22)$$

Dies bedeutet, dass die 2,63 % der Partikel aus der Grenzschicht im schlimmsten Fall eine äquivalente Erosionswirkung wie 5,5 % der Partikel aus der Haupt-/ Kernströmung haben. Dieser Einfluss geht in der Unschärfe des Modells unter, weshalb die Betrachtung der Grenzschichtströmung vernachlässigt werden darf.

Anhang C

Modellierung des Pebble-Heaters

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Abbildung der Pebble-Heater-Technologie in der Simulationsumgebung Modelica und ist als Ergänzung zu Kapitel 2.2.2 zu sehen.

C.1 Temperaturentwicklung zwischen dem Schüttgut und der Gasphase

Zunächst wird die Wärmeübertragung an einem umströmten, kugelförmigen Einzelkörper EK betrachtet. Abbildung C.1 zeigt den radialen Temperaturverlauf in einer Kugel $T_{FK}(r)$ und der Gasphase T_G .

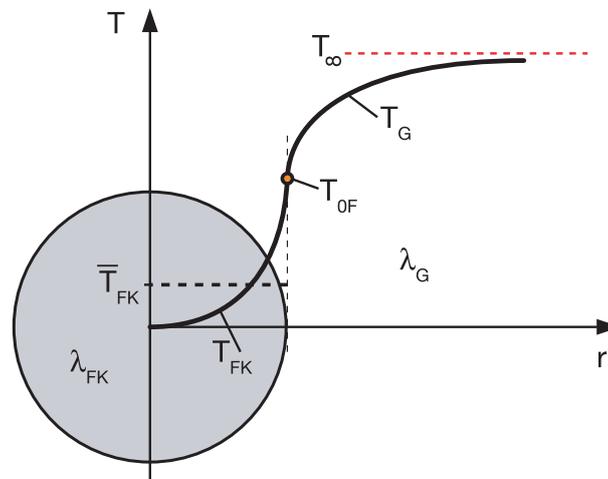


Abbildung C.1: Darstellung der instationären Festkörperwärmeleitung am Einzelkörper.

Hierbei sind T_{FK} das örtliche Temperaturprofil, \bar{T}_{FK} die Bilanztemperatur im Festkörper und T_{OF} die Oberflächentemperatur des Festkörpers. T_G zeigt den Temperaturverlauf der Strömung in unmittelbarer Nähe der Kugel und T_{∞} gibt die Strömungstemperatur an. Die Darstellung der instationären Festkörperwärmeleitung erfolgt durch die Bilanztemperatur $\bar{T}_{FK}(t)$, die lediglich eine Funktion der Zeit ist und durch den instationären Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{FK}(t)$ bzw. der Nußelt-Zahl $Nu_{FK}(t)$ bestimmt wird.

Der konvektive Wärmestrom $\dot{Q}_{FG,EK}$ ergibt sich aus der separaten Betrachtung des Festkörpers FK und der Gasphase G:

$$\begin{aligned} \text{Festkörper: } \quad \dot{Q}_{FK} &= \alpha_{FK} \cdot A_{FK} \cdot (T_{OF} - \bar{T}_{FK}) \\ &= \frac{Nu_{FK} \cdot \lambda_{FK}}{d_{FK}} \cdot A_{FK} \cdot (T_{OF} - \bar{T}_{FK}) \quad , \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

$$\begin{aligned} \text{Gas: } \quad \dot{Q}_G &= \alpha_G \cdot A_{FK} \cdot (T_G - T_{OF}) \\ &= \frac{Nu_G \cdot \lambda_G}{d_{FK}} \cdot A_{FK} \cdot (T_G - T_{OF}) \quad , \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

wobei A_{FK} die Kugeloberfläche ^a ist und die integrale Mitteltemperatur \bar{T}_{FK} wie folgt definiert wird:

$$\bar{T}_{FK}(t) = \frac{1}{m_{FK}} \cdot \int_{(m_{FK})} T_{FK}(r, t) \cdot dm_{FK} \quad . \quad (\text{C.3})$$

Für die Strömungstemperatur gilt $T_G = T_\infty$. α_G ist der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Festkörper und Gasphase und α_{FK} der innere Wärmeübergangskoeffizient des Festkörpers.

Mit $\dot{Q}_{FK} = \dot{Q}_G$ berechnet sich die konvektive Wärmeübertragung $\dot{Q}_{FG,EK}$ aus:

$$\dot{Q}_{FG,EK} = k_{eff} \cdot A_{FK} \cdot \underbrace{(\bar{T}_{FK} - T_G)}_{\Delta \bar{T}_{FG,EK}} \quad , \quad (\text{C.4})$$

hierin ist k_{eff} der effektive Wärmeübergangskoeffizient zwischen der Schüttung und der Gasphase:

$$k_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_G} + \frac{1}{\alpha_{FK}(t)}} \quad . \quad (\text{C.5})$$

a Kugeloberfläche $A_{FK} = \pi \cdot d_{\text{Kugel}}^2$

Zur Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten α_{FK} und α_G können folgende Nu -Zahl-Korrelationen verwendet werden (Schlünder [1983]):

Innerer Wärmeübergang (instationäre Wärmeleitung) am ruhenden Medium:

$$Nu_{FK} \cong \sqrt{\underbrace{\left(\frac{2}{3} \cdot \pi^2\right)^2}_{\text{Langzeitlösung}} + \underbrace{\frac{4}{\pi} \cdot \frac{1}{Fo}}_{\text{Kurzzeitlösung}}}, \quad (\text{C.6})$$

mit

$$Fo = \frac{a_{FK} \cdot t}{d_{FK}^2}; \quad a_{FK} = \frac{\lambda_{FK}}{(\rho \cdot c)_{FK}}. \quad (\text{C.7})$$

Für große Fourier-Zahlen $Fo \rightarrow \infty$ werden die T_{FK} -Profile selbstähnlich (Parabeln), so dass ein fester Formfaktor $\left(\frac{2}{3}\pi^2\right)$ entsteht und die Kurzzeitlösung vernachlässigt werden kann.

In guter Näherung gilt daher für die Entladezyklen des Pebble-Heaters mit $t = 20$ min:

$$Nu_{FK} = \frac{2}{3} \cdot \pi^2. \quad (\text{C.8})$$

Die Wärmeübertragung am überströmten Einzelkörper bei erzwungener Konvektion lässt sich über die nachstehende Berechnungsformel beschreiben:

$$Nu_G = Nu_{min} + \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2}, \quad (\text{C.9})$$

hierin gilt:

$$\begin{aligned} Nu_{min} &= 2 \quad \text{für Kugeln} \\ Nu_{lam} &= 0,664 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \\ Nu_{turb} &= \frac{0,037 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr}{1 + 2,443 \cdot Re^{-0,1} \cdot (Pr^{2/3} - 1)}, \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

mit

$$Re = \frac{d_{FK} \cdot u}{\nu}; \quad Pr = \frac{\nu}{a}. \quad (\text{C.11})$$

Nachdem der Wärmetransportvorgang an einer umströmten Einzelkugel beschrieben wurde, folgt nun die Betrachtung der Wärmeübertragung in durchströmten Haufwerken mit gleich großen Kugeln vom Durchmesser d_{FK} . Betrachtet wird der konvektive

Wärmeübergang $\dot{Q}_{FG,tot}$ zwischen dem Gasstrom G und der gesamten Pebble-Heater-Schüttung FK. Hieraus lässt sich die in Kapitel 2.2.2.2 dargestellte maximale Temperaturdifferenz $\Delta\bar{T}_{FG,max}$ am Austritt aus dem Haufwerk zwischen den beiden Phasen abschätzen.

Wird der Wärmestrom $\dot{Q}_{FG,tot}$ über das Gesamtsystem vom Pebble-Heater-Eintritt bis zum Austritt betrachtet, so ergibt sich die folgende Beziehung:

$$\dot{Q}_{FG,tot} = \dot{m}_G \cdot \bar{c}_p \Big|_{T_{ein}}^{T_{aus}} \cdot (T_{G_{aus}} - T_{G_{ein}}) \quad . \quad (C.12)$$

Hierbei ist \bar{c}_p die über T_{ein} und T_{aus} gemittelte Wärmekapazität des Gases. Der Wärmestrom $\dot{Q}_{FG,tot}$ wird durch den konvektiven Übergang zwischen dem Luftmassenstrom und der gesamten Pebble-Heater-Schüttung bereitgestellt:

$$\dot{Q}_{FG,tot} = k_{eff} \cdot A_{eff} \cdot (\bar{T}_{FK} - \bar{T}_G) \quad . \quad (C.13)$$

k_{eff} errechnet sich aus Gleichung C.5. Der Term A_{eff} ist die effektive, an der Wärmeübertragung teilnehmende Oberfläche der gesamten Packung und wird wie folgt beschrieben:

$$A_{eff} = \left(\frac{A}{V} \right)_{FK} \cdot V_{eff} \quad , \quad (C.14)$$

wobei $\left(\frac{A}{V} \right)_{FK}$ die spezifische Oberfläche des Schüttguts ist (Baehr und Stephan [2004]):

$$\left(\frac{A}{V} \right)_{FK} = \left(\frac{A}{V} \right)_{EK} \cdot (1 - \Psi) \quad \underbrace{\quad}_{\text{für kugelförmige Partikel}} \quad \frac{6}{d_{EK}} \cdot (1 - \Psi) \quad . \quad (C.15)$$

Der Term $\left(\frac{A}{V} \right)_{EK}$ beschreibt die spezifische Oberfläche des Einzelpartikels und Ψ die Porosität der Schüttung ^b.

Radial über die Pebble-Heater-Schüttung bildet sich bekanntlich ein S-förmiges Temperaturprofil aus. Aus diesem Grunde wird angenommen, dass nur ein Teil der Gesamtschüttgutmasse aktiv als Speichermedium wirkt. Das effektive Speichervolumen V_{eff} wird mit etwa 40 % des Gesamtvolumens angesetzt.

Die effektive Gesamtoberfläche A_{eff} ergibt sich somit zu:

$$A_{eff} = \frac{6}{d_{EK}} \cdot (1 - \Psi) \cdot 0,4 \cdot V_{tot} \quad , \quad (C.16)$$

worin V_{tot} das Leervolumen der Schüttung zwischen Heiß- und Kaltrost bedeutet.

^b $\Psi = \frac{V_G}{V_{tot}} = \frac{V_G}{V_G + V_{FK}}$

Durch das Gleichsetzen der beiden Gleichungen C.12 und C.13 ergibt sich:

$$\dot{m}_G \cdot \bar{c}_p \Big|_{T_{ein}}^{T_{aus}} \cdot (T_{G_{aus}} - T_{G_{ein}}) \stackrel{!}{=} k_{eff} \cdot \frac{6}{d_{EK}} \cdot (1 - \Psi) \cdot 0,4 \cdot V_{tot} \cdot \underbrace{(\bar{T}_{FK} - \bar{T}_G)}_{=\Delta\bar{T}_{FG}} \quad (C.17)$$

Somit errechnet sich schließlich die maximale Temperaturdifferenz $\Delta\bar{T}_{FG}$ zwischen der Schüttung und der Gasphase am Austritt aus dem Pebble-Heater zu:

$$\Delta\bar{T}_{FG} = \frac{\dot{m}_G \cdot \bar{c}_p \Big|_{T_{ein}}^{T_{aus}} \cdot (T_{G_{aus}} - T_{G_{ein}})}{k_{eff} \cdot \frac{6}{d_{EK}} \cdot (1 - \Psi) \cdot 0,4 \cdot V_{tot}} \quad (C.18)$$

Mit den oben aufgeführten Beziehungen kann nun $\Delta\bar{T}_{FG}$ unter Verwendung der Betriebsdaten des Pebble-Heater-Systems abgeschätzt werden. Als Schüttgutmedium kommen Aluminiumoxid-Kugeln Al_2O_3 mit einem Durchmesser von $d_{EK} = 5$ mm zum Einsatz. Das Lückenvolumen Ψ wird mit $\Psi = 0,4$ angesetzt.

Es errechnet sich letztlich eine maximale Temperaturdifferenz zwischen der Gas- und der Feststoffphase von:

$$\Rightarrow \Delta\bar{T}_{FG_{max}} \approx 8,5 \text{ K} \quad (C.19)$$

In Realität erreicht die Nu -Zahl in einer durchströmten Schüttung infolge der häufigen Umlenkungen und Strömungsverwirbelungen einen deutlich höheren Wert als die einer umströmten Einzelkugel. Die mittlere Nu -Zahl einer Kugelschüttung lässt sich jedoch über eine Korrelation aus der mittleren Nu -Zahl der umströmten Einzelkugel und der Porosität abbilden:

$$Nu_{FK,tot} = f_\Psi \cdot Nu_{EK} \quad (C.20)$$

Schlünder [1983] stellt für den Faktor f_Ψ eine einfache, nur von der Porosität Ψ ($0,26 < \Psi < 1$) abhängige Beziehung zur Verfügung:

$$f_\Psi = 1 + 1,5 \cdot (1 - \Psi) \quad (C.21)$$

Mit diesem Ansatz errechnet sich $\Delta\bar{T}_{FG_{max}} \approx 4$ K und damit zu einer noch geringeren Temperaturdifferenz der beiden Phasen.

Diese Ergebnisse zeigen, dass die Anwendbarkeit des homogenen Kontinuumsmodells zur Abbildung des Pebble-Heaters gerechtfertigt ist und von einer gemeinsamen Temperatur für die Schüttung FK und der Gasphase G ausgegangen werden kann:

$$\Rightarrow T_{FK} \approx T_G = T \quad (C.22)$$

C.2 Effektive Wärmeleitfähigkeit des Schüttbetts Λ_{Bett}

Über die effektive Wärmeleitfähigkeit werden die Wärmetransportmechanismen der Feststoff- und Gasphase eines durchströmten Festbetts beschrieben. Die Wärmeleitung und -strahlung werden bei beiden berücksichtigt. Bei der Gasphase kommt zusätzlich noch der Wärmeübergang durch Konvektion hinzu. Ein in der Literatur (Bauer [2001], VDI-Wärmeatlas [2002a]) weit verbreiteter Ansatz ist, die effektive Wärmeleitfähigkeit durchströmter Haufwerke in einen ruhenden (feststoffphasendominierten) und einen turbulenten (gasphasendominierten) Anteil zu zerlegen. Engelhard [2006] formuliert diesen wie folgt:

$$\frac{\Lambda_{Bett}}{\lambda_G} = \frac{\Lambda_{Bett}^0}{\lambda_G} + \frac{\Lambda_t}{\lambda_G} . \quad (C.23)$$

Der Term $\frac{\Lambda_{Bett}^0}{\lambda_G}$ stellt die Ruhebettwärmeleitfähigkeit, also die Wärmeleitung und die Strahlung, dar. Der Term $\frac{\Lambda_t}{\lambda_G}$ berücksichtigt die Konvektion der Gasströmung.

Die Literatur bietet hierfür zahlreiche Modellierungsansätze, wie beispielsweise das im VDI-Wärmeatlas [2002c] empfohlene Modell zur Bestimmung der Ruhebettwärmeleitfähigkeit von Zehner/Bauer/Schlünder. Für das Schüttgutmaterial Al_2O_3 wurde die temperaturabhängige Ruhewärmeleitfähigkeit vom ATZ Entwicklungszentrum experimentell untersucht und eine entsprechende mathematische Beziehung $\Lambda_{Bett}^0 = f(T)$ entwickelt. Die nachstehende Formel wurde zur Beschreibung des Pebble-Heaters in Modella implementiert:

$$\Lambda_{Bett}^0 = 0,0018 \cdot T - 0,2897 \quad [W/mK] . \quad (C.24)$$

Zur besseren Abbildung der Wärmeübertragung durch Konvektion in radial durchströmten Schütttschichten wurden folgende Korrelationen in Abhängigkeit von der Peclet-Zahl für die Simulation verwendet:

$$\begin{aligned} \text{für } Pe \leq 50 & \quad \frac{\Lambda_t}{\lambda_G} = \frac{Pe}{K_{rad}} \\ \text{für } Pe > 50 & \quad \frac{\Lambda_t}{\lambda_G} = 0,206 \cdot Pe + 14,7 , \end{aligned} \quad (C.25)$$

mit $K_{rad} = K_{ax} = 2$ für axial durchströmte Packungen gemäß dem VDI-Wärmeatlas [2002b].

Hieraus ergibt sich die Darstellung für die effektive Wärmeleitfähigkeit Λ_{Bett} wie folgt zu:

$$\begin{aligned} \text{für } Pe \leq 50 \quad \Lambda_{Bett} &= \Lambda_{Bett}^0 + \frac{Pe}{2} \cdot \lambda_G \quad [\text{W/mK}] \\ \text{für } Pe > 50 \quad \Lambda_{Bett} &= \Lambda_{Bett}^0 + (0,206 \cdot Pe + 14,7) \cdot \lambda_G \quad [\text{W/mK}] \quad , \end{aligned} \quad (\text{C.26})$$

wobei die temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit des Fluids λ_G durch den Polynom-Fit von trockener Luft bei niedrigen Drücken für den Temperaturbereich von 0 °C bis 1200 °C aus Polifke u. a. [2006] ersetzt wurde:

$$\begin{aligned} \lambda_G(T) = \lambda_{Luft}(T) &= 7,98 \cdot 10^{-12} \cdot T^{-3} - 3,68 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 + \\ &+ 9,57 \cdot 10^{-5} \cdot T + 6,835 \cdot 10^{-4} \quad [\text{W/mK}] \quad . \end{aligned} \quad (\text{C.27})$$

Anhang D

Berechnungsmodell für die Auslegung des Bremswiderstands R

Gleichung D.1 zeigt das dynamische Leistungsgleichgewicht der Turbinenwelle, das sich aus der Änderung der kinetischen Energie des Rotors, der Nettowellenleistung der Gasturbine P_{zu} sowie der elektrischen Last P_{ab} zusammensetzt:

$$\underbrace{J \cdot \omega \cdot \frac{d\omega}{dt}}_{\text{Speicherterm}} = \underbrace{P_{zu}}_{P_T} - \underbrace{P_{ab}}_{P_{Gen}} \quad . \quad (D.1)$$

Die zugeführte Nettoleistung ergibt sich aus dem Maschinenmassenstrom \dot{m} und der Differenz der spezifischen Arbeiten von Turbine und Verdichter. Wegen $\dot{m} \sim \omega$ und $(w_T - w_V) \sim \omega^2$ wird P_{zu} folgendermaßen genähert:

$$P_{zu} = \dot{m} \cdot (w_T - w_V) \approx \underbrace{P_{01}}_{\text{Generatornennleistung}} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \quad . \quad (D.2)$$

Hierbei ist P_{01} die mit dem Bypass-Effekt korrigierte Nennleistung, die sich gemäß Abbildung 4.14 auf 50 % bei vollständig geöffnetem Bypass reduziert. Der Zeitverzug der Ventilöffnung wird als Verzögerungsglied mit der charakteristischen Schaltzeit T_{SZ} angesetzt:

$$P_{01} = \underbrace{P_0}_{P_T} \cdot \left[1 - \overbrace{0,5 \cdot \left(1 - \exp \left[-\frac{t}{T_{SZ}} \right] \right)}^{\text{spezifische Leistungsverringerung durch Öffnen von BP-V}} \right] \quad . \quad (D.3)$$

BP-V Öffnungscharakteristik

Der Bremswiderstand R wird mit dem Ohm'schen Gesetz bestimmt. Er muss zu Beginn die Nennleistung P_0 aufnehmen können. Bei abfallender Drehzahl reduziert sich die Generatorspannung $U \sim \omega \sim n$, so dass die abgeführte Leistung folgendermaßen dargestellt werden kann:

$$P_{ab} = U \cdot I = \underbrace{\frac{U^2}{R}}_{\text{Ohm'scher Widerstand}} \approx \underbrace{P_R}_{\text{Nennleistung Widerstand}} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 . \quad (\text{D.4})$$

Für die Auslegung des Bremswiderstands wird die Nennleistung der Turbine P_0 angesetzt, die der Widerstand dissipieren können muss (elektrische Auslegung):

$$P_0 = P_R = 120 \text{ kW} . \quad (\text{D.5})$$

Aus der Lösung von Gleichung D.1 ergibt sich $\omega(t)$.

Hieraus lässt sich die vom Bremswiderstand aufzunehmende Energie E_R wie folgt bestimmen:

$$\underbrace{E_R}_{\text{Energie bis Gasturbinenstillstand}} = - \int_{\omega_0}^0 P_{zu}(\omega) d\omega , \quad (\text{D.6})$$

wobei t von $\omega(t)$ den Zeitraum beschreibt, den die Gasturbine im Pebble-Heater-Betrieb benötigt, um von Nenndrehzahl bis zum Stillstand zu gelangen. Dieser Wert wurde mit Hilfe der Modelica Simulation ermittelt und beträgt etwa 30 s.

Für die spezifischen Werte der Anlage:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \frac{2\pi}{60} \cdot 70000 \text{ r/s} \\ J &= 9,5 \cdot 10^{-3} \text{ kgm}^2 \\ T_{SZ} &= 3 \text{ s (BP-V Öffnungszeit)} \end{aligned}$$

errechnet sich die Energie E_R zu:

$$E_R = 495 \text{ kJ} . \quad (\text{D.7})$$

Für die richtige Dimensionierung des Bremswiderstandes R bedeutet dies, dass er die ermittelte Energie E_R für den Zeitraum bis zum Stillstand einspeichern können muss, ohne durch Überhitzung zu versagen (thermische Auslegung).