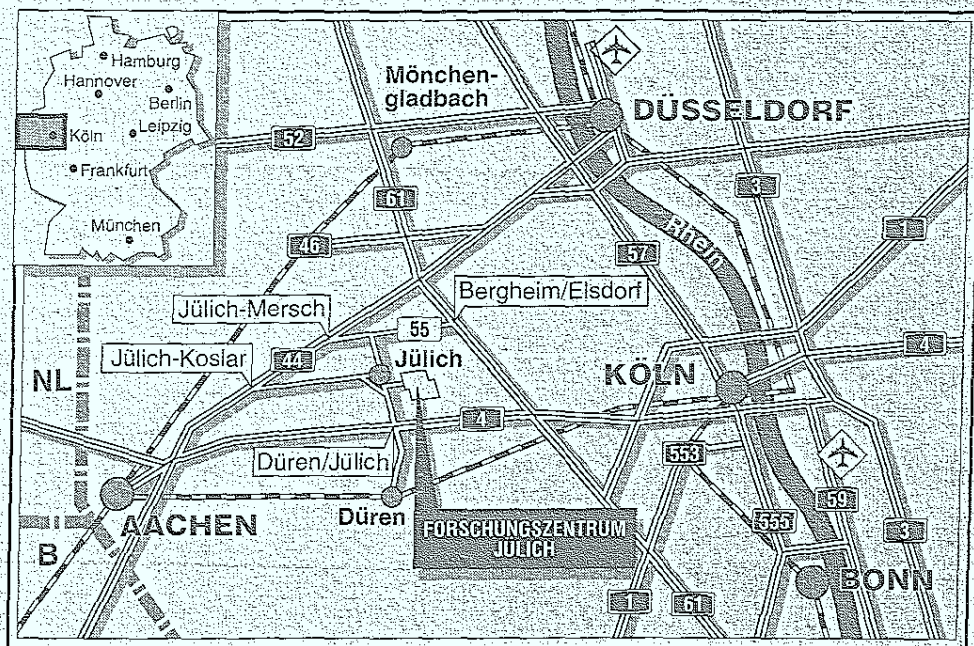


Institut für Energieverfahrenstechnik

**Modellmäßige Beschreibung und
Simulation eines Heizsystems mit
keramischem Strahlungsbrenner**

Arnold Lamm



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3044

ISSN 0944-2952

Institut für Energieverfahrenstechnik Jül-3044

D82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH - Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon : 02461/61-61 02 · Telefax : 02461/61-61 03 · Telex : 833556-70 kfa d

Modellmäßige Beschreibung und Simulation eines Heizsystems mit keramischem Strahlungsbrenner

Arnold Lamm

Modelling and simulation of a heating-system with a ceramic radiant burner

by

Arnold Lamm

Abstract:

This report describes the mechanisms of heat and mass transfer as well as the processes of flow within a catalytic radiant burner.

In a first step the behaviour of an uncoated as well as directly-coated (catalytic) radiant burner is modelled for the combustion of natural gas in dependence upon the most important system and operating parameters. This step is confined to an analysis of the structure wall and the outer side of the structure. On the basis of the stationary, one-dimensional conservation equations it provides the distribution of temperatures and concentrations. From this the conversion, radiant efficiency and flame temperatures are derived. Furthermore an estimation of the used catalysts with respect to the thermal resistance is possible. High conversion levels along with temperatures above the thermal limits of stability show the limits of catalytic combustion in the case of the directly-coated structure.

On the basis of the description of the radiant burner a program to simulate the heating-system is introduced in a second step. By this means the total thermal efficiency in dependence upon the operating parameters and geometric limiting quantities may be determined. It considers the radiant heat exchange between the solid materials, radiant effects of the gas and convective mechanisms of heat.

1. The first part of the document is a letter from the President of the United States to the Congress.

2. The second part is a report from the Secretary of the Treasury.

3. The third part is a report from the Secretary of the Interior.

4. The fourth part is a report from the Secretary of the Navy.

5. The fifth part is a report from the Secretary of the War.

6. The sixth part is a report from the Secretary of the State.

7. The seventh part is a report from the Secretary of the Army.

8. The eighth part is a report from the Secretary of the Marine Corps.

9. The ninth part is a report from the Secretary of the Air Force.

10. The tenth part is a report from the Secretary of the Coast Guard.

11. The eleventh part is a report from the Secretary of the Customs Service.

12. The twelfth part is a report from the Secretary of the Post Office.

13. The thirteenth part is a report from the Secretary of the Patent Office.

14. The fourteenth part is a report from the Secretary of the Land Office.

15. The fifteenth part is a report from the Secretary of the Indian Affairs.

16. The sixteenth part is a report from the Secretary of the Education.

17. The seventeenth part is a report from the Secretary of the Agriculture.

18. The eighteenth part is a report from the Secretary of the Commerce.

19. The nineteenth part is a report from the Secretary of the Labor.

20. The twentieth part is a report from the Secretary of the Public Health.

21. The twenty-first part is a report from the Secretary of the Social Security.

22. The twenty-second part is a report from the Secretary of the Veterans Affairs.

23. The twenty-third part is a report from the Secretary of the Housing.

24. The twenty-fourth part is a report from the Secretary of the Energy.

25. The twenty-fifth part is a report from the Secretary of the Environment.

26. The twenty-sixth part is a report from the Secretary of the Transportation.

27. The twenty-seventh part is a report from the Secretary of the Communications.

28. The twenty-eighth part is a report from the Secretary of the Science.

29. The twenty-ninth part is a report from the Secretary of the Arts.

30. The thirtieth part is a report from the Secretary of the National Endowment for the Arts.

Modellmäßige Beschreibung und Simulation eines Heizsystems mit keramischem Strahlungsbrenner

von

Arnold Lamm

Kurzfassung:

Diese Arbeit beschreibt die Wärme- und Stofftransportmechanismen sowie die Strömungsvorgänge in einem katalytischen Strahlungsbrenner.

In einem ersten Schritt wird das Betriebsverhalten eines unbeschichteten sowie direktbeschichteten (katalytischen) Strahlungsbrenners bei der Verbrennung von Erdgas als Funktion der wichtigsten System- und Betriebsparameter modelliert. Dieser Untersuchungsschritt beschränkt sich auf eine Betrachtung der Brennerkörperwand und äußeren Randzone des Körpers. Er liefert auf der Grundlage der stationären, eindimensionalen Erhaltungsgleichungen Temperatur- und Stoffprofile. Hieraus werden Umsatzgrade in der Katalysatorschicht, Strahlungswirkungsgrade sowie Flammentemperaturen abgeleitet und Bewertungen in bezug auf die thermische Belastung eingesetzter Katalysatoren getroffen. Hohe Umsatzgrade bei gleichzeitiger Erzielung von Temperaturniveaus oberhalb thermischer Stabilitätsgrenzen zeigen die Grenzen der katalytischen Verbrennung im Fall des direktbeschichteten Brennerkörpers.

Auf der Basis der Beschreibung des Strahlungsbrenners wird in einem zweiten Schritt ein Rechenprogramm zur Simulation des Heizgerätes vorgestellt. Dieses berechnet den thermischen Anlagenwirkungsgrad in Abhängigkeit von den Betriebsparametern und geometrischen Einflußgrößen. Es berücksichtigt den Strahlungsaustausch zwischen den Festkörpern, Gasstrahlungseffekte und konvektive Wärmeübertragungsmechanismen.

Handwritten text at the top of the page, possibly a title or header.

Handwritten text below the first line.

Handwritten text below the second line.

Handwritten text on the right side of the page.

Handwritten text in the middle of the page, possibly a signature or date.

Main body of handwritten text, consisting of several lines of cursive script.

Handwritten text at the bottom of the page, possibly a closing or footer.

Handwritten text at the very bottom of the page, possibly a date or location.

Inhaltsverzeichnis

1.0	Einleitung	1
2.0	Brennerkonzept und Aufgabenstellung	3
2.1	Heizsystem	3
2.2	Modellierung poröser Matrixbrenner in der Literatur	6
2.3	Aufgabenstellung und Ablauf der Arbeit	9
3.0	Brennerkörper	11
3.1	Homogenität	13
3.2	Druckverlust	14
3.3	Wärmeleitfähigkeit	16
3.4	Emissionsverhalten	17
4.0	Gleichungen für den Wärme- und Stofftransport	19
4.1	Vereinfachungen	20
4.2	Erhaltungsgleichungen	22
4.3	Rand- und Übergangsbedingungen	23
4.4	Definition dimensionsloser Größen	25
4.5	Basisgleichungen für eine analytische Berechnung	27
4.6	Numerische Behandlung der Erhaltungsgleichungen	28
4.6.1	Einführung eines geeigneten Gitters	28
4.6.2	Differenzenquotienten	29
4.6.3	Ablauf der Berechnung	30
5.0	Untersuchung unbeschichteter Brennerkörper	33
5.1	Stationäre ebene Flammen	35
5.1.1	Grundlagen	35
5.1.2	Thermische Flammentheorie	36
5.2	Kinetik der homogenen Gasphasenreaktion	38
5.3	Analytisches Berechnungsmodell	41
5.4	Ergebnisdarstellung	44
5.4.1	Charakteristische Betriebsgrößen	44
5.4.2	Temperatur- und Konzentrationsprofile	48
5.4.3	Vergleich der Berechnungsverfahren mit Literaturangaben	52
5.5	Strömungstechnische Güte eingesetzter Brennerkörper	54
5.5.1	Aufbau der Versuchsanordnung	54
5.5.2	Durchführung der Versuche	56
5.5.3	Betrachtung der Fehlerquellen	57
5.5.4	Diskussion der Meßergebnisse	58
5.5.5	Betriebsverhalten	60
5.6	Zusammenfassung der Ergebnisse	61

6.0 Untersuchung beschichteter Brennerkörper	63
6.1 Katalytische Verbrennung	63
6.2 Kinetik der heterogen katalysierten Reaktion	65
6.3 Einfluß von Transportwiderständen	68
6.3.1 Effektive Reaktionsgeschwindigkeit und Katalysatorwirkungsgrad	68
6.3.2 Abschätzung	71
6.4 Ergebnisdarstellung	72
6.4.1 Umsatzgrade in der Katalysatorschicht	72
6.4.2 Temperatur- und Konzentrationsprofile	74
6.5 Experimentelle Überprüfung	75
6.6 Zusammenfassung der Ergebnisse	77
7.0 Untersuchung des Heizsystems	79
7.1 Modellierung des Reaktors	80
7.1.1 Stromlinienverteilung im Abgaskanal	81
7.1.2 Wärmetransportmechanismen im Abgaskanal	83
7.1.2.1 Festkörperstrahlung	83
7.1.2.2 Gasstrahlung	85
7.1.2.3 Konvektion	85
7.1.3 Simulationsprogramm	88
7.2 Modellierung des Abgaswärmeaustauschers	91
7.3 Ergebnisdarstellung	93
7.3.1 Charakteristische Wirkungsgrade	93
7.3.2 Charakteristische Temperaturen	99
7.4 Experimentelle Überprüfung	101
7.5 Zusammenfassung der Ergebnisse	103
8.0 Zusammenfassung der Arbeit	105
9.0 Literaturverzeichnis	109
10.0 Anhang	117
10.1 Stoffwerte	117
10.2 Katalysatorstruktur und Stoffübergangsgesetze	119
10.2.1 Eigenschaften der Katalysatorstruktur	119
10.2.2 Stoffübergangsgesetze bei laminarer Strömung	120
10.3 Analytische Herleitung der laminaren Brenngeschwindigkeit	121
10.4 Berechnungsgrundlagen zur Modellierung des Reaktors	123
10.4.1 Einstrahlzahlen	123
10.4.2 Emissions- und Absorptionskoeffizienten des Abgases	124
10.4.3 Wärmeübergangsgesetze	126
10.4.4 Potentialtheorie	129
10.4.5 Numerische Behandlung der Stromfunktionsgleichung	131
10.5 Nomenklatur	132

1.0 Einleitung

Die Gefährdung der Umwelt und Gesundheit der Bevölkerung ist in den letzten Jahren sehr stark in den Mittelpunkt des Interesses gerückt. Dies hat seinen Grund vor allem in einer Reihe vermehrt öffentlich diskutierter Umweltprobleme, die das Bewußtsein weiter Teile der Bevölkerung für die Verantwortung des Menschen in der Umwelt geschärft hat. Schadstoffemissionen, insbesondere im Zusammenhang mit der Energienutzung, tragen wesentlich zur Belastung der Umwelt bei. Dabei stellen die Schadstoffemissionen infolge der Verbrennung fossiler Energieträger die wichtigste Art von Umweltbelastungen bei der Energieumwandlung dar. Insbesondere die Reduzierung des klimarelevanten Gases CO_2 und der für den sauren Regen verantwortlichen Luftschadstoffe NO_x und SO_2 wird dabei im Vordergrund zukünftiger gesetzlicher Maßnahmen stehen. Hinsichtlich technischer Maßnahmen bestehen grundsätzlich zwei Möglichkeiten, den Schadstoffausstoß zu verringern:

- Verhinderung der Entstehung von Schadstoffen, das heißt Optimierung der Feuerungsprozesse sowie Verwendung umweltfreundlicher Brennstoffe, durch sogenannte Primärmaßnahmen
- Abscheidung entstandener Schadstoffe (Sekundärmaßnahmen)

Während die Abgasreinigung bei Feuerungsanlagen mit Hilfe von Wasch- und Adsorptionsverfahren sowie selektiven und katalytischen Verfahren nur mit großem finanziellem Aufwand zu realisieren ist [1], bietet die Vermeidung der Entstehung von Schadstoffen demgegenüber große Vorteile, sofern die gesetzlich vorgeschriebenen Grenzwerte allein durch primäre Maßnahmen unterschritten werden können.

Ein vielversprechendes Konzept zur Begrenzung der Schadstoffemissionen ist die Verwendung eines umweltfreundlichen Brennstoffes, der im Hinblick auf die zur Neige gehenden Vorräte an Rohöl längerfristig verfügbar ist, kombiniert mit feuerungstechnischen Primärmaßnahmen. Umweltfreundlich in bezug auf den Brennstoff meint frei von Schwefel und Stickstoff. Unter diesen Gesichtspunkten ist in der Forschungszentrum Jülich GmbH (KFA) auf der Basis des Energiealkohols Methanol als Brennstoff ein Heizsystem mit katalytischem Strahlungsbrenner für den Wärmemarkt entwickelt worden [2]. Der Strahlungsbrenner arbeitet dabei mit einer Vormischung von Brennstoff und Luft. Neben der katalytischen Fahrweise ist ein Betrieb als Strahlungsbrenner ohne Katalysator möglich. Methanol als synthetischer Energieträger erfüllt dabei die zuvor genannten Voraussetzungen hinsichtlich des geforderten Umweltpotentials und einer langfristigen Verfügbarkeit [3]. Darüber hinaus ist das Heizsystem in der Lage, auch gasförmige Brennstoffe, z.B. Erdgas und Wasserstoff sowie deren Gemische, einzusetzen [4]-[6]. Im Hinblick auf eine in der Zukunft mögliche großtechnische Herstellung von Wasserstoff aus Solarenergie [7]-[8] ist, insbesondere für die

Verbrennung von Erdgas/Wasserstoff-Gemischen, wegen der Verringerung der CO₂-Produktion [5]-[6] mit einem steigenden Interesse zu rechnen.

Neben den brennstoffbedingten primären Maßnahmen, über die das Entstehen von Schwefeldioxid und "Brennstoff-NO" verhindert wird, kann durch den Einsatz von Strahlungsbrennern im Vergleich zu konventionellen atmosphärischen und gebläseunterstützten Gasbrennern die Bildung von thermischen Stickoxiden (NO_x) durch Erniedrigung der Temperatur reduziert werden, ohne Einbußen im Wirkungsgrad des Heizsystems in Kauf nehmen zu müssen. Eine Bewertung von Keramikfaserbrennern im Vergleich zu bestimmten konventionellen Gasgeräten ergab für den Betrieb mit Erdgas Wirkungsgradverbesserungen zwischen 10 und 20 % und Verringerungen der NO_x -Emissionen bis zu 90 % [9]. Wirkungsgradsteigerungen bewirken eine Einsparung an Brennstoff und reduzieren damit den Energieverbrauch. Dies hat eine Senkung der CO_2 -Emissionen zur Folge. Gemessene Stickoxidkonzentrationen betragen für das in der KFA entwickelte Brennerkonzept bei Nennleistungen bis 12 kW weniger als 10 ppm, bezogen auf 0 % O_2 im trockenen Abgas [4]-[6]. Bei gleichzeitig gemessenen Kohlenmonoxidkonzentrationen (CO) von unter 30 ppm werden die heute gültigen Grenzwerte bei weitem unterschritten [10].

Im Rahmen bisheriger, ausschließlich experimenteller Untersuchungen soll nun die modellmäßigen Beschreibung und Simulation dieses Heizsystems helfen, die ablaufenden physikalischen und chemischen Prozesse zu verstehen. Die Modellierung des Heizsystems ist eine mathematische Beschreibung der Wärme-, Stofftransport- und Strömungsvorgänge. Auf der Grundlage der Modellierung erfolgt die Simulation. Diese hat eine Optimierung des Heizsystems zum Ziel.

2.0 Brennerkonzept und Aufgabenstellung

2.1 Heizsystem

Für die Erzeugung von Raumwärme werden zur Zeit, abgesehen von elektrischer Energie und dem immer mehr zurückgehenden Einsatz von Kohle im Hausbereich, als Energieträger Erdgas und Öl eingesetzt. Im Hinblick auf eine schadstoffarme Verbrennung besitzt Erdgas das gegenüber Öl größere Umweltpotential. Dabei handelt es sich bei den zum Einsatz kommenden Gasheizgeräten in der Regel um vormischende atmosphärische und gebläseunterstützte Brenner [11]. Der Überschußluftanteil atmosphärischer Gasbrenner beträgt 40-100 % [11]. Gebläseunterstützte Gasbrenner arbeiten mit einem Überschuß von 20-60 % [11]. Übliche Feuerungsleistungen dieser Heizsysteme bei einer Anwendung im modernen Hausbereich betragen zwischen 8-15 kW. Die Verbrennung findet in der Flamme bei Temperaturen bis ca. 1700 °C statt. Durch den ausreichenden O₂-Überschuß wird dafür gesorgt, daß die Bildung von CO und nicht verbrannten Kohlenwasserstoffen relativ gering bleibt. Gleichzeitig bewirkt der Luftüberschuß eine Reduktion der Flammentemperaturen mit dem Effekt, die Bildung von thermischem NO_x zu vermindern. Die Betriebsweise der überstöchiometrischen Verbrennung geht jedoch auf Kosten des Wirkungsgrades solcher Heizsysteme.

Eine effektivere Absenkung der Flammentemperaturen zur Reduzierung der Stickoxide bei gleichzeitig günstigeren Wirkungsgraden bietet das Konzept des Strahlungsbrenners [9]. Strahlungsbrenner zeichnen sich dadurch aus, daß ein großer Anteil der Wärmeübertragung durch Wärmestrahlung geschieht. Die Brenner sind so aufgebaut, daß ein gas- bzw. dampfförmiges Brennstoff/Luft-Gemisch in gut durchmischter Form einer oberflächennahen Reaktionszone zugeführt wird. Dieser Bereich der chemischen Umsetzung ist an einen Festkörper, dem eigentlichen Brennerkörper, gebunden. Dieser ist entsprechend seiner Oberflächentemperatur und seines Emissionsfaktors in der Lage, die Reaktionswärme durch Strahlung an ein Kühlmedium abzugeben. Da nach Stefan-Boltzmann die emittierte Strahlung proportional der vierten Potenz der absoluten Körpertemperatur ist, reduziert sich die Verbrennungstemperatur bei Strahlungsbrennern im Vergleich zu leistungsgleichen vormischenden Flammenbrennern, die die Reaktionswärme aufgrund des geringen Emissionsgrades der Flamme überwiegend durch Konvektion, d.h. proportional der Temperaturdifferenz zwischen Verbrennungsgas und Kühlmantel, auskoppeln, weit effektiver. Das niedrige Temperaturniveau hat eine merkbare Minderung der NO_x-Emission zur Folge. Gleichzeitig bewirkt die Wärmeauskopplung infolge Feststoffstrahlung eine im Vergleich zu konventionellen Brennerausführungen Steigerung des Anlagenwirkungsgrades trotz niedriger Flammentemperaturen. Die Aufbringung einer katalytisch aktiven Schicht auf die äußere Wand des Brennerkörpers soll eine weitere Senkung der Flammentemperaturen bei

gleichzeitiger Steigerung der an das Kühlmedium übertragenen Wärmemenge durch Festkörperstrahlung bewirken. Ein auf diesem Konzept basierendes Heizsystem mit einem oberen Leistungsbereich von 20 kW ist in der KFA Jülich zur Verbrennung von Erdgas, Erdgas/Wasserstoff-Gemischen und Methanol entwickelt worden. Dieses wird im folgenden beschrieben und ist der Arbeit zugrunde gelegt.

Das Konzept des Heizsystems ist in der Abbildung 2.1 dargestellt. Atmosphärische Luft wird mit Hilfe des Gebläses angesaugt. Sie gelangt in die gut isolierte Mischkammer, in der die Zugabe von Brennstoff und Durchmischung des Brennstoff/Luft-Gemisches erfolgt. Je nach Wahl des Energieträgers wird der Brennstoff zuvor in einer Verdampferkammer in den dampfförmigen Zustand überführt. Der Zustand nach dem Austritt aus der Mischkammer ist definiert durch die Betriebsparameter Eintrittstemperatur T_{α} , Luftzahl λ und Leistungsdichte $\dot{q}$. Die Leistungsdichte ist die auf die äußere Oberfläche des Brennerkörpers bezogene Brennstoffleistung. Das Gemisch strömt in den zylindrischen Reaktorblock. Die zylindrische Geometrie hat gegenüber einer planaren Anordnung den Vorteil der schlankeren und kompakteren Bauweise bei gleicher Wärmeaustauscherfläche. Darüber hinaus sind die zur Zeit auf dem Markt zur Verfügung stehenden Kesselgeometrien in der Mehrzahl zylindrisch. Die macht eine Integration des entwickelten Brenners in eine solche Brennkammer sehr einfach. Der Reaktor setzt sich zusammen aus dem Brennerkörper und dem konzentrisch dazu angeordneten Brennraumwärmeaustauscher.

Der Brennerkörper besteht aus einer hochporösen keramischen Fasermatrix, die im Fall der katalytischen Verbrennung zusätzlich an der äußeren Oberfläche mit einer Katalysatorschicht versehen ist. Bei diesem Konzept wird eine flammenlose Verbrennung angestrebt. Neben der katalytischen Fahrweise ist ein Betrieb als Strahlungsbrenner ohne Katalysatorzone möglich. Die Verbrennung findet dann in einer laminaren Vormischflamme statt, die an die Oberfläche des Brennerkörpers gebundenen ist. Die Gestaltung der Katalysatorzone wird in der praktischen Ausführung auf zwei unterschiedlichen Wegen realisiert:

- Mit einer Edelmetall/Washcoat-Suspension beschichtete Edelstahlnetze, die um die äußere Oberfläche der Brennerkörper gewickelt werden
- Mit einer Edelmetall/Washcoat-Suspension direktbeschichtete Brennerkörper

Das Umwickeln des Faserkörpers mit beschichteten Netzen ist hinsichtlich der Fertigung sehr aufwendig. Diese könnte durch die Herstellung eines Gewebeschlauches verbessert werden. Während des Betriebes ist aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungen von Netz und Brennerkörper mit örtlichen Abhebungen zu rechnen, die an diesen Stellen keinen optimalen Brennstoffumsatz erlauben. Dem gegenüber ist die Direktbeschichtung aufgrund ähnlicher Stoffeigenschaften von Fasern und Washcoat als günstiger zu bewerten. Aus diesem Grund wird der direktbeschichtete Brennerkörper der weiteren Betrachtung zugrunde gelegt.

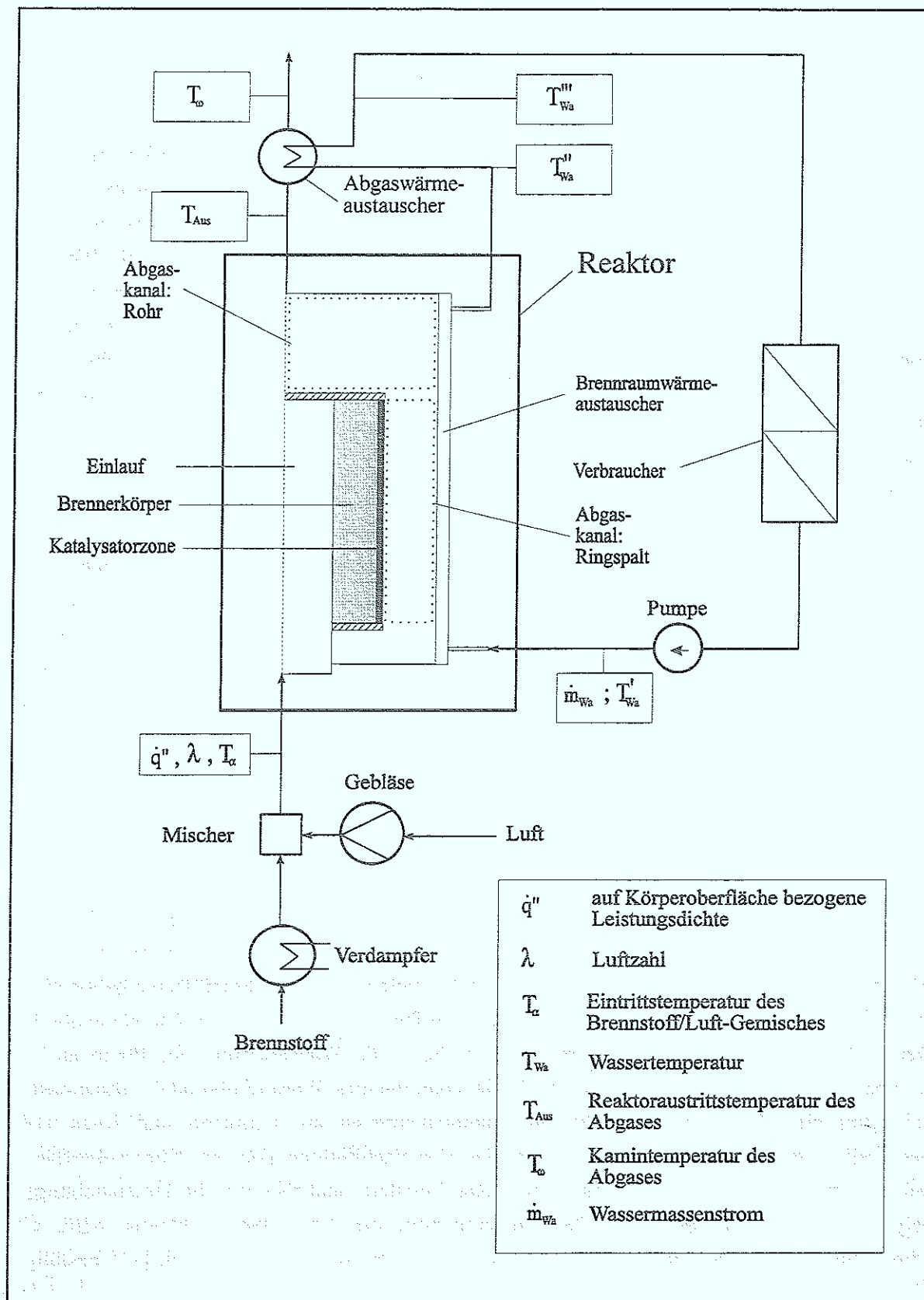


Abb. 2.1 Heizsystem

Die Aufbringung der Edelmetall/Washcoat-Suspension auf die Stahlnetze erfolgt durch ein Tauchverfahren. Im Fall der Direktbeschichtung wird ein Sprühverfahren eingesetzt. Als Katalysatoren kommen Platin und Palladium zum Einsatz.

Die chemisch gebundene Energie des Brennstoffes wird an der Außenseite des Brennerkörpers in Wärme umgesetzt. Ein Teil der entstehenden Energie wird infolge Festkörperstrahlung an die gegenüberliegende Brennraumwärmeaustauscherwand ausgekoppelt. Neben der Wärmeübertragung infolge Festkörperstrahlung erfolgt ein Wärmetransport durch Konvektion und Gasstrahlung vom Abgas an den Brennraumwärmeaustauscher. Er besteht aus einem Doppelmantelrohr mit stirnseitigen Klemmflanschen. Das innere Rohr ist brennraumseitig zur Verbesserung der Absorptionseigenschaften mit einer schwarzen, warmfesten Beschichtung versehen. Das Wasser mit dem Eintrittsmassenstrom $\dot{m}_{wa}$ und der Eintrittstemperatur T'_{wa} wird infolge der Wärmeabgabe aus dem Brennraum durch Konvektion und Strahlung auf eine Zwischentemperatur T''_{wa} erhitzt. Wasser und Abgas durchströmen den Wärmeaustauscher im Gleichstrom. Der Abgaskanal wird unterteilt in den Ringspalt und die rohrförmige Erweiterung. Die Erweiterung dient als Auslauf der aus dem Ringspalt austretenden Strömung. Somit wird der Abgaswärmeaustauscher gleichmäßig angeströmt. Er entzieht dem heißen Rauchgas einen Großteil seiner noch vorhandenen Energie und ist als Rohrwendelwärmeaustauscher mit stirnseitigen Klemmflanschen ausgeführt. Das Warmwasser erreicht die gewünschte Vorlauftemperatur T'''_{wa} und wird einem Verbraucher zugeführt. Nach Abgabe seiner Nutzwärme tritt der heruntergekühlte Warmwasserstrom wieder in den Brennraumwärmeaustauscher ein.

2.2 Modellierung poröser Matrixbrenner in der Literatur

Vormischbrenner ohne Katalysator

Der Einfluß einer porösen Wand auf eine sich in Wandnähe stabilisierende planare Flamme wurde von Clarke und McIntosh [12] theoretisch auf der Basis der Lösung für große Aktivierungsenergien ($\rightarrow$ Kap. 5.1) beschrieben. Sie untersuchten das Stabilitätsverhalten einer nichtadiabatischen Vormischflamme, die einen Teil ihrer Energie an eine poröse Platte abgibt. Der Abtransport dieser Energie erfolgt allein durch die Wärmeleitung der Platte an ein Kühlreservoir. Er wird beschrieben durch ein vereinfachtes Wärmeflußmodell. Buckmaster [13] gibt ähnliche theoretische Stabilitätsuntersuchungen an. Ferguson und Keck [14] beschreiben den Wandabstand einer planaren Vormischflamme von der Körperoberfläche eines metallischen Flammenhalters. Deren experimentelle und theoretische Untersuchungen zeigten, daß bei Zunahme der Flammentemperatur der Wandabstand kleiner wird, ein Minimum erreicht und wieder zunimmt. Dieses Ergebnis wird von Eng et al. [15] bestätigt, die im Gegensatz zu den zuvor genannten Autoren [12]-[14] einen numerischen Lösungsansatz zur Beschreibung des Flammenverhaltens in Gegenwart einer porösen Wand entwickelten.

Die aufgeführten Arbeiten [12]-[15] sind Basisarbeiten zur Beschreibung nichtadiabatischer Vormischflammen, deren Stabilisierung an einen Brennerkörper, dem sogenannten Flammenhalter, gebunden sind. Ein Abtransport der Energie aus der Vorwärmzone der Flamme infolge Festkörperstrahlung der Oberfläche des Brennerkörpers wird dabei nicht berücksichtigt. In jüngster Vergangenheit wurden zahlreiche theoretische Arbeiten zur Beschreibung von Strahlungsbrennern veröffentlicht. Diese können hinsichtlich der Position der Reaktionszone in zwei Gruppen eingeteilt werden. Einerseits werden Brenner mit aufsitzender Flamme simuliert. Andererseits werden Konzepte vorgestellt, bei denen die Verbrennung im Inneren eines hochporösen Mediums stattfindet.

Grundlage der Arbeiten von Kendall et al. [16]-[19] ist ein numerisches Modell zur Simulation eines mit Methan betriebenen porösen Strahlungsbrenners mit aufsitzender eindimensionaler Flamme. Dabei wird die Körperwand als "Black Box" betrachtet, in der kein Umsatz stattfindet. Die numerische Beschreibung beschränkt sich somit auf die wandnahe Randzone. Die Darstellung der Reaktionsgeschwindigkeit basiert auf einem Vielschritt-Mechanismus. Modelliert werden Strahlungswirkungsgrade der Körperoberfläche und Körperoberflächentemperaturen [16]-[18], Gasstrahlungseinflüsse [18] sowie NO_x -Emissionen [18] in Abhängigkeit von der Leistungsdichte, Luftzahl und Eintrittstemperatur. Die Strahlungswirkungsgrade liegen im ausgewählten Parameterbereich unterhalb von 30 %. Die Gasstrahlung einer 10 cm dicken Abgasschicht hat einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf die Steigerung der Oberflächentemperatur. Eine Erhöhung des Strahlungswirkungsgrades um bis zu 30 % ist die Folge. Darüber hinaus wird das Rückzündungsverhalten verschiedener Brennerkörperausführungen [17] untersucht. In einer abschließenden Veröffentlichung [19] sind die Ergebnisse der Arbeiten [16]-[18] sowie Stickoxidmessungen an mit Edelmetall beschichteten Strahlungsbrennern dargestellt.

Die numerische Untersuchung der unterschiedlichen Wärmeübertragungsmechanismen bei der Verbrennung von Methan innerhalb einer porösen Keramik wird in den Arbeiten [20] und [21] beschrieben. Dabei werden typische Brennereigenschaften wie Flammengeschwindigkeit, Strahlungsleistung und Wirkungsgrad betrachtet. Diesen Arbeiten liegt als gemeinsame Basis ein eindimensionales Zweiphasenmodell zugrunde. Es berücksichtigt die Festoff- und Gaswärmeleitung sowie die Konvektion zwischen der Gas- und Feststoffphase. Die Strahlung innerhalb der porösen Matrix wird auf der Grundlage der Strahlungstransportgleichung beschrieben. Die Verbrennung erfolgt nach einem globalen Einstufenmechanismus. Sathe et al. [20] geben an, daß für eine Maximierung der Strahlungsleistung die Flamme in der Nähe des Zentrums des porösen Mediums stabilisiert werden sollte. Geringe Feststoffwärmeleitung, ein geringer Anteil der Streureflexion und hohe Umgebungsreflexion am Eintritt der Matrix produzieren ebenfalls eine hohe Strahlungseffizienz. Tong et al. [21] untersuchten die Leistung poröser Strahlungsbrenner in Abhängigkeit vom Faserdurchmesser einer Faserkeramik. Dabei zeigt sich, daß Fasern, deren Durchmesser kleiner als 1 μm sind,

signifikant höhere Strahlungsanteile ergeben. Die optischen Dichten werden in diesen Arbeiten zwischen 2 und 15 variiert. Im Vergleich dazu ist die mittlere optische Dichte der im entwickelten Heizsystem eingesetzten Fasermatrix mit 360 deutlich höher. Eine Stabilisierung der Flamme für kleine Strömungsgeschwindigkeiten im Inneren ist daher nicht möglich.

Die theoretische Beschreibung von Strahlungsbrennern mit metallischer Fasermatrix ist den Arbeiten von McIntosh und Prothero [22] und Golombok et al. [23] zu entnehmen. In beiden Literaturquellen wird auf der Basis der asymptotischen Lösung für große Aktivierungsenergien ($\rightarrow$ Kap. 5.1) ein eindimensionales Zweiphasenmodell für die Darstellung der Temperatur- und Stoffprofile innerhalb der Brennermatrix entwickelt.

Vormischbrenner mit Katalysator

Die Modellierung vormischender katalytischer Strahlungsbrenner ist bisher nicht weit fortgeschritten. Emonts [2] gibt ein halbempirisches analytisches Wärmeübertragungsmodell an. Dieses ermittelt mit stark vereinfachten Annahmen die Temperaturprofile im Brennerkörper. Ihr Verlauf wird dann unter dem Aspekt eines sicheren Betriebes bewertet. Weitere Literaturangaben über die Modellierung vormischender katalytischer Strahlungsbrenner sind nicht bekannt.

Diffusionsbrenner mit Katalysator

Im Gegensatz zum vormischenden Prinzip strömt ausschließlich Brenngas, nachdem es sich in einer Kammer verteilt hat, mit gleichmäßiger Geschwindigkeit durch ein ebenes, poröses Katalysatorbett. Der zur Verbrennung erforderliche Luftsauerstoff diffundiert aus der Umgebung in die Katalysatorstruktur ein. Die katalytische Verbrennung läuft in der oberflächennahen Zone ab. Die Prozesse in Diffusionsbrennern werden ausführlich von Dongworth und Melvin [24] untersucht. Neben theoretischen Überlegungen führten sie auch umfangreiche experimentelle Untersuchungen zur Verbrennung von Methan durch. Die Dicke der Faserschicht betrug 1 cm. Als Katalysator diente Platin. Weitere ähnliche Untersuchungen haben Radcliffe und Hickman [25] sowie Trimm und Lam [26]-[27] durchgeführt. Teil 1 der Arbeit von Trimm und Lam [26] befaßt sich mit der Reaktionskinetik und dem Mechanismus der Methanverbrennung an mit Platin beschichteten Faserkeramiken unterschiedlicher spezifischer Oberflächen. Darüber hinaus wird die katalytische Wirksamkeit des unbeschichteten Katalysatorträgers untersucht. Dabei stellen die Autoren für Temperaturen oberhalb von 500 °C eine Oxidation von Methan zu Kohlendioxid fest. Teil 2 [27] beschreibt die Modellierung eines Diffusionsbrenners und die experimentelle Überprüfung der Rechenergebnisse. In dieser Arbeit wird die aktive Fasermatrix mit einem eindimensionalen Einphasenmodell beschrieben. Die Strömungsgeschwindigkeit wird dabei unabhängig von der Temperatur als Konstante innerhalb der Katalysatorschicht angesetzt. Trotz dieser Vereinfachung wird eine gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen erreicht.

2.3 Aufgabenstellung und Ablauf der Arbeit

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die modellmäßige Beschreibung und Simulation des in der Abbildung 2.1 dargestellten Heizsystems. Die Untersuchung beschränkt sich auf die Betrachtung der Verbrennungsreaktionen überstöchiometrischer Erdgas/Luft-Gemische. Die Zusammensetzung des Erdgases besteht aus einem Methan-Anteil von bis zu 90 %. Daher wird für theoretische Betrachtungen Erdgas durch Methan ersetzt.

Die Untersuchung wird sich zunächst mit dem Verhalten des unbeschichteten Brennerkörpers befassen. Sie erfolgt dabei losgelöst von den Wärmetransportmechanismen und Strömungsverhältnissen im Abgaskanal des Reaktors. Ausgehend von einer Unterteilung in eine Körperwandzone und oberflächennahe Randzone erfolgt eine Beschreibung der Temperatur- und Konzentrationsprofile in Abhängigkeit von den Betriebsparametern Leistungsdichte, Luftzahl und Eintrittstemperatur sowie von den Systemparametern Dichte und Emissionskoeffizient des Brennerkörpers. Hieraus lassen sich die Körperoberflächen- und Flammentemperaturen sowie die Positionen der Reaktionszone ableiten. Die charakteristischen Temperaturen von Körperoberfläche und Flamme sind für die Simulation des Heizsystems wichtige Einflußgrößen. Gleichzeitig erlauben die berechneten Flammentemperaturen eine Abschätzung zu erwartender Stickoxidsmengen. Die Lage der Reaktionszone gibt Aufschluß über die im Betrieb auftretenden Rückzündungen. Neben der numerischen Lösung der Erhaltungsgleichungen zur Ermittlung der charakteristischen Betriebsgrößen Körper- und Flammentemperatur sowie Flammenabstand von der Körperoberfläche werden analytische Berechnungsgleichungen zur Bestimmung dieser Betriebsgrößen entwickelt.

Die Messung der Austrittsgeschwindigkeiten an der Oberfläche des Brennerkörpers mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie liefert eine Aussage hinsichtlich der strömungstechnischen Güte verwendeter Brennerkörper. Dabei ist die Bewertung der strömungstechnischen Güte im Hinblick auf einen rückzündungsfreien Betrieb zu treffen. Dazu wird das gemessene Ausströmverhalten mit dem Rückzündungsverhalten im Betrieb verglichen.

Im weiteren ist der Einfluß einer Katalysatorschicht auf den Verbrennungsprozeß zu untersuchen. Dazu wird das System des direktbeschichteten Brennerkörpers herangezogen. Es sind die Umsatzgrade in der Katalysatorzone sowie Temperatur- und Konzentrationsprofile zu ermitteln. Die Temperaturen in der Schicht erlauben eine Bewertung der thermischen Belastung des Katalysators. Umsatzgrade und Katalysatortemperaturen zeigen die Grenzen der katalytischen Verbrennung für das System des direktbeschichteten Brennerkörpers auf.

Auf der Basis der Beschreibung des Strahlungsbrenners wird eine Simulation und Optimierung der Geometrie des Reaktors erfolgen. Dazu wird ein Rechenprogramm entwickelt. Die Untersuchung umfaßt die Berechnung der Anteile an Festkörperstrahlung,

Gasstrahlung und Konvektion am ausgekoppelten Gesamtwärmestrom, der Reaktorwirkungsgrade sowie charakteristischer Temperaturen in Abhängigkeit von den Betriebsparametern Leistungsdichte, Luftzahl und Geometriedaten des Abgaskanals. Gleichzeitig wird auf der Grundlage der Simulation des Reaktors der feuerungstechnische Wirkungsgrad des Heizsystems untersucht.

Unter der Voraussetzung einer praktischen Anwendung im Hausbereich zur Erzeugung von Raumwärme muß die Heizanlage Feuerungsleistungen von 8-15 kW abdecken. Dies entspricht bei einer im Teststand installierten Brennerkörperoberfläche von 0,094 m² einer Leistungsdichte von 85-159 kW/m². Die Untersuchung beschränkt sich daher schwerpunktmäßig auf diesen Bereich.

3.0 Brennerkörper

Bei den im Heizsystem verwendeten Brennerkörpern handelt es sich um rohrförmige hochporöse Keramikformkörper ($D = 100 \text{ mm}$, $d = 40 \text{ mm}$, $H = 300 \text{ mm}$) mit Körperdichten zwischen $270\text{--}340 \text{ kg/m}^3$. Sie bestehen aus hochtemperaturbeständigen Tonerdesilikatfasern mit einem mittleren Durchmesser von $3 \text{ }\mu\text{m}$ und einer Länge von 200 mm , die unter Zugabe organischer und anorganischer Bindemittel in einem Vakuumformverfahren zu festen Formteilen verarbeitet werden. Bei Temperaturen um $250 \text{ }^\circ\text{C}$ verflüchtigt sich der organische Anteil. Die Keramikfasern setzen sich aus den Hauptbestandteilen Siliziumdioxid und Aluminiumoxid zusammen. Dabei beträgt der Aluminiumoxidanteil bei den Standardfaserprodukten $46 \text{ Gew}\%$, bei Sonderanfertigungen kann dieser Anteil auf $95 \text{ Gew}\%$ heraufgesetzt werden.

Die Ausführung als steife Formkörper erlaubt den Aufbau einer Brennermatrix ohne die Notwendigkeit von Rahmen oder Stützelementen. Der Fertigungsaufwand ist damit im Vergleich zur Bauweise von Diffusionsbrennern, bei denen in der Regel in Rahmen fixierte Fasermatten als Brennerkörper eingesetzt werden, geringer.

Im folgenden werden die Körper im Hinblick auf charakteristische Eigenschaften bewertet. Diese sind:

- Homogenität
- Temperaturbeständigkeit
- Beständigkeit gegen Temperaturlastwechsel
- effektive Wärmeleitfähigkeit
- Emissionsverhalten
- Porosität/Körperdichte
- Druckverlust

Das Brennstoff/Luft-Gemisch wird in gut durchmischter Form der oberflächennahen Reaktionszone zugeführt. Dieser Bereich der chemischen Umsetzung ist an den porösen Brennerkörper gebunden. Einer homogenen Matrixstruktur des Brennerkörpers zur Gewährleistung einer betriebssicheren Verbrennung kommt daher eine wichtige Bedeutung zu. Eine in Umfangs- und Längsrichtung homogene Porenverteilung sorgt für gleichmäßige Anströmungen in der oberflächennahen Reaktionszone. Dies gewährleistet einheitliche Oberflächen- und Flammtemperaturen und verhindert ein Rückschlagen der Flamme entgegen der Anströmung. Die Untersuchung der Homogenität wird auf eine Messung der Austrittsgeschwindigkeit zurückgeführt. Diese steigt mit sinkender Porosität ($\rightarrow$ Kap. 5.5).

Die hohe Temperaturbeständigkeit erlaubt eine maximale Betriebstemperatur von 1260 °C. Das Schmelzen der einzelnen Fasern beginnt ab 1540 °C. Ab 900 °C kann eine langsame Kristallisation der normalerweise glasigen Fasern beginnen, derzufolge Festigkeitsänderungen auftreten. Zur Gewährleistung von Temperaturen unterhalb der Kristallisationsgrenze müssen die effektiven Wärmeleitfähigkeiten der Körperwand gering und Emissionsfaktoren der Oberfläche möglichst groß sein. Beide Anforderungen sind für die eingesetzte Matrixstruktur erfüllt.

Eine hohe Beständigkeit gegen Temperaturschocks stellt sicher, daß der Brennerkörper auch abrupte Temperaturwechsel schadlos übersteht. Dies erfordert ein gutes elastisches Verhalten der radialen Körpermatrix zur Vermeidung von Rißbildungen infolge Tangentialspannungen. Im Experiment zeigte die Struktur mit einem Aluminiumoxidanteil von 95 % im Dichtebereich 270-340 kg/m³ anhand von Rißbildungen eine geringe Elastizität. Die Körper mit Standardfaserzusammensetzung dagegen wiesen im Dichtebereich bis 340 kg/m³ keine Schädigung auf.

Die geringe effektive Wärmeleitfähigkeit erlaubt den Einsatz von Rohren mit geringen Wandstärken und trotzdem vorzüglichen Isolationseigenschaften. Geringe Wandstärken verringern den Druckverlust. Die Funktion als Isolator sorgt für eine Trennung der Reaktionszone von der Gemischzuströmung und vermeidet die Gefahr unerwünschter Rückzündungen. Darüber hinaus bleiben die Wandtemperaturen auf einem niedrigen Niveau. Dies verhindert das Überschreiten einer maximal zulässigen thermischen Belastungsgrenze.

Die hohe Porosität von ca. 90 % fördert eine homogene Gemischverteilung, infolgedessen sich einheitliche Reaktionsbedingungen mit verminderten Schadstoffemissionen einstellen. Gleichzeitig wird der Druckverlust über die Körperwand vermindert. Jedoch sollte der Druckverlust ausreichend hoch sein, um eine gleichmäßige Gemischverteilung über die Körperfläche zu gewährleisten. Demzufolge sollte eine Körperdichte von 270 kg/m³ nicht unterschritten werden. Eine Körperdichte von 340 kg/m³ ist zur Gewährleistung einer ausreichenden Beständigkeit gegen Temperaturlastwechsel nicht zu überschreiten. Die Porosität ist daher im eingeschränkten Dichtebereich von 270-340 kg/m³ nicht stark veränderbar. Sie beträgt zwischen 91-88 %.

Neben den keramischen Faserstrukturen könnten darüber hinaus metallische Faserstrukturen sowie Schaumkeramiken verwendet werden. Tabelle 3.1 enthält einen Vergleich dieser Brennerkörperausführungen in bezug auf ihre physikalischen Eigenschaften. Der Vergleich zeigt für die keramische Ausführung als festes Vakuumformteil das beste Verhalten. Die fehlende thermische Beständigkeit zylindrischer Schaumkeramiken gegenüber Temperaturlastwechseln, die experimentell festgestellt wurde, läßt einen Einsatz dieser Brennerkörper in das bestehende Brennersystem nicht zu.

physikalische Eigenschaften	metallische Fasermatrix	keramische ¹⁾ Fasermatrix	Schaumkeramik
Temperaturbeständigkeit	++	+	+
Beständigkeit gegen Temperaturlastwechsel	++	+	-
effektive Wärmeleitfähigkeit	o	++	o
Emissionsverhalten	+	++	o
Porosität	+	++	o
Druckverlust	+	+	++

++ sehr gut + gut o befriedigend - ungünstig

1) festes Vakuumformteil (Standardfaser)

Tab. 3.1 Bewertungsskala für die Auswahl eines zylindrischen Brennerkörpers

Hinsichtlich einer geforderten geringen effektiven Wärmeleitfähigkeit zeigt die Faserkeramik deutliche Vorteile gegenüber der metallischen Ausführung. Darüber hinaus wird im Kapitel 3.3 gezeigt, daß das Emissionsverhalten der zum Einsatz kommenden Keramik nahezu dem "eines schwarzen Körpers" entspricht und dem metallischer Faserkörper leicht überlegen ist. Wärmeleitfähigkeit und Emissionsfaktoren lassen auf niedrigere Körperwand- und Oberflächentemperaturen der Faserkeramik schließen.

3.1 Homogenität

Die Tabelle 3.2 gibt die Rezeptur zweier Standardfaserprodukte nach der Ofentrocknung entsprechend den Informationen durch die Hersteller wieder. Dabei unterscheidet man hinsichtlich der Komponenten "Reine Fasern", "Füllstoffe" und "Shot". Hiernach beträgt der reine Faseranteil je nach Hersteller nur 35 % bzw. 48 % Massenprozent. Damit sinkt die Homogenität des Produktes. REM-Untersuchungen wiesen die Füllstoffe als tabulares Aluminiumoxid nach, das infolge des Unterdruckes während des Prozesses in den Verbund gesaugt wird und in Form dünner Täfelchen zwischen den Fasern liegt. Der Shot-Anteil entspricht, wie die rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen zeigen, Fasern größeren Durchmessers (10-20 µm), die zum Ende hin tropfenförmige Erweiterungen aufweisen können. Dieser Anteil variiert je nach Hersteller sehr stark und beträgt 30 % bzw. 11 %.

	Produkt A	Produkt B
Reine Fasern	35%	48%
Füllstoffe	35%	41%
Shot	30%	11%

Tab. 3.2 Rezeptur zweier Standardfaserprodukte nach der Ofentrocknung in Gew%

Die Erhöhung des Aluminiumoxidanteiles auf 95 % bewirkt laut Aussage der Hersteller eine Reduzierung des Shot-Anteils auf unter 5 %. Ein Anstieg des reinen Faseranteils ist die Folge. Im Hinblick auf eine anzustrebende homogene Matrixstruktur ist demnach eine Erhöhung des Al_2O_3 -Anteils als günstig zu bewerten. Jedoch wird diese Maßnahme aufgrund sinkender Elastizitätseigenschaften mit steigendem Al_2O_3 -Anteil und der damit verbundenen Gefahr von Rißbildungen eingeschränkt. Die Körperdichte ist ein weiterer Parameter zur Beeinflussung der Homogenität. Die Homogenität wird dabei mit zunehmender Körperdichte besser (→ Kap 5.5).

3.2 Druckverlust

Der Druckverlust wird im Hinblick auf die Berechnung der Gebläseleistung abgeschätzt. Strömt das Gas durch die poröse Fasermatrix, wird es ständig an den Feststoffflächen umgelenkt. Es bilden sich immer neue Grenzschichten an den Faseroberflächen. Die sich einstellende Strömungsform wird bestimmt durch die Größe der lokalen Poren-Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot d_F}{\eta} \quad (3.1)$$

mit dem mittleren Faserdurchmesser d_F als charakteristischer Länge für die innere Struktur der Faserisolierung. Eine obere Abschätzung der lokalen Reynolds-Zahl für eine Leistungsdichte von 160 kW/m^2 und einer Luftzahl von 1,5 ergibt einen Wert unterhalb von 1. In diesem Fall spricht man von einer schleichenden Strömung oder auch vom Darcy-Bereich. In diesem Bereich können die Trägheitskräfte vernachlässigt werden. Der Druckverlust ist proportional zur Durchflußmenge.

Der Druckverlust in einer "Schüttung" wird für Reynolds-Zahlen kleiner als 10 durch die Kozeny-Theorie beschrieben. Aufbauend auf dieser Theorie beschreibt Carman [28] eine

Beziehung für Faserpackungen. Danach wird der Druckverlust in der Faserpackung abgebildet auf den Druckverlust einer Kapillare (Rohr). Für den Druckverlust einer laminaren Rohrströmung gilt in differentieller Form (ohne Einlaufverluste):

$$\frac{dp}{dL_K} = \lambda_K \frac{\frac{\rho}{2} v_K^2(r)}{D_K} \quad (3.2)$$

$$\lambda_K = \frac{64}{Re_k} \quad (3.3)$$

Dabei steht $v_K(r)$ für die lokale Kapillargeschwindigkeit, die gleich dem Quotient aus Volumenstrom $\dot{V}$ und der örtlich durchströmten Fläche $A = P \times 2\pi r H_K$ ist. Der Kapillardurchmesser D_K wird durch den hydraulischen Durchmesser $d_h = 4A_K/U_K$ mit der Querschnittsfläche A_K und dem Umfang U_K der Kapillare ersetzt. Es ergibt sich unter der idealisierten Vorstellung eines reinen Faseranteils in der Isolierung mit einheitlichem Faserdurchmesser

$$d_h = \frac{P}{1-P} d_F. \quad (3.4)$$

Die Porosität P wird auf die Körperdichte ρ_{Iso} und die Feststoffdichte ρ_s zurückgeführt:

$$P = 1 - \frac{\rho_{Iso}}{\rho_s} \quad (3.5)$$

Aufgrund der hohen Porositäten von ca. 90 % wird die Länge der Kapillare L_K gleich der Schichtdicke δ der durchströmten Fläche gesetzt (Umlenkfaktor $\mu = 1$). Die Integration von Gl. 3.2 in den Grenzen Körperinnendurchmesser R_E und Außendurchmesser R_K ergibt dann für den Druckverlust:

$$\Delta p = 32 \frac{(1-P)^2}{P^3 d_F^2} \eta \frac{\ln\left(\frac{R_K}{R_E}\right)}{2\pi H_K} \dot{V} \quad (3.6)$$

Der Druckverlust ist danach abhängig vom Volumenstrom und von den Körpereigenschaften Geometrie, Porosität und Faserdurchmesser. Die Proportionalitätskonstante ist ein Stoffwert, der sowohl vom Material als auch von der Hauptausrichtung der verwendeten Faser abhängt. Furber und Davidson [29] ermitteln für ungeordnete keramische Fasern Werte von 8,8 bis 73. Die Werte für parallel zur Hauptfaserausrichtung durchströmte Pakete liegen niedriger, bei einer Strömung senkrecht dazu höher. Messungen ergaben für die Produkte A und B konstante Faktoren von 14 und 27.

Die Druckverluste im untersuchten Dichtebereich und einem technisch realistischen Volumenstrom von 12 m³/h liegen für den Bezugskörper (D = 100 mm, d = 40 mm, H = 300 mm) zwischen 12 und 21 mbar (Gl. 3.6). Dies entspricht einer Verlustleistung von 4 bis 7 W. Somit ist die Gebläseleistung im Vergleich zu den thermischen Energien vernachlässigbar gering.

3.3 Wärmeleitfähigkeit

Der Wärmetransport innerhalb eines mit Gas durchströmten porösen Mediums besteht aus den Mechanismen Feststoffleitung, Gasleitung, Wärmestrahlung sowie erzwungener Konvektion. Die freie Konvektion wird für den in dieser Arbeit beschriebenen Anwendungsfall vernachlässigt. Im folgenden werden Feststoff- und Gasleitung sowie Wärmestrahlung durch eine effektive Wärmeleitfähigkeit ersetzt. Diese ist kein realer Stoffwert, sondern auch von der Geometrie der Faserpackung abhängig. Eine ausführliche Darstellung der Wärmeübertragung in Faserisolierungen ist der Arbeit von Tebroke und Achenbach [30] zu entnehmen. Für die effektive Wärmeleitfähigkeit der zum Einsatz kommenden Fasermatrix gilt hiernach:

$$\lambda_{Iso} = K_F(1-P)^3\lambda_s + P^{-K_g}\lambda_g + \frac{16}{3} \frac{\sigma}{E} T_s^3 \quad (3.7)$$

Der erste Summand berücksichtigt die Feststoffwärmeleitung mit K_F als dimensionslosen Kontaktstellen-Faktor. Bei einer keramischen Hochtemperaturfaser sind die Kontaktstellenradien jedoch sehr klein. Der Anteil der Feststoffleitung ist zu vernachlässigen.

Der zweite Summand stellt die Wärmeleitung des Gases im Isolator dar. Dabei ist die Wärmeleitfähigkeit des Gases λ_g in der Matrix gleichzusetzen mit der des freien Gases, da die mittlere freie Weglänge atmosphärischer Luft bei Höchsttemperaturen von 900 °C in der Matrix um ca. den Faktor 100 niedriger ist als der mittlere Abstand zweier Fasern (25 µm → Gl. 3.4). Die vorangestellte Korrekturfunktion P^{-K_g} mit K_g als "Gasexponenten" berücksichtigt, daß in realen Faserisolierungen auch ein beträchtlicher Anteil von Fasern parallel zum Wärmestrom orientiert ist. Dies führt dazu, daß durch die Anwesenheit eines Gases die Wärmeleitfähigkeit der Isolierung um einen größeren Betrag als nur um λ_g steigen wird. Die Korrekturfunktion wurde von Rath et al. [31] eingeführt. Tebroke und Achenbach [30] geben für eine Faserisolierung ähnlicher Zusammensetzung einen Gasexponenten von 1,2 an, der für weitere Berechnungen zugrunde gelegt wird.

Die Wärmeübertragung durch die Feststoff- und Gasleitung wird ergänzt durch einen Anteil aus der thermischen Strahlung des Feststoffes. Dieser Anteil geht auf ein Diffusionsmodell für optisch dichte Medien nach Siegel und Howell [32] zurück. Es umgeht die exakte

Beschreibung der Faserisolierung als optisch leitendes Medium, das Strahlung gleichzeitig emittiert, absorbiert und anisotrop streut. Stattdessen wird angenommen, daß die Strahlung innerhalb des Mediums nur einen kurzen Weg zurücklegt, bevor sie absorbiert wird. Dies ist gültig, wenn die optische Dichte, das Produkt aus Extinktion E und Schichtdicke Δx , im betrachteten Wellenlängenbereich größer als 2 ist. Bei Faserisolierungen ist die Extinktion abhängig von der Körperdichte und dem Faserdurchmesser. Nach Achenbach [33] gilt:

$$E = e \rho_{Iso} = 8,2 \cdot 10^6 \frac{m}{kg} d_F \rho_{Iso} \quad (3.8)$$

Dabei ist e die spezifische Extinktion der Faserisolierung. Sie beträgt $25 \text{ m}^2/\text{kg}$ ($d_F = 3 \text{ }\mu\text{m}$). Hiernach können die zum Einsatz kommenden Faserisolierungen mittlerer Packungsdichte von 300 kg/m^3 bereits nach $0,25 \text{ mm}$ als optisch dicht gelten. Die Wärmeleitfähigkeit beträgt für obere Betriebstemperaturen bis $900 \text{ }^\circ\text{C}$ und eine mittlere Körperdichte von 300 kg/m^3 $0,17 \text{ W/(m K)}$. Anhand dieses Wertes ist die gute Isolationseigenschaft abzulesen. Diese ist jedoch aufgrund des eingeschränkt variablen Dichtebereiches nicht wesentlich zu verbessern.

3.4 Emissionsverhalten

Das Emissionsverhalten der Oberfläche des Faserkörpers regelt die Höhe der Oberflächentemperatur. Ein Anwachsen des "effektiven" Emissionskoeffizienten des Faserkörpers hat ein Senken der Oberflächentemperatur zur Folge. Hierbei ist im Hinblick auf die Gefahr der Rückzündung bei höheren Oberflächentemperaturen ein Emissionsverhalten anzustreben, das dem des "schwarzen Körpers" nahekommt. Die folgenden Überlegungen zeigen, daß die eingesetzte Fasermatrix diese Forderung erfüllt.

Der Emissionsvorgang an der Oberfläche eines optisch dichten Körpers kann beschrieben werden als Addition aus der Emission der ersten Feststofflage mit dem temperaturabhängigen Emissionskoeffizienten des Feststoffes ϵ_s , der im Temperaturbereich von 400 bis $800 \text{ }^\circ\text{C}$ für die Standardfaser zwischen $0,65$ und $0,45$ liegt, und der Emission der Poren. Für den "effektiven" Emissionskoeffizienten der porösen Oberfläche gilt dann:

$$\epsilon_{eff} = (1-P) \epsilon_s + P \epsilon_{Poren} \quad (3.9)$$

Die Pore wird idealisiert als zylindrischer Kanal mit einem Porendurchmesser von $25 \text{ }\mu\text{m}$ ($\rightarrow$ Kap. 3.2) und einer Länge von $0,25 \text{ mm}$ ($\rightarrow$ Kap. 3.3). Dies entspricht einem Verhältnis von Länge zu Durchmesser von 10.

Das Emissionsverhalten isothermer bzw. nichtisothermer zylindrischer und keglicher Poren in Abhängigkeit von der Zylindergeometrie und des Emissionskoeffizienten der Kanaloberfläche

ist von Bedford und Ma [34] und Bedford et al. [35] untersucht worden. Nach Bedford und Ma [34] beträgt der effektive, integrale Emissionskoeffizient einer zylindrischen Pore mit $\varepsilon_s = 0,9$ und $L/D = 4$ nahezu 1. Werte gleicher Größe werden von Bedford et al. [35] angegeben. Für wachsende L/D -Verhältnisse wurde von den Autoren ein Anstieg des effektiven Emissionskoeffizienten errechnet. Ein Absenken des Feststoffkoeffizienten ε_s hat eher einen geringfügigen Einfluß auf den effektiven Wert ($\Delta\varepsilon_s = 0,2 \Leftrightarrow \Delta\varepsilon_{\text{eff}} < 1\%$). Der effektive Emissionskoeffizient der Poren des Faserkörpers mit $L/D = 10$ kann somit zu 1 gesetzt werden. Mit einer mittleren Porosität von 90 % liefert Gleichung 3.9 dann einen effektiven Emissionskoeffizienten der porösen Matrixoberfläche von ca. 0,95.

Golombok und Shirvill [36] haben den effektiven Emissionskoeffizienten einer geordneten Faserlagenschicht in Abhängigkeit von der Porosität und des Feststoffemissionskoeffizienten errechnet. Hiernach ergeben sich für die keramische Fasermatrix unter der Annahme geordneter Faserlagen im Bereich $0,88 \leq P \leq 0,91$ mit $\varepsilon_s = 0,5$ effektive Emissionskoeffizienten von 0,87-0,90. Im Vergleich dazu sind die effektiven Emissionsfaktoren metallischer Faserstrukturen mit maximalen Porositäten von 80 % niedriger. Sie betragen für einen mittleren Feststoffemissionskoeffizienten von $\varepsilon_s = 0,5$ lediglich 0,80 [36].

Im folgenden wird für die unbeschichtete Fasermatrix mit einem temperaturunabhängigen effektiven Emissionskoeffizienten von 0,9 gerechnet. Es zeigt sich, daß bei Wahl dieses Koeffizienten die gemessenen Körperoberflächentemperaturen im Vergleich zu berechneten Werten sehr gut übereinstimmen ($\rightarrow$ Kap. 7.4).

4.0 Gleichungen für den Wärme- und Stofftransport

Der Reaktor setzt sich zusammen aus dem Brennerkörper sowie dem Abgas- und Wasserkanal ($\rightarrow$ Kap. 2.1). Die Modellierung des Brennerkörpers konzentriert sich auf die Körperwand {1} mit Katalysatorschicht {2} und den wandnahen äußeren Randbereich {3} ($\rightarrow$ Abb. 4.1). Für den Fall der Modellierung des unbeschichteten Brennerkörpers sind die Eigenschaften der Katalysatorzone mit denen der Körpermatrix gleichzusetzen. Die Randzone definiert das Gebiet der Flammenverbrennung. Sie hat eine Ausdehnung von 1-2 mm.

Die Beschreibung der Zonen {1}-{3} erfolgt auf der Grundlage einer numerischen und analytischen Behandlung der stationären, eindimensionalen Erhaltungsgleichungen für Masse, Stoff und Energie. Diese werden im folgenden dargestellt. Sie sind die Grundlage für die Entwicklung der Stoff- und Temperaturprofile. Gleichzeitig liefert die Lösung der Erhaltungsgleichungen folgende Kenngrößen und Bewertungen:

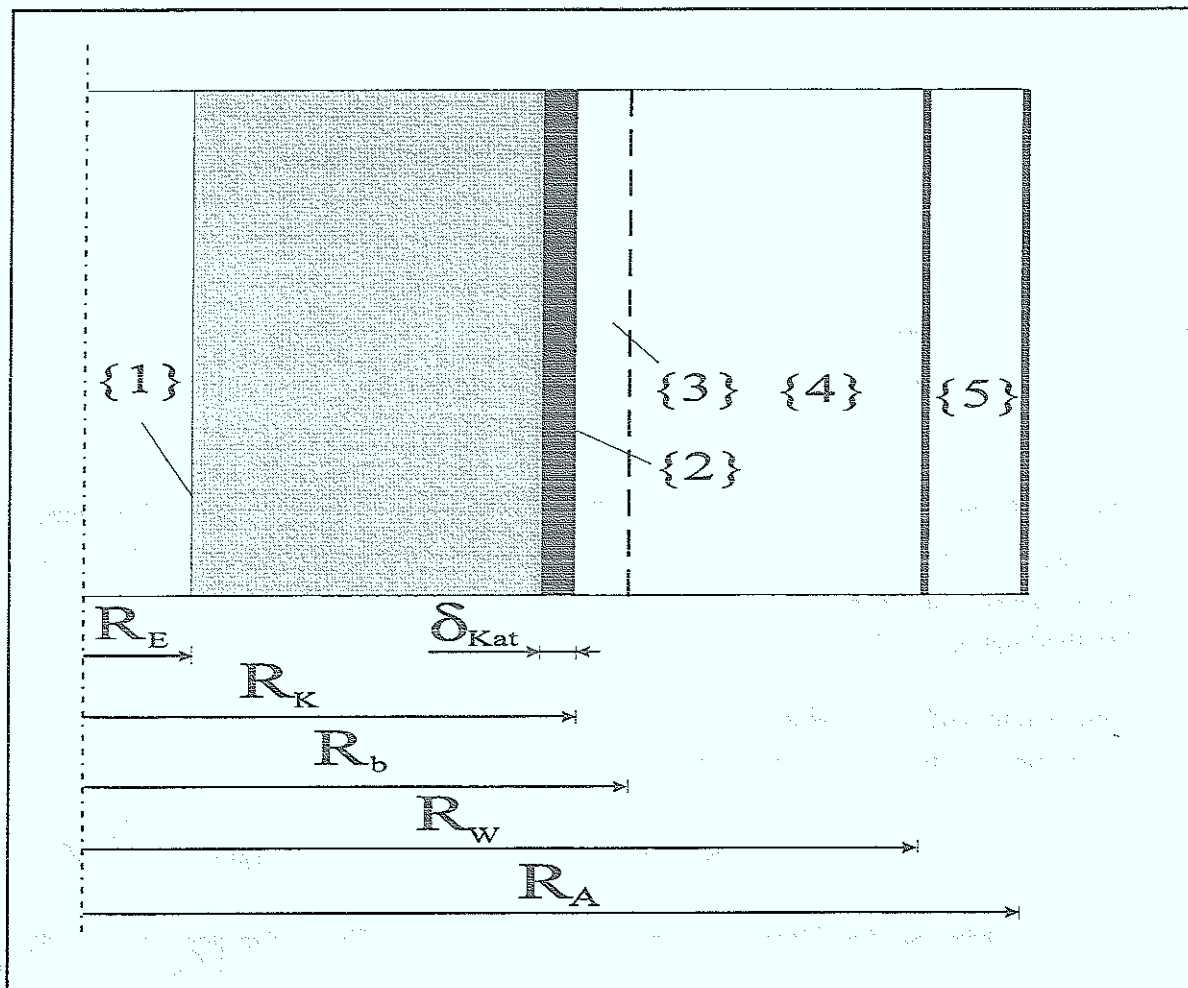


Abb. 4.1 Reaktorausschnitt: Brennerkörper, Abgasringspalt und Wasserkanal

- Umsatz im Katalysator
- Bewertung der thermischen Belastung des Katalysators
- Strahlungswirkungsgrad der Körperoberfläche
- Position der Reaktionszone der Flamme
- Zusammenhang zwischen gemessener Stickoxidproduktion und berechneter maximaler Gastemperatur

Auf der Basis der Modellierung des Brennerkörpers erfolgt die Simulation des Reaktors (→ Kap. 7). Das hierzu entwickelte Rechenprogramm beschreibt auf der Basis der gewonnenen Ergebnisse im Bereich {1}-{3} die abgasseitigen Wandwärmeströme des Brennraumwärmeaustauschers und koppelt die Abgasseite {4} mit der Wasserseite {5}. Es berechnet den Temperaturverlauf im Wasserkanal, die an das Warmwasser übertragenen Wärmeströme, charakteristische Temperaturen sowie die Reaktor- und Gerätewirkungsgrade in Abhängigkeit von den Betriebsparametern und Geometriedaten.

4.1 Vereinfachungen

Neben den in der Einleitung zu diesem Kapitel genannten Berechnungsvoraussetzungen einer eindimensionalen, stationären Beschreibung sind weitere Vereinfachungen der Erhaltungsgleichungen und Annahmen möglich. Diese sind im folgenden aufgeführt.

Faserkörper {1}

- Aufgrund des geringen Faserdurchmessers wird bei der Betrachtung eines Volumenelementes davon ausgegangen, daß sich die Gastemperatur und die Temperatur der Fasern nicht unterscheiden (Einphasenmodell, gilt auch für {2}).
- Die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Isolierung ist gemittelt über einen Bereich, der im Vergleich zu den makroskopischen Dimensionen klein ist, jedoch groß im Vergleich zur Porengröße. Damit entfällt nach Chan et al. [37] eine makroskopische Haftbedingung an der Faserwand.
- Eine katalytische Aktivität der $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ -Fasern wird vernachlässigt. Gasphasenreaktionen bleiben unberücksichtigt.
- Der Emissionskoeffizient ist temperaturunabhängig. Er beträgt 0,90 (gilt auch für {2}).
- Eine Abschätzung der Wärmeverluste über die Ober- und Unterseite der Spanndeckel des Brennerkörpers ergab vernachlässigbare Verlustleistungen von 30-80 W.

Katalysatorschicht {2}

- Die Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit erfolgt auf der Basis der Gleichung 3.7.
- Die Oberflächenreaktion wird durch eine Einschritt-Kinetik der Form $\dot{r} = k(T) c_B^a c_{O_2}^b$, entsprechend der Bruttoreaktionsgleichung $\kappa_B B + \kappa_{O_2} O_2 \rightarrow \text{Produkte}$, unter Berücksichtigung stofftransportlimitierender Einflüsse beschrieben ($\rightarrow$ Kap. 6.2-6.3).

Randzone {3}

- Die Gasphasenreaktion wird durch eine Einschritt-Kinetik der Form $\dot{r} = k(T) c_B^a c_{O_2}^b$, entsprechend der Bruttoreaktionsgleichung $\kappa_B B + \kappa_{O_2} O_2 \rightarrow \text{Produkte}$, beschrieben ($\rightarrow$ Kap. 5.2).
- In der Flammenzone wird der Energietransport infolge Gasstrahlung vernachlässigt.

Allgemeine Vereinfachungen und Annahmen

- Die viskose Dissipation bleibt aufgrund der niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten unberücksichtigt.
- Der Druckarbeitsterm trägt bei kleinen Druckgradienten nur unwesentlich zur Veränderung der Enthalpie der Strömung bei.
- Die Energie, die aufgrund des Dufour-Effektes transportiert wird, ist im Vergleich zur Enthalpie der Komponente i zu vernachlässigen.
- Die Lewis-Zahlen ($\rightarrow$ Kap. 4.4) der Komponenten Methan und Sauerstoff betragen 1.
- Die Diffusionsströme werden durch das Fick'sche Diffusionsgesetz mit konzentrations-unabhängigen Diffusionskoeffizienten der Komponente i in der Mischung $D_{i,g}$ beschrieben.
- Die Stoffwerte Wärmekapazität c_p und Wärmeleitung λ_g der Gasmischung sind unabhängig von der Änderung der Gemischzusammensetzung. Für deren Berechnung wird die Zusammensetzung am Eintritt in das System, bestehend aus den Komponenten CH_4 , N_2 und O_2 , zugrunde gelegt.
- Die Reaktionsenthalpie pro umgesetzte Masseneinheit Brennstoff $\Delta h_{R,i}$ wird als unabhängig von der Temperatur angesetzt.

4.2 Erhaltungsgleichungen

Unter den genannten Voraussetzungen lautet die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{d}{dr} (r \rho_g v) = 0 \quad (4.1)$$

Die Integration von Gleichung 4.1 mit der Integrationskonstanten $\dot{M}'$ als Funktion der Betriebsparameter liefert:

$$r \rho_g v = \dot{M}' \quad (4.2)$$

$$\dot{M}' = \frac{\dot{q}'' R_K}{\Delta h_{R,B}} (1 + \lambda l_{\min} \frac{M_L}{M_B}) \quad (4.3)$$

Die Stofferhaltungsgleichung für die Komponente i und die Energiegleichung werden unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung in folgender Form verwendet:

Faserkörper {1}

$$\dot{M}' \frac{dw_i}{dr} = \frac{d}{dr} (r [\rho_g D_{i,g}]_T \frac{dw_i}{dr}) \quad (4.4)$$

$$\dot{M}' c_p(T) \frac{dT}{dr} = \frac{d}{dr} (r \lambda_{\text{Iso}}(T) \frac{dT}{dr}) \quad (4.5)$$

Katalysatorschicht {2}

$$\dot{M}' \frac{dw_i}{dr} = \frac{d}{dr} (r [\rho_g D_{i,g}]_T \frac{dw_i}{dr}) - r |\kappa_i| M_i (\dot{r}_{\text{Kat}}^{\text{eff}} \rho_{EM} + \dot{r}_{\text{Hom}}) \quad (4.6)$$

$$\dot{M}' c_p(T) \frac{dT}{dr} = \frac{d}{dr} (r \lambda_{\text{Kat}}(T) \frac{dT}{dr}) + r |\kappa_i| M_i \Delta h_{R,i} (\dot{r}_{\text{Kat}}^{\text{eff}} \rho_{EM} + \dot{r}_{\text{Hom}}) \quad (4.7)$$

Randzone {3}

$$\dot{M}' \frac{dw_i}{dr} = \frac{d}{dr} (r [\rho_g D_{i,g}]_T \frac{dw_i}{dr}) - r |\kappa_i| M_i \dot{r}_{Hom} \quad (4.8)$$

$$\dot{M}' c_p(T) \frac{dT}{dr} = \frac{d}{dr} (r \lambda_g(T) \frac{dT}{dr}) + r |\kappa_i| M_i \Delta h_{R,i} \dot{r}_{Hom} \quad (4.9)$$

4.3 Rand- und Übergangsbedingungen

Entfällt eine Vorheizung des Brennstoff/Luft-Gemisches, so beträgt die innere Körperwandtemperatur aufgrund der stark isolierenden Eigenschaft des Fasermaterials etwa 30 °C. Für die Modellierung wird diese Eintrittstemperatur in das zu beschreibende System als konstant angenommen. Der Austritt der äußeren Randzone wird definiert als Ort, an dem der Brennstoff vollständig umgesetzt ist. Temperatur- und Konzentrationsgradienten streben dort gegen Null. Zusammenfassend ergeben sich die folgenden Randbedingungen:

Eintritt in die Faserkörperwand

$$r = R_E : \quad T = T_a ; \quad w_i = w_{i,E} \quad (4.10)$$

Austritt aus der Randzone

$$r = r(w_B=0) = R_b : \quad \frac{dT}{dr} \Big|_3 = 0 ; \quad \frac{dw_i}{dr} \Big|_3 = 0 \quad (4.11)$$

An den Übergängen "Fasermatrix-Katalysator" und "Katalysator-Randzone" werden Koppelbeziehungen formuliert. Die differentielle Bilanz an der Stelle $r = R_K - \delta_{Kat}$ beschreibt das Gleichgewicht zwischen den Diffusionsströmen von Stoff und Energie zu beiden Seiten des Übergangs. An der Stelle $r = R_K$ ist die Summe der zur Oberfläche transportierten Wärmeströme aus Katalysatorschicht, Randzone und Abgaskanal aufgrund von Wärmeleitung und Gasstrahlung gleich dem Abtransport infolge Festkörperstrahlung. Diese Bilanzierung an der Oberfläche des Brennerkörpers wird aufgrund der hohen optischen Dichte der keramischen Matrix getroffen. Der Einfluß natürlicher Konvektion wird vernachlässigt. Zusammenfassend ergeben sich die folgenden Übergangsbedingungen:

$$r = R_K - \delta_{Kat} : \quad \frac{dw_i}{dr} \Big|_1 = \frac{dw_i}{dr} \Big|_2 \quad (4.12)$$

$$r = R_K - \delta_{Kat} : \quad \lambda_{Iso}(T_{R_K - \delta}) \frac{dT}{dr} \Big|_1 = \lambda_{Kat}(T_{R_K - \delta}) \frac{dT}{dr} \Big|_2 \quad (4.13)$$

$$r = R_K : \quad \frac{dw_i}{dr} \Big|_2 = \frac{dw_i}{dr} \Big|_3 \quad (4.14)$$

$$r = R_K : \quad \lambda_g(T_K) \frac{dT}{dr} \Big|_3 - \lambda_{Kat}(T_K) \frac{dT}{dr} \Big|_2 + \frac{\dot{Q}_{GK}}{A_K} = \frac{\dot{Q}_{K \rightarrow W}}{A_K} \quad (4.15)$$

Im Kapitel 7 wird gezeigt, daß die Gasstrahlung im Abgaskanal nicht vernachlässigbar ist. Deren Einfluß auf die Körperwand wurde in Gleichung 4.15 durch den Wärmestrom $\dot{Q}_{GK}$ berücksichtigt. Der Wärmestrom $\dot{Q}_{K \rightarrow W}$ beschreibt den Nettostrahlungsaustausch zwischen Körperoberfläche und Brennraumwärmeaustauscherwand ($\rightarrow$ Kap. 7.1.2.1). Die Beschreibung der Zonen {1}-{3} durch die Gleichungen 4.4-4.15 wird im folgenden als Modellansatz 1 bezeichnet.

Ein weiterer, vereinfachter Modellansatz 2 konzentriert sich auf die Beschreibung der äußeren Randzone unter Verwendung der Gleichungen 4.8 sowie 4.9 und Schätzung des Brennstoffumsatzgrades ξ_{Kat} im Katalysator. Dazu wird der Faserkörper mit Katalysatorschicht als "Black-Box" betrachtet. Eine integrale Bilanz zwischen Zuströmung und Körperwandaustritt liefert dann die Randbedingungen am Eintritt der äußeren Randzone:

$$r = R_K : \quad \xi_{Kat} \Delta h_{R,B} \dot{m} w_{B,E} + \dot{Q}_{GK} + A_K \lambda_g(T_K) \frac{dT}{dr} \Big|_3 = \dot{Q}_{K \rightarrow W} + \dot{m} c_p(T_m) (T_K - T_a)$$

$$r = R_K : \quad (1 - \xi_{Kat}) \dot{m} w_{B,E} = \dot{m} w_{B,K} - A_K [\rho_g D_{B,g}]_{T_K} \frac{dw_B}{dr} \Big|_3 \quad (4.16/17)$$

Die mittlere spezifische Wärmekapazität $c_p(T_m)$ ist auf die arithmetische Mitteltemperatur zwischen Körperwandein- und austritt zu beziehen. Die Randbedingungen am Austritt der äußeren Randzone gehen wiederum auf Gleichung 4.11 zurück.

Auf der Grundlage des Modellansatzes 2 werden die Startwerte für die numerische Lösung des Modellansatzes 1 bestimmt ($\rightarrow$ Kap. 4.6.3). Darüber hinaus dient dieser Ansatz als Überprüfung der Genauigkeit analytisch berechneter Betriebsgrößen, deren Ermittlung ebenfalls aus einer Betrachtung der äußeren Randzone erfolgt ($\rightarrow$ Kap. 5.3).

4.4 Definition dimensionsloser Größen

Die im Kapitel 4.2 formulierten Stoff- und Energiebilanzen setzen sich aus konvektiven, diffusiven und reaktiven Anteilen in Strömungsrichtung zusammen. Zur Bewertung der Größenordnung der einzelnen Anteile zueinander ist es sinnvoll, die Bilanzgleichungen in ihre dimensionslose Form zu überführen. Dazu werden charakteristische Referenzgrößen für Länge (L), Geschwindigkeit (v_r), Temperatur (T_r) und Stoffwerte (c_{pr} , λ_r , ρ_{gr} , $[D_{i,g}]_r$) eingeführt. Somit erhält man Kennzahlen, deren Zahlenwerte die Lösung des Problems bestimmen. Die folgende Betrachtung beschränkt sich auf eine Behandlung der Erhaltungsgleichungen für den planaren Fall. Die örtliche, axiale Koordinate wird mit

$$x^* = \frac{x}{L} \quad (4.18)$$

dimensionslos gemacht. Die unbekannte Größe Temperatur wird in der Form

$$T^* = \frac{T - T_\alpha}{T_r - T_\alpha} \quad (4.19)$$

dargestellt. Dabei steht T_α für die Eintrittstemperatur an der inneren Körperwand. Die Einführung der dimensionslosen Kenngrößen x^* und T^* und entsprechende Umformung der Erhaltungsgleichungen führen zu folgenden Kennzahlen:

$$Pe_{w\bar{a}} = \frac{c_{pr} v_r \rho_{gr} L}{\lambda_r} \quad (4.20)$$

$$Pe_{st} = \frac{v_r \rho_{gr} L}{[D_{i,g} \rho_g]_r} \quad (4.21)$$

$$Da_{i,L} = \frac{|\kappa_i| M_i k_0 \frac{e^{-\frac{E}{RT_r}} \rho_{gr}^{(a+b)}}{M_B^a M_{O_2}^b} L}{\rho_{gr} v_r} \quad (4.22)$$

$$Da_{III,L} = \frac{\Delta h_{R,i} |\kappa_i| M_i k_0 \frac{e^{-\frac{E}{RT_r}} \rho_{gr}^{(a+b)}}{M_B^a M_{O_2}^b} L}{c_{pr} (T_r - T_\alpha) \rho_{gr} v_r} \quad (4.23)$$

Das Produkt $\rho_{gr} v_r$ ist der auf die äußere Oberfläche bezogene Massenstrom $\dot{M}''$. Dieser läßt sich aus Gleichung 4.3 ableiten. Die verwendeten Stoffwerte werden mit einer mittleren Stoffbezugstemperatur gebildet. Diese ist gleich der arithmetischen Mitteltemperatur aus Referenz- und Eintrittstemperatur. Die Peclet-Zahlen Pe für Stoff- und Wärmeübergang definieren das Verhältnis aus Konvektion und Diffusion in Strömungsrichtung. Die Damköhler-Zahl I. Art beschreibt den Zusammenhang zwischen umgesetztem Brennstoff zu konvektiv nachlieferbarem Brennstoff. Sie kann auch als Verhältnis zweier Zeiten interpretiert werden: Verweilzeit im System $t_V = L/v_r$ zur Reaktionszeit $t_R = \rho_{gr}/\dot{i}_{i,r}$. Die Damköhler Zahl III. Art definiert das Verhältnis chemisch entwickelter Wärme zur konvektiv abführbaren Wärme. Die dimensionslose Aktivierungsenergie

$$E^* = \frac{E}{R T_r} \quad (4.24)$$

wird als Arrhenius-Zahl bezeichnet. Diese wird mit der Referenztemperatur $T_r = T_{ad}^2 / (T_{ad} - T_\alpha)$ in die für die Beschreibung der Struktur von Flammen mit Einschritt-Kinetik entwickelte Zeldovich-Zahl

$$Ze = \frac{E (T_{ad} - T_\alpha)}{R T_{ad}^2} \quad (4.25)$$

überführt. Dabei steht T_{ad} für die adiabate Flammentemperatur. Neben diesen Kennzahlen gibt es solche, die die Transportvorgänge miteinander in Beziehung setzen. Für das hier beschriebene Problem gilt die Lewis-Zahl:

$$Le_i = \frac{\lambda_r}{[\rho_g D_{i,g}]_r c_{pr}} \quad (4.26)$$

Eine Abschätzung für den Fall einer eindimensionalen Flamme mit der Flammendicke l_f als Referenzlänge ($\rightarrow$ Kap. 5.1) und der adiabaten Flammentemperatur als Referenztemperatur zeigt, daß die Peclet-Zahlen deutlich kleiner und die Damköhler-Zahlen deutlich größer sind als 1. Hieraus folgt, daß in der Reaktionszone der Flammenfront die konvektiven Anteile in den Bilanzgleichungen gegenüber der Diffusion und Reaktion vernachlässigbar sind. Eine äquivalente Aussage kann über die Zeldovich-Zahl abgeleitet werden. Infolge der großen Aktivierungsenergien bei der Verbrennung ist diese deutlich größer als 1. Die Reaktions-schichtdicken werden demnach sehr dünn ($\rightarrow$ Kap. 5.1). Die Reaktionszone der Flammenfront kann dann als Gleichgewicht aus Diffusion und Quellterm dargestellt werden. Diese Erkenntnis ist die Grundlage der thermischen Flammentheorie nach Zeldovich und Frank-Kamenetzki [38]. Zudem verlaufen die Transportprozesse in Gasen nahezu gleich schnell, so daß die Lewis-Zahl fast eins beträgt und über weite Bereiche nahezu konstant ist.

4.5 Basisgleichungen für eine analytische Berechnung

Die Modellierung sieht neben der numerischen Behandlung der Gleichungen 4.4-4.9 die Entwicklung einer analytischen Lösung zur Bestimmung von Flamm- und Körperwandtemperaturen sowie Flammabständen von der Körperwand vor (Modellansatz 3). Für die Betrachtung wird die äußere Verbrennungszone mit einer Ausdehnung von weniger als 2 mm als planare Vormischflamme behandelt. Ferner werden die Erhaltungsgleichungen in eine dimensionslose Form überführt. Unter Berücksichtigung einer konstanten Reaktionsenthalpie $\Delta h_{R,i}$ und Wärmekapazität c_p werden folgende Referenzgrößen gewählt:

$$L = \lambda / (c_p \dot{M}'') \quad (4.27)$$

$$T_r = \Delta h_{R,i} / c_p = HCP_{i,Kb} \quad (4.28)$$

Der Stoffwert HCP_i ist auf die Mitteltemperatur zwischen Körperwand und Flammenfront zu beziehen (Index Kb). Für den Fall einer konstanten Lewis-Zahl ergeben sich die folgenden dimensionslosen Bilanzgleichungen:

$$\frac{dw_i}{dx^*} = \frac{1}{Le_i} \frac{d^2 w_i}{dx^{*2}} - W_i^* \quad (4.29)$$

$$\frac{dT^*}{dx^*} = \frac{d^2 T^*}{dx^{*2}} + W_i^* \quad (4.30)$$

mit

$$W_i^* = |\kappa_i| \dot{M}_i \frac{(\lambda / c_p)}{\dot{M}''^2} \dot{r}_{Hom} \quad (4.31)$$

Die Gleichungen 4.29 und 4.30 zeigen, daß für Lewis-Zahlen von 1 eine Ähnlichkeit zwischen den Konzentrationsprofilen $w_i(x^*)$ und dem dimensionslosen Temperaturprofil $T^*(x^*)$ besteht. Darüber hinaus kann eine Beziehung zwischen der Sauerstoff- und Brennstoffkonzentration abgeleitet werden. Unter Zugrundelegung eines linearen Ansatzes der Form

$$w_{O_2} = w_{O_2,b} + C w_B \quad (4.32)$$

erhält man bei einem Vergleich der beiden Stofferhaltungsprofile im Fall von Methan und Lewis-Zahlen von 1 für die Konstante C einen Wert von 4.

4.6 Numerische Behandlung der Erhaltungsgleichungen

Die simultane Lösung der Stofferhaltungsgleichungen für Sauerstoff und Brennstoff sowie der Energiegleichung der Modellansätze 1 und 2 kann nur auf numerischem Wege erfolgen. Die Lewis-Zahlen für Methan und Sauerstoff unterscheiden sich geringfügig von eins und sind über einen weiten Temperaturbereich nahezu konstant. Daher wird für die numerische Modellierung auf den Zusammenhang zwischen Sauerstoff und Brennstoff der Gleichung 4.32 zurückgegriffen. Damit reduziert sich die Zahl der zu lösenden Erhaltungsgleichungen auf zwei. Im folgenden soll skizziert werden, wie aus den Erhaltungsgleichungen sowie Rand- und Übergangsbedingungen eine Lösung ermittelt werden kann.

4.6.1 Einführung eines geeigneten Gitters

Die Differentialgleichungen werden mit Hilfe der Methode der finiten Differenzen gelöst. Dabei ersetzt man die Differentialquotienten durch Differenzenquotienten. Für die Erstellung des Gitters muß berücksichtigt werden, daß innerhalb der Katalysatorschicht und Randzone sehr große Gradienten auftreten können. Dies verlangt in diesen Bereichen eine feine Diskretisierung. Daher werden drei Gitterzonen für die Beschreibungsfelder Faserkörperwand, Katalysatorschicht und Randzone mit unterschiedlichen Gitterabständen gewählt. Das Gitter innerhalb des Beschreibungsfeldes hat eine äquidistante Einteilung:

Brennerkörperwand

$$r(i) = R_E + \frac{(i-1)}{N_i} (R_K - \delta_{Kat} - R_E) \quad 1 \leq i \leq N_i + 1 \quad (4.33)$$

Katalysatorschicht

$$r(j) = R_K - (1 - \frac{(j-1)}{N_j}) \delta_{Kat} \quad 1 \leq j \leq N_j + 1 \quad (4.34)$$

Randzone

$$r(k) = R_K + \frac{(k-1)}{N_k} (R_b - R_K) \quad 1 \leq k \leq N_k + 1 \quad (4.35)$$

N_i , N_j und N_k bezeichnen die Anzahl der Gitterpunkte in den jeweiligen Beschreibungsfeldern. Aufgrund der guten Isolationswirkung des Brennerkörpers ist eine Änderung des Brennstoff- und Temperaturprofils erst zum Austritt hin zu erwarten. Der Innenradius R_E der

Brennerwand wird daher zur Verringerung der Gitteranzahl von 20 mm auf 35 mm heraufgesetzt. Bei der Wahl der Anzahl der Gitterpunkte muß ein Optimum zwischen der Genauigkeit der Ergebnisse infolge einer sehr feinen Diskretisierung und vertretbaren Rechenzeiten gefunden werden. Die Variation der Gitteranzahl zeigte, daß bei einer Gitterwahl von 90/70/70 keine wesentlich besseren Ergebnisse erzielt werden konnten.

4.6.2 Differenzenquotienten

Die vorhandenen Differentialquotienten werden im Inneren eines Beschreibungsfeldes durch zentrale, äquidistante Differenzen-Quotienten zweiter Ordnung ersetzt. Für die erste und die zweite Ableitung der Temperatur ist zum Beispiel zu setzen:

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_r = \frac{T_{r+\Delta r} - T_{r-\Delta r}}{2\Delta r} + O(\Delta r^2) \quad (4.36)$$

$$\left. \frac{d^2T}{dr^2} \right|_r = \frac{T_{r+\Delta r} - 2T_r + T_{r-\Delta r}}{\Delta r^2} + O(\Delta r^2) \quad (4.37)$$

Die örtlichen Ableitungen für die Konzentration sind analog anzusetzen. Dabei ist $O(\Delta r^2)$ ein Term der Ordnung Δr^2 , der bei der weiteren Berechnung vernachlässigt wird. Der durch diese Vereinfachung entstehende Fehler wird mit steigender Anzahl der Gitterpunkte kleiner.

Bei der Verwendung zentraler Differenzen müssen die Ränder der Beschreibungsfelder besonders beachtet werden. Auf der Innenseite der Brennerkörperwand ergeben sich hier keine Probleme, da diese Gitterpunkte mit konstanten Werten besetzt sind. Für alle weiteren Randpunkte sind die vorhandenen Differenzialquotienten über Vorwärts- und Rückwärtsgradienten zweiter Ordnung zu ermitteln. Aus einer Taylor-Reihe zweiter Ordnung ergibt sich beispielweise für die Temperatur T:

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r+\Delta r} = \frac{3T_{r+\Delta r} - 4T_r + T_{r-\Delta r}}{2\Delta r} + O(\Delta r^2) \quad (4.38)$$

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r-\Delta r} = \frac{T_{r+\Delta r} - 4T_r + 3T_{r-\Delta r}}{2\Delta r} + O(\Delta r^2) \quad (4.39)$$

4.6.3 Ablauf der Berechnung

Lösen eines nichtlinearen Gleichungssystems

Gesucht werden die Brennstoffkonzentration und Temperatur in jedem Gitterpunkt. Dies entspricht $2 \times (N_i + N_j + N_k)$ Unbekannten. Bei Substitution der Differentialquotienten durch die Differenzenquotienten der Gleichungen 4.36 und 4.37 sowie nach Ordnung der Temperaturen und Konzentrationen erhält man an einem beliebigen Gitterpunkt r innerhalb einer Beschreibungszone ein nichtlineares Gleichungspaar der Form:

Energiebilanz

$$f(T_{r+\Delta r}^2; T_{r+\Delta r}; T_r; T_{r-\Delta r}^2; T_{r-\Delta r}; T_{r+\Delta r}T_{r-\Delta r}; w_{B,r}) = 0 \quad (4.40)$$

Stoffbilanz

$$f(T_{r+\Delta r}; T_r; T_{r-\Delta r}; w_{B,r+\Delta r}; w_{B,r}; w_{B,r-\Delta r}) = 0 \quad (4.41)$$

Dies entspricht im gesamten Beschreibungsfeld einer Anzahl von $2 \times (N_i + N_j + N_k) - 8$ Gleichungen. Die übrigen acht Gleichungen resultieren aus den Rand- und Übergangsbedingungen, die unter Verwendung der Gleichungen 4.38 und 4.39 diskretisiert werden. Somit wurde das Differentialgleichungssystem auf ein nichtlineares Gleichungssystem der Ordnung $[2 \times (N_i + N_j + N_k)]^2$ zurückgeführt. Eine Lösung erfolgt mit dem Rechenprogramm DNEQNF der KFA. Das Programm löst ein System nichtlinearer Gleichungen auf der Basis eines modifizierten Powell Hybrid Algorithmus und einer Finite-Differenzen-Approximation der Jacobi-Matrix. Eine ausführliche Beschreibung ist der Arbeit von More et al. [39] zu entnehmen. Die rechte Begrenzung der Nachverbrennungszone ($r = R_b$) ist zunächst unbekannt. Deren Bestimmung ergibt sich aus einer Variation der Ortskoordinate R_b . Die Lösung ist erreicht, wenn das Abbruchkriterium $w_B(r = R_b) = 0$ erfüllt ist.

Bestimmung der Startprofile

Die Konvergenz des zuvor beschriebenen numerischen Verfahrens ist abhängig von der Wahl günstiger Startprofile. Für deren Bestimmung wird jede Zone getrennt nach dem zuvor erläuterten mathematischen Verfahren behandelt. Es folgt eine Schätzung der Anfangsprofile von Temperatur und Konzentration in den einzelnen Zonen. Dabei wird angenommen, daß die Temperatur linear ansteigt und die Brennstoffkonzentration linear fällt. Die Zonenrandwerte an den Stellen $R_{K-\delta}$, R_K und R_b für Temperatur und Brennstoffkonzentration werden geschätzt ($\rightarrow$ Abb. 4.2). Ausgehend von der äußeren Randzone werden dann nacheinander unter Berücksichtigung integraler Bilanzen Profile entwickelt, die der eigentlichen Lösung bereits sehr ähnlich sind. Diese Schritte werden im folgenden skizziert ($\rightarrow$ Abb. 4.2).

Randzone und Katalysator

Die Brennstoffkonzentrations- und Temperaturprofile in der Randzone werden auf der Basis des Modellansatzes 2 bestimmt ($\rightarrow$ Kap. 4.3). Dazu wird der Umsatzgrad im Katalysator geschätzt. Gleichzeitig liefert die Berechnung der Profile in der Randzone die Werte auf dem Körperperrand: Temperatur T_K und die Gradienten $dT/dr|_3$ sowie $dw/dr|_3$. Diese Werte werden für die Bestimmung des Startprofils der Katalysatorzone verwendet.

Die Randbedingungen am Katalysatoraustritt entsprechen den differenziellen Bilanzen 4.14 und 4.15. Die Gradienten $dT/dr|_3$ sowie $dw/dr|_3$ sind gleich den in der Randzone ermittelten Werten. Der Wärmestrom $\dot{Q}_{K \leftarrow W}$ und die Wärmeleitfähigkeiten werden mit der bekannten Körperoberflächentemperatur T_K berechnet. Den Gasstrahlungsanteil und die Rückstrahlung setzt man zu 0. Der linke Rand wird durch die folgenden integralen Bilanzen beschrieben:

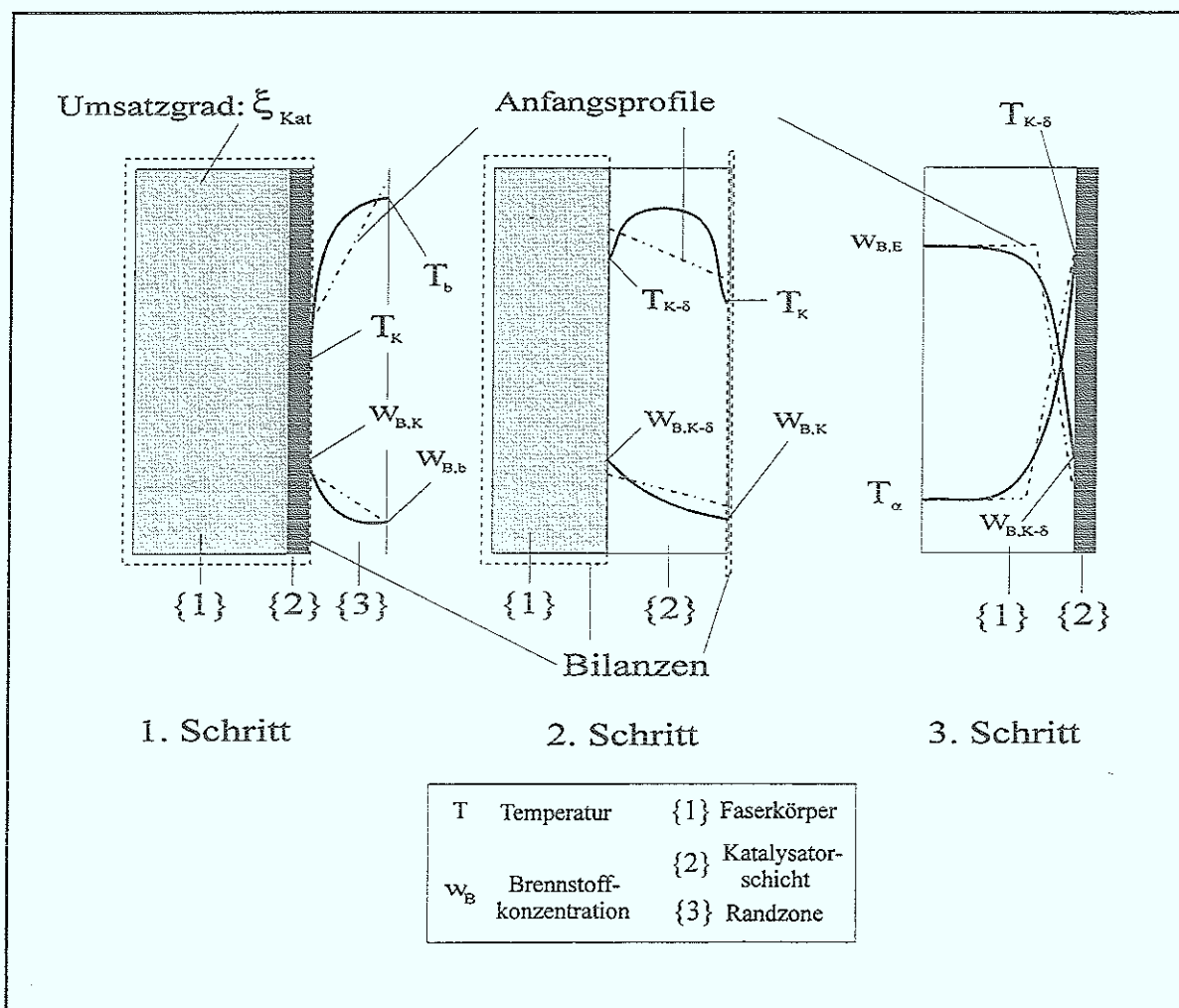


Abb. 4.2 Bestimmung der Startprofile

$$r = R_K - \delta_{Kat} : \quad \dot{m} c_p(T_m) (T_{K-\delta} - T_a) = A_{K-\delta} \lambda_{Iso}(T_{K-\delta}) \left. \frac{dT}{dr} \right|_2 \quad (4.42)$$

$$r = R_K - \delta_{Kat} : \quad \dot{m} (w_{B,K-\delta} - w_{B,E}) = A_{K-\delta} (\rho_g D_{B,g})_{K-\delta} \left. \frac{dw}{dr} \right|_2 \quad (4.43)$$

An der Schnittstelle $r = R_K$ sind durch die Wahl der Randbedingungen die links- und rechtsseitigen Temperaturen und Konzentrationsgradienten identisch. Es erfolgt ein Vergleich der rechts- und linksseitigen Konzentrationen w_K durch Variation des Umsatzgrades. Die Iteration ist beendet, wenn diese Konzentrationen übereinstimmen.

Brennerkörperwand

An der Übergangsstelle zwischen Faserkörper und Katalysatorschicht werden die zuvor ermittelte Temperatur $T_{K-\delta}$ und Konzentration $w_{K-\delta}$ als Randbedingungen gesetzt. Der linke Rand entspricht dem Eintrittszustand nach Gleichung 4.10.

5.0 Untersuchung unbeschichteter Brennerkörper

Zündet man das aus dem porösen Faserzylinder austretende Brennstoff/Luft-Gemisch, so bewegt sich die Flammenfront mit der Flammenfrontgeschwindigkeit $\vec{v}_{F,n}$, ausgehend vom Zündfunken, der Strömung entgegen. Es stellt sich ein stationärer Zustand ein ($\vec{v}_{F,n} = 0$), der dadurch bestimmt ist, daß lokal die zur Flammenfront normale Komponente der Anströmgeschwindigkeit gleich der Brenngeschwindigkeit ist. Die laminare Brenngeschwindigkeit $\vec{s}_L$ ist diejenige Geschwindigkeit, mit welcher sich eine Flamme in der Richtung normal zur Front relativ zum unverbrannten Gemisch ausbreitet. Zwischen Geschwindigkeit der Flammenfront $\vec{v}_{F,n}$, Strömungsgeschwindigkeit $\vec{v}_{u,n}$ und Brenngeschwindigkeit $\vec{s}_L$ besteht der Zusammenhang

$$\vec{v}_{F,n} = \vec{v}_{u,n} + \vec{s}_L . \quad (5.1)$$

Übliche laminare Brenngeschwindigkeiten von Kohlenwasserstoffflammen im technisch interessanten Luftzahlbereich ($1,1 \leq \lambda \leq 1,3$) liegen zwischen 20 cm/s und 40 cm/s. Der Vergleich mit den Anströmgeschwindigkeiten des Brenners von $v_u = 4-6$ cm/s zeigt, daß ein stationärer Zustand nur durch Senken der Brenngeschwindigkeiten und damit Senken der Flammentemperaturen durch zusätzliche Wärmeabfuhr aus der Flammenzone erreicht werden kann.

Vergleicht man die unterschiedlichen Strahlungsbrennerkonzepte der Literatur, so ist zu unterscheiden zwischen der Stabilisierung der Flamme außer- und innerhalb der Brennermatrix ($\rightarrow$ Kap. 2.2). Die Abbildung 5.1b gibt die Temperaturprofile von Gas und Feststoff bei einer Stabilisierung der Flamme innerhalb des Faserkörpers wieder. Darüber hinaus zeigt die Abbildung den prinzipiellen Wärmetransportmechanismus der Gas- und Feststoffphasen in der Reaktionszone. Das Gas wird dabei die infolge der Gasphasenreaktion produzierte Wärme (R) durch Wärmeleitung in die Anströmung (LG) und Konvektion an den Feststoff (Kv) abbauen. Der vom Feststoff aufgenommene Konvektionsstrom ist gleich der durch Feststoffstrahlung (SS) und Feststoffleitung (LS) aus der Systemgrenze abfließenden Energie.

Auf der Grundlage der Darstellung des Kapitels 3.3 erfolgt eine qualitative Bewertung einer möglichen Stabilisierung der Reaktionszone innerhalb des Brennerkörpers. Aufgrund des geringen Faserdurchmessers von 3 μm wird davon ausgegangen, daß der in der Abbildung skizzierte lokale Unterschied zwischen Gas- und Feststofftemperatur sich nicht einstellt. Zudem kann bei einer Faserkeramik der Feststoffleitungsanteil vernachlässigt werden. Der Abtransport durch Feststoffstrahlung wird durch die hohe optische Dichte der Körpermatrix erschwert. Bei einer mittleren Extinktion von 8000 1/m können die zum Einsatz kommenden Körper schon bei einer Schichtdicke von 0,25 mm als optisch dicht gelten, d.h. die Strahlung legt innerhalb des Mediums nur einen kurzen Weg zurück, bevor sie absorbiert wird. Die

letztendlich aus dem Körper austretende Strahlung reicht nicht aus, einen stabilen Wärmehaushalt im Inneren zu gewährleisten. Diese Aussage konnte durch mathematische Untersuchungen bestätigt werden. Dabei lieferte die numerische Behandlung der Erhaltungsgleichungen 4.4-4.9 unter der Voraussetzung einer vollständigen Verbrennung innerhalb des Brennerkörpers keine physikalisch sinnvolle Lösung. Folglich muß es zu einer Stabilisierung der Flamme außerhalb der Fasermatrix kommen.

In der Abbildung 5.1a ist der Wärmefluß für den Fall einer aufsitzenden Flamme dargestellt. Die in der Reaktionszone der Flamme produzierte Wärmemenge wird infolge Wärmeleitung zur Körperoberfläche transportiert. Ein Teil der zur Oberfläche transportierten Energie wird infolge Festkörperstrahlung an die Wärmeaustauscherwand ausgekoppelt. Diese zusätzliche Wärmeabfuhr hat die Herabsetzung der Flammentemperaturen zur Folge. Sie gewährleistet, neben einer geringeren NO_x -Produktion von unter 10 ppm, die für die Stabilität notwendige Absenkung der laminaren Brenngeschwindigkeit. Eine veränderte Einstellung der Luftzahl oder Leistungsdichte hat eine Veränderung der Position der Reaktionszone zur Folge. Die Erhöhung einer der beiden Betriebsparameter führt zum Abheben der Flamme. Umgekehrt wandert die Reaktionszone bei Erniedrigung der Luftzahl auf den Körper zu bzw. erlischt bei Unterschreiten einer gewissen Leistungsdichte. Diese Zusammenhänge werden im weiteren untersucht.

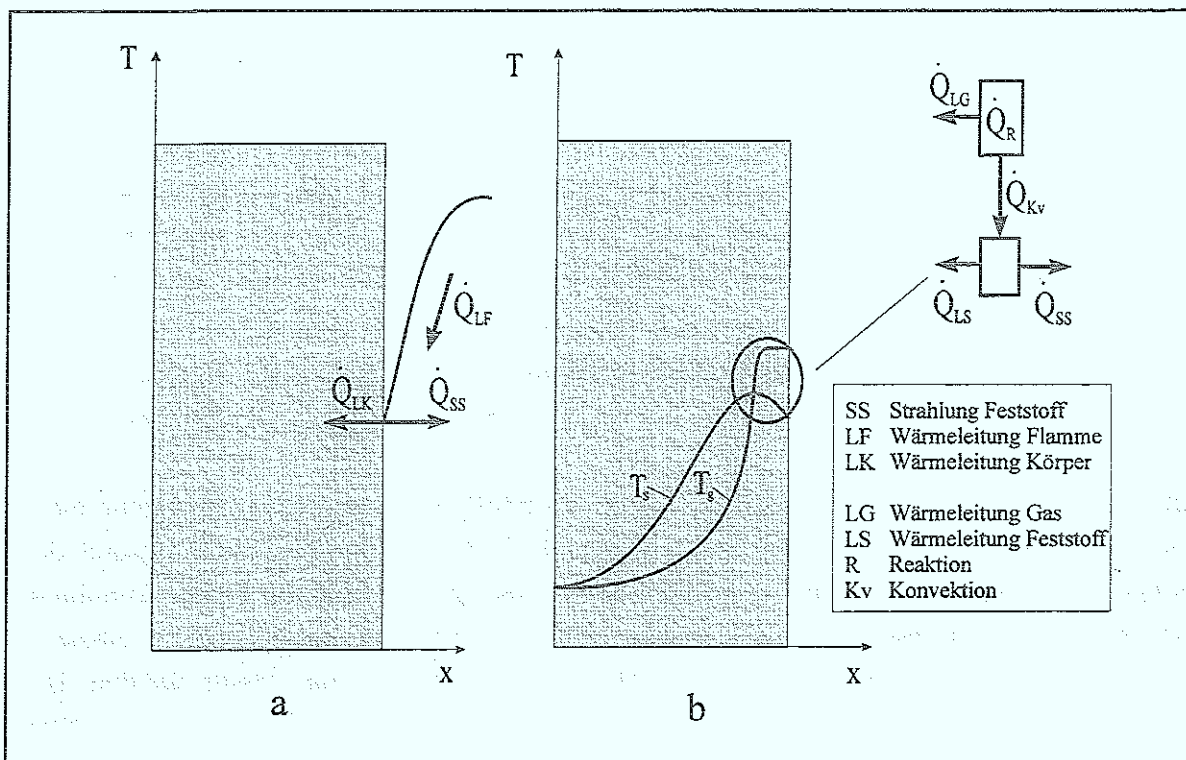


Abb. 5.1 Wärmetransportmechanismen und Temperaturprofile inner- und außerhalb des Brennerkörpers

5.1 Stationäre ebene Flammen

5.1.1 Grundlagen

Es wird eine stationäre, ebene Flammenfront betrachtet. Die Absolutwerte der Strömungs- und Brenngeschwindigkeiten sind dann gleich. Für ein mageres Gemisch ergeben sich die in der Abbildung 5.2 schematisch dargestellten Profile der Temperatur und Konzentrationen. Hinter der Flammenfront ist der Brennstoff vollständig verbraucht. Unter der Annahme eines leicht überstöchiometrischen Gemisches ergibt sich hinter der Flammenfront eine Restsauerstoffkonzentration $w_{O_2,b}$. Gleichzeitig erhöht sich die Temperatur vom Ausgangszustand T_α auf die der Mischung entsprechende adiabate Flammentemperatur T_{ad} . Das Gebiet in der Umgebung der Flammenfront wird in drei Bereiche eingeteilt: Vorwärmzone, Reaktionszone und Gleichgewichtszone. Der Übergang "Vorwärmzone-Reaktionszone" wird durch den Wendepunkt im Zustand T_0 definiert. Durch Wärmeleitung aus der Reaktionszone entgegen der Strömungsrichtung wird das Gemisch in der Vorwärmzone kontinuierlich aufgeheizt. Gleichzeitig diffundieren Verbrennungsprodukte zurück in das ankommende Gemisch und die Reaktanden Brennstoff und Sauerstoff in die Reaktionszone. Erst in der Reaktionszone findet der eigentliche chemische Umsatz statt. Die Temperatur T_0 ist die für den jeweiligen Brennstoff charakteristische stationäre Zündtemperatur. Sie ist zu unterscheiden von der Selbstzündtemperatur des Brennstoffes. Für stationäre Vormischflammen kann diese

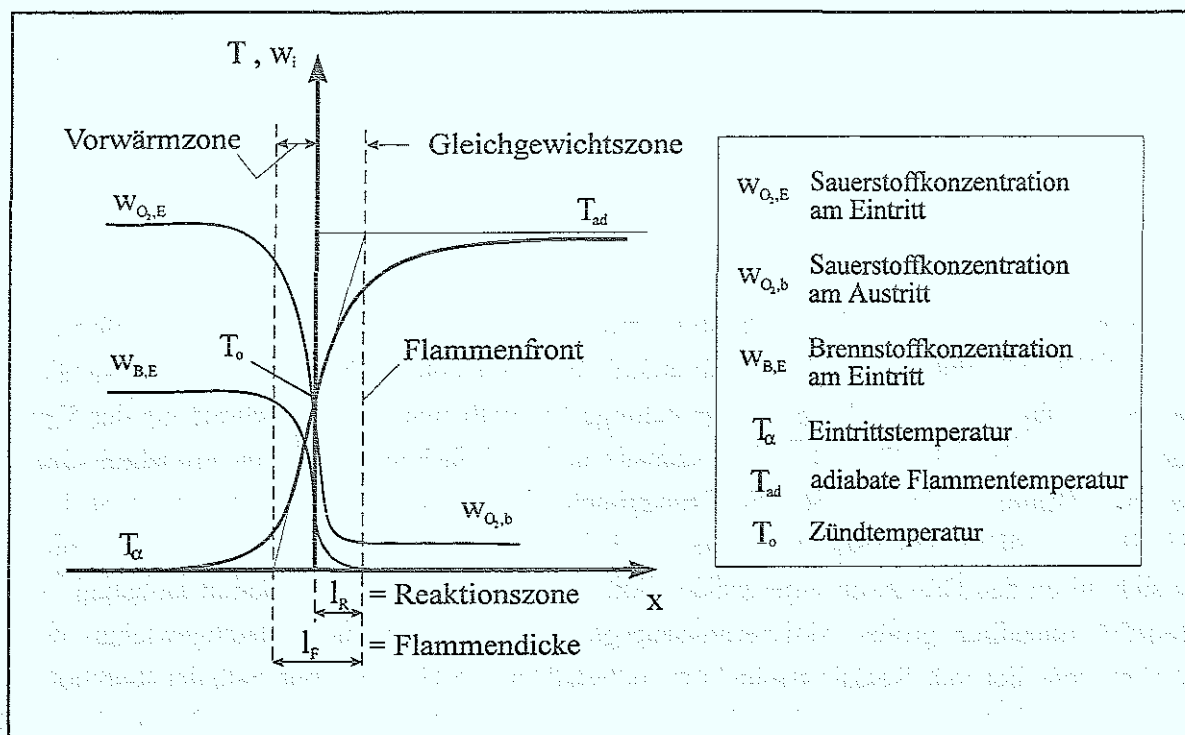


Abb. 5.2 Stationäre eindimensionale Flamme

Zündtemperatur als Starttemperatur für die Radikalbildung in der Reaktionszone charakterisiert werden. Für Methan bei Umgebungsdruck und Luftzahlen zwischen $1,1 < \lambda < 1,3$ ist die Zündtemperatur nahezu unabhängig von der Luftzahl. Sie liegt nach Göttgens et al. [40] für den genannten Luftzahlbereich zwischen 1070-1030 °C. Die Ausdehnung der Vorwärmzone ist definiert als Schnitt der Wendetangente mit der horizontalen Achse durch T_α und dem Beginn der Reaktionszone bei T_0 . Aus der Differentialgleichung 4.30 wird die Steigung an der Stelle T_0 berechnet. Es ergibt sich daraus für die Länge der Vorwärmzone ($\rightarrow$ Abb 5.2):

$$l_F - l_R = \frac{\frac{\lambda}{c_p} \Big|_{T_0}}{\rho_{g,\alpha} s_L} \quad (5.2)$$

Dabei entspricht s_L der laminaren Brenngeschwindigkeit. Zu deren Berechnung wird in Kapitel 10.3 eine analytische Berechnungsgleichung abgeleitet. Charakteristische Werte sind der Abbildung 5.3 zu entnehmen. Für die Reaktionsschichtdicke l_R gilt:

$$l_R = \frac{l_F}{Ze} \quad (5.3)$$

Die Dicke der Vorwärmzone beträgt demnach bei Umgebungsbedingungen und einer Wendepunkttemperatur ϑ_0 von 1050 °C im Bereich $1,0 \leq \lambda \leq 1,4$ ca. 0,2-0,4 mm. Im Vergleich dazu ist die Länge der Reaktionsschicht um etwa eine Größenordnung kleiner. Daher wird die Flammendicke gleich der Dicke der Vorwärmzone gesetzt. Im Grenzfall unendlich großer Zeldovich-Zahlen, d.h. unendlich großer Aktivierungsenergien, wird die Reaktionsschicht unendlich dünn.

5.1.2 Thermische Flammentheorie

Eine wegweisende theoretische Behandlung stationärer eindimensionaler Flammen liefert die bereits 1938 formulierte thermische Flammentheorie von Zeldovich und Frank-Kamenetzki [38]. Sie ist das klassische Beispiel einer gelungenen mathematischen Beschreibung der Verbrennung vorgemischter Gase. Durch systematische Vereinfachungen, z.B. die Annahme einer Einschnitt-Bruttoreaktion, werden die Grundgleichungen in eine lösbare Form gebracht. Das besondere Verdienst von Zeldovich und Frank-Kamenetzki liegt darin, die Vereinfachung, die sich durch den Grenzwert einer großen Aktivierungsenergie ergibt, erkannt zu haben. Im Grenzfall unendlich großer Aktivierungsenergien wird die zwischen Gleichgewichts- und Vorwärmzone liegende Reaktionsschicht unendlich dünn ($\rightarrow$ Gl. 5.3). Innerhalb der Reaktionszone kann dann der konvektive Wärme- und Stofftransport gegenüber dem diffusiven Transport und der Reaktion vernachlässigt werden. Die Gültigkeit dieser Vereinfachung ist bereits

im Kapitel 4.4 mit Hilfe der Abschätzung von Kennzahlen gezeigt worden. Zeldovich und Frank-Kamenetzki haben somit, ohne dies explizit auszudrücken, eine asymptotische Theorie für große Aktivierungsenergien ($Ze \rightarrow \infty$) mit allen dafür charakteristischen Einzelheiten geliefert. Auf dieser Grundlage kann eine Berechnungsgleichung für die laminare Brenngeschwindigkeit abgeleitet werden ($\rightarrow$ Kap. 10.3).

Eine analytische Behandlung des Differentialgleichungssystems (4.29 und 4.30) ist möglich, wenn die Reaktionsgeschwindigkeit als eine Funktion der Temperatur dargestellt werden kann. Dazu müssen Kopplungsbeziehungen der Form $c_B(T)$ und $c_{O_2}(T)$ formuliert werden. Als einzige verbleibende Differentialgleichung beschreibt dann die Energiegleichung (4.30) den Verlauf der Profile in x - Richtung. Die Herleitung der Kopplungsbeziehungen sowie eine ausführliche Ableitung der laminaren Brenngeschwindigkeit sind im Anhang aufgeführt ($\rightarrow$ Kap. 10.3). Für die laminare Brenngeschwindigkeit gilt hiernach:

$$S_L = \sqrt{2k_0 \frac{\left(\frac{\rho_{g,ad}}{\rho_{g,\alpha}}\right)^2 \left(\frac{\lambda}{c_P}\right)_{ad}}{(T_{ad}-T_\alpha)^2}} S_{ad} \frac{T_{ad}^2}{E/R} e^{(-\frac{E/R}{2T_{ad}})} \quad (5.4)$$

$$S_{ad} = Le_B \frac{|\kappa_B|}{M_{O_2}} w_{O_2,b} + 2Le_B Le_{O_2} \frac{|\kappa_{O_2}|}{M_B} \frac{T_{ad}^2}{E/R HCP_{B,ad}} \quad (5.5)$$

Die adiabate Flammentemperatur ergibt sich aus einer integralen Gesamtbilanz zwischen Flammenfrontaustritt und Zuströmung:

$$T_{ad} = HCP_{B,ad}(\lambda, T_\alpha) w_{B,E} + T_\alpha \quad (5.6)$$

Die Stoffgröße HCP_B ist ein Ausdruck für den Quotient aus Reaktionsenthalpie und spezifischer Wärmekapazität. Diese ist in Gleichung 5.5 auf den Zustand der Reaktionszone zu beziehen ($\rightarrow$ Kap. 10.3). Sie wird als konstant angenommen und beträgt im Mittel 33000 K. Um die Abhängigkeit der adiabaten Flammentemperatur von den Einflußparametern Luftzahl und Eintrittstemperatur zu berücksichtigen, wird der Stoffwert HCP_B in Gleichung 5.6 als Funktion dieser Parameter angesetzt. Die Anpassung erfolgte an numerisch ermittelte Literaturdaten nach Peters [41] für die adiabate Flammentemperatur. Die Funktion ist im Anhang dargestellt ($\rightarrow$ Gl. 10.3). Der Ansatz zur Berechnung laminarer Brenngeschwindigkeiten (Gl. 5.4-5.6) dient der Bestimmung der reaktionskinetischen Parameter Aktivierungsenergie E und Frequenzfaktor k_0 homogener Gasphasenreaktionen.

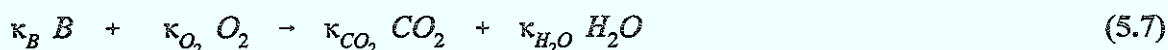
5.2 Kinetik der homogenen Gasphasenreaktion

Befinden sich die an einer Reaktion beteiligten Reaktionspartner im selben Phasenzustand, liegt eine homogene Reaktion vor. Sie spielt eine wichtige Rolle bei Verbrennungsvorgängen in Flammen. Bei den hohen Verbrennungstemperaturen entstehen während des Umsatzes gasförmiger Brennstoffe Zwischenprodukte mit katalytischen Eigenschaften. Diese gasförmigen Radikale (O, H und OH) beschleunigen in nachfolgenden Kettenreaktionen oder Kettenverzweigungen den Umsatz bei den Verbrennungsreaktionen. Nach Göttgens et al. [40] liegen die Zündtemperaturen für das Einsetzen der Radikalbildung stationärer Kohlenwasserstoffflammen zwischen 1000 und 1100 °C .

Eine exakte Berechnung der Reaktionsgeschwindigkeit einer Flamme setzt die Kenntnis der Reaktionswege bei der Oxidation des Brennstoffes zur vollständigen Beschreibung der Reaktionsschemata voraus. Die Elementarreaktionen in Verbrennungsprozessen sowie Reaktionswege bei der Oxidation von Methan wurden durch Warnatz beschrieben [42]-[43]. Nach Peters [44] können für die Oxidation von Wasserstoff bis zu 20 Elementarreaktionen, für diejenige von Methan bis zu 150 Schritte als wichtig angesehen werden. Die reaktionskinetischen Stoffgrößen der wichtigsten Elementarreaktionen zur Beschreibung von Kohlenwasserstoffflammen bis Propan ist der Arbeit von Peters und Rogg [45] zu entnehmen.

Da die Beschreibung des Reaktionsweges mit 20 und mehr Elementarschritten sehr komplex wird, ist die Berechnung sehr aufwendig. Obwohl viele Reaktionsschemata bereits so aufgebaut sind, daß sie nur die für die jeweilige Anwendung wichtigsten Reaktionen enthalten, besteht durchaus die Möglichkeit, die Zahl der zu lösenden Differentialgleichungen weiter zu reduzieren, ohne auf wichtige Reaktionen oder Komponenten von vornherein zu verzichten. Eine dieser Möglichkeiten besteht in der Annahme der Stationarität chemischer Komponenten, eine zweite in der Annahme chemischen Gleichgewichtes. Hierüber wird systematisch die Reduktion von Elementarreaktionen zu Globalreaktionen vorgenommen.

Über die Behandlung und Reduktion detaillierter Reaktionsmechanismen existiert eine reichhaltige Literatur, s. z.B. [44]-[45]. Dies führt für Vormischflammen im Fall von Methan auf einen globalen Vierschritt-Mechanismus. Bei Drücken oberhalb von $p = 1$ bar kann das vereinfachte Schema für Methan auf einen Dreischritt-Mechanismus weiter reduziert werden. Dies wurde von Peters und Williams [46] gezeigt. Unter der Annahme einer vollständigen Verbrennung kann eine quantitative Beschreibung des zeitlichen Ablaufs der Reaktion auf der Basis der Bruttoreaktionsgleichung



durch einen sogenannten formalkinetischen Reaktionsgeschwindigkeitsansatz erfolgen. Es hat sich der folgende Produktansatz bewährt:

$$\dot{r} = k(T) f(c) = k(T) c_B^a c_{O_2}^b. \quad (5.8)$$

Die Exponenten a und b stellen die Reaktionsordnung dar. Sie können bei Bruttoreaktionen von den stöchiometrischen Koeffizienten abweichen. Der Geschwindigkeitskoeffizient k ist vor allem eine Funktion der Temperatur. Er beschreibt die Häufigkeit der reaktiven Stöße zwischen den reagierenden Molekülen. Entscheidend für den Ablauf der Reaktion ist jedoch nicht nur die Häufigkeit der Zusammenstöße reaktionsfähiger Moleküle, sondern auch, daß bei diesen Zusammenstößen ein charakteristischer Schwellwert der Potentialenergie der Moleküle überschritten wird. Diese Mindestenergie wird Aktivierungsenergie genannt. Der Geschwindigkeitskoeffizient läßt sich durch einen Ansatz nach Arrhenius der Form

$$k(T) = k_0 T^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (5.9)$$

beschreiben. In dieser Darstellung stellt E die Aktivierungsenergie, k_0 den Frequenzfaktor und n einen Temperaturkoeffizienten dar. Der Temperaturexponent n kann bei Ableitung der

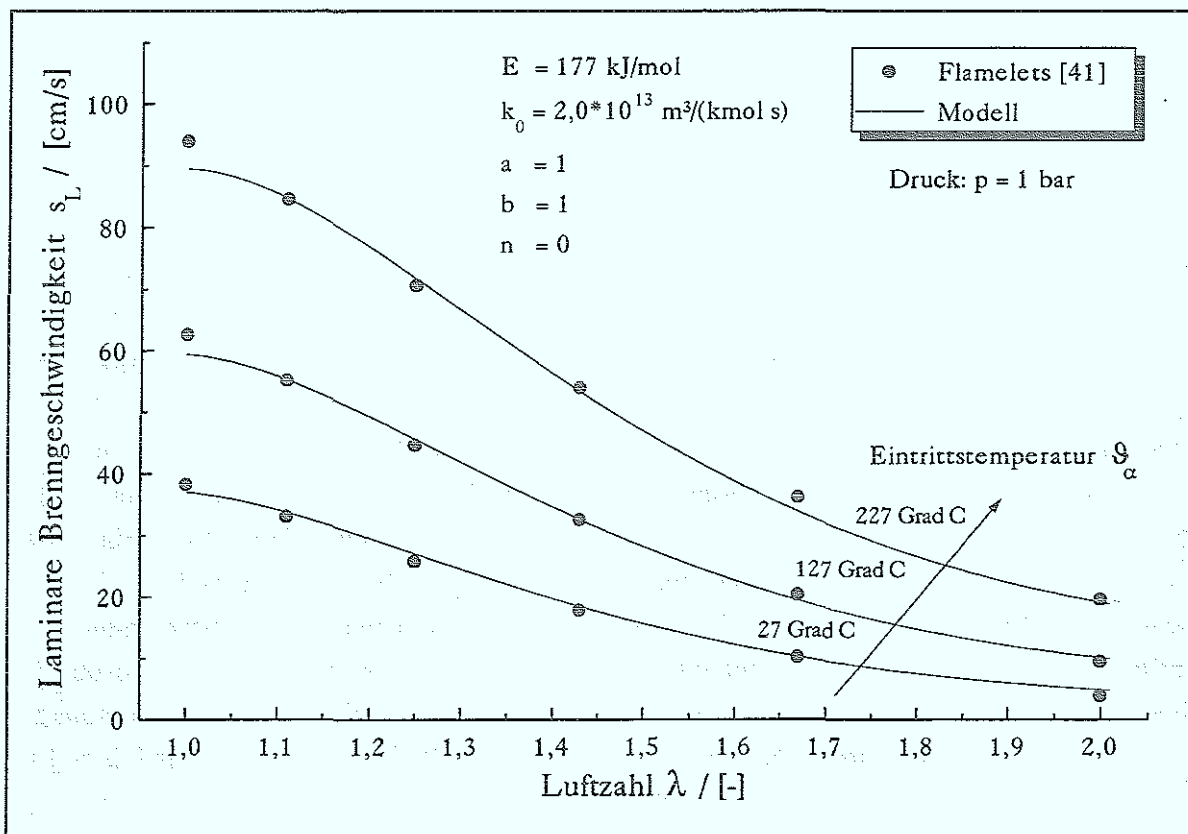


Abb. 5.3 Anpassung der Bruttoreaktion an Literaturdaten

Arrhenius-Gleichung aus der statistischen Mechanik zu 0,5 bestimmt werden. Bei vormischenden Kohlenwasserstoffflammen und Verwendung einer Einschnitt-Kinetik kann nach Westbrook und Dryer [47] n zu Null gesetzt werden. Zur Bestimmung der reaktionskinetischen Parameter Aktivierungsenergie und Frequenzfaktor wird wie folgt verfahren:

Die thermische Flammentheorie lieferte einen analytischen Ausdruck für die laminare Brenngeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Luftzahl λ und Eintrittstemperatur T_α . Die hierin unbekannten kinetischen Parameter - Frequenzfaktor und Aktivierungsenergie - werden durch ein Optimierungsverfahren ermittelt. Dabei wird die analytische Gleichung für die adiabate Brenngeschwindigkeit in einem weiten Bereich von Luftzahl und Eintrittstemperatur an Literaturdaten [41] dahingehend angepaßt, daß für eine bestimmte Wahl der reaktionskinetischen Parameter die Abweichungen in den Brenngeschwindigkeiten im untersuchten Betriebsbereich minimal werden. Da der Verbrennungsdruck im Brennerbetrieb konstant $p = 1$ bar beträgt, ist die Druckabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit nicht berücksichtigt worden. Bei den Literaturangaben handelt es sich um einen Datensatz, der Ergebnisse numerischer Flammenberechnungen enthält. In dieser Bibliothek, auch "Flamelet-Library" genannt, werden die Temperatur- und Konzentrationsprofile sowie Werte für die laminare Brenngeschwindigkeit adiabater Vormischflammen (H_2 , CH_4 , C_2H_6 , C_2H_4 , C_2H_2 und C_3H_8) für einen weiten Bereich der Randbedingungen Druck p , Eintrittstemperatur T_α und Luftzahl λ aufgeführt. Das Ergebnis der Anpassung an diese Daten ist für Methan in der Abbildung 5.3 dargestellt. Es zeigt für den Luftzahlbereich $1 \leq \lambda \leq 2$ und Bereich der Eintrittstemperatur $27 \leq \vartheta_\alpha \leq 227$ °C eine gute Übereinstimmung mit den Literaturdaten. Die maximale Abweichung im dargestellten Kennfeld beträgt 7 %. Die Aktivierungsenergie und der Frequenzfaktor betragen demnach 177 kJ/mol und $2,0 \times 10^{13}$ m³/(kmol s).

Die Anpassung einer Bruttoreaktion an einen detaillierten Reaktionsmechanismus wurde bereits von Westbrook und Dryer [47] untersucht. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 5.1 aufgeführt. Die Autoren haben unter Vorgabe der Aktivierungsenergie die Konzentrationsexponenten sowie den Frequenzfaktor dahingehend optimiert, daß die laminaren Brenngeschwindigkeiten auf der Basis einer Einschnitt-Reaktion im Vergleich zu experimentellen Werten und Berechnungen unter Zugrundelegung eines Vielschritt-Mechanismus minimale Abweichungen aufweisen. Für die Berechnung wurde entsprechend einem Vorschlag von Dryer und Glassman [48] eine Aktivierungsenergie von $E = 203$ kJ/mol gewählt. Die Anpassung berücksichtigte neben der Abhängigkeit von Luftzahl und Eintrittstemperatur den Einfluß des Druckes auf die Brenngeschwindigkeit. Die Berechnungen ergaben die besten Übereinstimmungen für das Exponentenpaar -0,3/1,3. Aus technischer Sicht würde demnach Methan als reaktionshemmende Komponente wirken. Die Wahl von $a = 1,0$ und $b = 1,0$ zeigte für den überstöchiometrischen Auslegungsbereich ein Unterschätzen der Brenngeschwindigkeit mit wachsender Abweichung zu höheren Luftzahlen. Für die weitere Modellierung wird auf die vom Autor ermittelten Daten zurückgegriffen.

Quelle	n	k_0	E	a	b
	-	$(\text{m}^3/\text{kmol})^{a+b-1} \text{s}^{-1}$	kJ/mol	-	-
Westbrook und Dryer [47]	0	$1,3 \times 10^{11}$	203	-0,3	1,3
Westbrook und Dryer [47]	0	$2,4 \times 10^{13}$	203	1	1
Anpassung entsprechend der Abbildung 5.3	0	$2,0 \times 10^{13}$	177	1	1

Tab. 5.1 Kinetische Parameter der Bruttoreaktion einer Methanflamme

5.3 Analytisches Berechnungsmodell

Ziel der folgenden Betrachtung ist die Ableitung von Berechnungsgleichungen zur Darstellung der Flammentemperatur, Position der Reaktionszone und Oberflächentemperatur der Körper in Abhängigkeit von den Betriebs- und Systemparametern. Zur Beschreibung der Randzone wird die Laufkoordinate x zwischen Körperoberfläche und Flammenfront eingeführt ($\rightarrow$ Abb. 5.4). Es erfolgt eine Beschreibung auf der Basis der dimensionslosen Erhaltungsgleichungen 4.29 und 4.30. Das Temperatur- und Konzentrationsprofil für die Vorwärmzone folgt nach Integration dieser Gleichungen unter Berücksichtigung der Randbedingungen bei $x^* = 0$. Die Reaktionszone wird idealisiert als eine gegenüber der Dicke der Vorwärmzone vernachlässigbare dünne Schicht. Der Flammenabstand x_b entspricht dann der Distanz "Reaktionszone-Wand". Die Lösungen für die dimensionslose Temperatur T^* und Brennstoffkonzentration w_B im Gültigkeitsbereich $0 \leq x^* \leq x_b^*$ lauten dann:

$$T^* = T_K^* + \frac{dT^*}{dx^*} \Big|_K (EXP(x^*) - 1) \quad (5.10)$$

$$w_B = w_{B,K} + \frac{1}{Le_B} \frac{dw_B}{dx^*} \Big|_K (EXP(Le_B x^*) - 1) \quad (5.11)$$

Die Lösung der Energiegleichung 5.10 liefert mit der Bedingung $T^* = T_b^*$ bei $x^* = x_b^*$ den Abstand der Reaktionszone von der Körperoberfläche. In Abhängigkeit von der Flammentemperatur T_b und Körperwandtemperatur T_K gilt:

$$x_b = \left(\frac{\lambda}{c_P}\right)_b \frac{1}{\dot{M}''} \ln \frac{w_{B,E} T_b + T_K}{w_{B,E} \frac{HCP_{B,Kb}}{T_b + T_K}} \quad (5.12)$$

Der Stoffwert $HCP_{B,Kb}$ wird entsprechend der Ableitung im Kapitel 4.5 als konstant angenommen. Er ist auf die arithmetische Mitteltemperatur zwischen Körperwand und Flammenfront zu beziehen. Für die weitere Berechnung wird von einem für den gesamten Betriebsbereich gültigen Mittelwert von 35000 K ausgegangen.

Die Gesamtbilanz zwischen Zuströmung und Austritt aus der Reaktionszone liefert einen Ausdruck für die Oberflächentemperatur T_K ($\rightarrow$ Abb. 5.4 b). Hierbei steht der Wärmestrom $\dot{Q}_{GK}$ für den Gasstrahlungsanteil im Spalt, der auf die Körperoberfläche einwirkt. Unter Berücksichtigung der Gleichung 7.6 zur Beschreibung des Nettostrahlungsflusses $\dot{Q}_{K=W}$ gilt:

$$T_K = \left[\frac{1}{\epsilon_K \sigma} \left[\dot{q}'' \left(\frac{(T_a - T_b)}{HCP_{B,m}(\lambda; T_m) w_{B,E}} + 1 \right) + \frac{\dot{Q}_{GK}}{A_K} \right] + \Phi_{K,WI} T_{WI}^4 + \Phi_{K,WII} T_{WII}^4 \right]^{\frac{1}{4}} \quad (5.13)$$

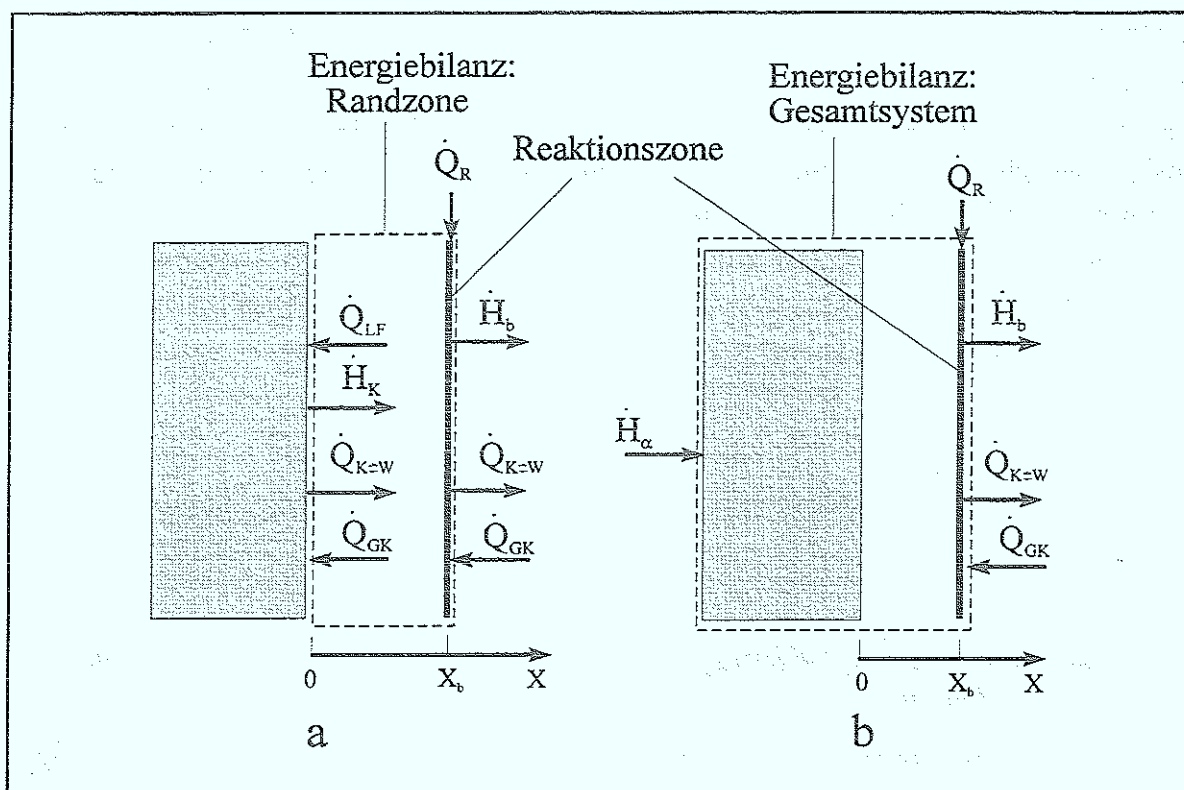


Abb. 5.4 Integrale Energiebilanzen

Der Stoffwert $HCP_{B,m}(\lambda; T_m)$ wird mit einer charakteristischen Temperatur des Gesamtsystems berechnet. Diese ist gleich dem arithmetischen Mittel aus Eintrittstemperatur T_α und Flammentemperatur T_b . Darüber hinaus wird der Einfluß der Luftzahl auf die Wärmekapazität berücksichtigt ($\rightarrow$ Kap. 10.1).

Die Gleichung 5.4 beschreibt die laminare Brenngeschwindigkeit s_L bzw. den spezifischen Massenstrom $\dot{M}'' = \rho_{g,\alpha} s_L$ als Funktion der adiabaten Flammentemperatur. Umgekehrt ist im Fall des Strahlungsbrenners der spezifische Massenstrom eine fest vorgegebene Größe. Im stationären Betrieb kann daher unter Berücksichtigung der Randbedingungen bei $x^* = 0$ eine Berechnungsgleichung für die maximale Flammentemperatur abgeleitet werden. In Analogie zur Herleitung der laminaren Brenngeschwindigkeit, deren Ableitung im Anhang dargestellt ist, erfolgt eine Kopplung zwischen Reaktions- und Vorwärmzone durch Gleichsetzen des links- und rechtsseitigen Temperaturgradienten an der Stelle $x^* = x_o^*$. Die Behandlung der Energiegleichung 4.30 ergibt für den dimensionslosen linksseitigen Gradienten:

$$\frac{dT^*}{dx^*} \Big|_o^L = \frac{dT^*}{dx^*} \Big|_K + T_o^* - T_K^* \quad (5.14)$$

Die in Abbildung 5.4a dargestellte Energiebilanz für die Randzone liefert einen Ausdruck für den dimensionslosen Temperaturgradienten an der Wand:

$$\frac{dT^*}{dx^*} \Big|_K = w_{B,E} - T_b^* + T_K^* \quad (5.15)$$

Für eine asymptotische Entwicklung großer Aktivierungsenergien wird die Reaktionsschicht unendlich dünn, d.h. $T_o^* \rightarrow T_b^*$. Der dimensionslose linksseitige Temperaturgradient an der Stelle x_o^* ist dann gleich der Brennstoffkonzentration am Eintritt. In dimensionsbehafteter Form gilt:

$$\frac{dT}{dx} \Big|_o^L = HCP_{B,Kb} \frac{\dot{M}''}{(\lambda/c_p)_o} w_{B,E} \quad (5.16)$$

Entsprechend der mathematischen Behandlung im Kapitel 10.3 ergibt sich mit diesem Ergebnis eine implizite Bestimmungsgleichung für die maximale Flammentemperatur T_b , die mit S_b entsprechend der Gleichung 5.5 lautet:

$$\dot{M}'' w_{B,E} = \sqrt{2k_0 \rho_b^2 \left(\frac{\lambda}{c_p}\right)_b S_b} \frac{T_b^2}{E/R HCP_{B,Kb}} e^{\left(-\frac{E/R}{2T_b}\right)} \quad (5.17)$$

Der spezifische Massenstrom $\dot{M}''$ ist auf die Fläche der Flammenfront bezogen. Er ist durch die Betriebsparameter Luftzahl und Leistungsdichte festgelegt. Die Flammendurchtrittsfläche kann der Körperoberfläche gleichgesetzt werden, da eine Stabilisierung der Flamme in unmittelbarer Nähe der Körperwand erfolgt. Für den spezifischen Massenstrom gilt dann:

$$\dot{M}'' = \frac{\dot{q}''}{\Delta h_{R,B}} \left(1 + \lambda l_{\min} \frac{M_L}{M_B} \right) \quad (5.18)$$

Für die Berechnung werden die Konzentrationen $w_{O_2,b}$ und $w_{B,E}$ benötigt. Die Restsauerstoffkonzentration geht in die Bestimmung der Funktion S_b ein. In Abhängigkeit von den Betriebsparametern gilt:

$$w_{O_2,b} = \frac{M_{O_2}}{M_g} (\lambda - 1) \frac{l_{\min} y_{O_2,L}}{3 + \lambda l_{\min} - y_{O_2,L} l_{\min}} \quad (5.19)$$

$$w_{B,E} = \frac{1}{1 + \lambda l_{\min} \frac{M_L}{M_B}} \quad (5.20)$$

Die Gleichungen 5.17-5.20 stellen eine implizite Bestimmungsformel für T_b der Form $f(T_b; \lambda; \dot{q}'') = 0$ dar. Sie vernachlässigen die Krümmung der Flamme aufgrund der radialen Brennergeometrie. Berechnungen auf der Basis von Zylinderkoordinaten ergaben Abweichungen in der Flammentemperatur von unter 0,2 %. Die ermittelte Flammentemperatur geht in die Berechnung der Körpertemperatur nach Gleichung 5.13 und der Position der Reaktionszone nach Gleichung 5.12 ein.

5.4 Ergebnisdarstellung

5.4.1 Charakteristische Betriebsgrößen

Die Flamme wird charakterisiert durch die maximale Gastemperatur und Position der Reaktionszone. Hierüber können Stickoxidkonzentrationen abgeschätzt sowie Randeffekte beurteilt werden. Die Körperwandtemperatur legt den Strahlungswirkungsgrad fest. Dieser ist definiert als das Verhältnis des als Festkörperstrahlung an die Wärmeaustauscherwand ausgekoppelten Wärmestroms zur eingesetzten Brennstoffenergie. Darüber hinaus ist die Oberflächentemperatur ein Maß für die Bewertung möglicher Rückzündungen aufgrund der Bildung homogener Gasphasenreaktionen innerhalb des Faserkörpers.

Die Darstellung der Betriebsgrößen geht auf die analytischen Berechnungsgleichungen des Kapitels 5.3 zurück (Modellansatz 3). Sie zeigt das Betriebsverhalten in einem Leistungsdichtebereich bis hin zum adiabaten Zustand an. Darüber hinaus werden die analytischen Ergebnisse im technisch interessanten Leistungsdichtebereich bis 160 kW/m^2 mit numerischen Berechnungen auf der Basis des Modellansatzes 2 ($\xi_{\text{Kat}} = 0$) verglichen. Für die Darstellung wird der Einfluß der Gasstrahlung des Abgasringspaltes und der Rückstrahlung der Wärmeaustauscherwand vernachlässigt.

Die Abbildung 5.5 zeigt die Abhängigkeit der Flammentemperatur von der Leistungsdichte und Luftzahl. Mit zunehmender Brennstoffleistung steigt dabei die Temperatur bis zum Erreichen des adiabaten Zustandes an. Ein Anstieg der Luftzahl bewirkt durch den verstärkten Kühleffekt aufgrund des größeren Massenstroms eine Senkung der Flammentemperatur. Dieser Abfall fällt bei einem Wechsel von 1,1 auf 1,2 sehr deutlich aus. Er beträgt bis zu 60°C . Zu größeren Luftzahlen hin wird dieser Effekt geringer. Das Steigern der Luftzahl von 1,4 auf 1,5 bewirkt lediglich ein Absenken der Temperatur um $10\text{--}15^\circ\text{C}$. Der Ausschnitt bis 200 kW/m^2 zeigt für den technisch interessanten Bereich Flammentemperaturen unterhalb von 1450°C . Die Reduzierung der adiabaten Flammentemperatur beträgt je nach Luftzahl ca.

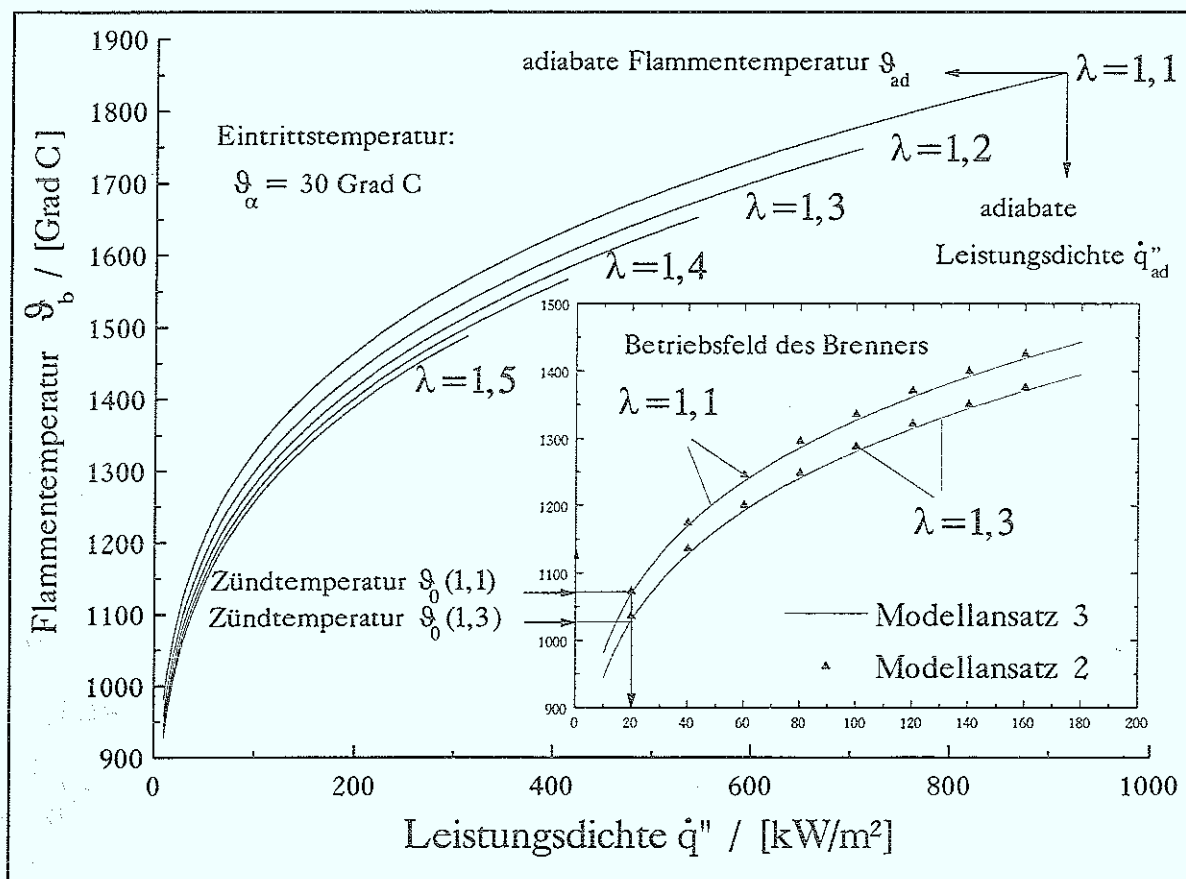


Abb. 5.5 Analytisch und numerisch berechnete Flammentemperaturen

300-400 °C. Im unteren Bereich der Leistungsdichte kann mit Hilfe der Zündtemperatur (→ Kap. 5.1.1) der Löschpunkt des Systems bestimmt werden. Mit der Voraussetzung, daß bei Absenken der Flammentemperatur unterhalb der Zündtemperatur die Reaktion in der Flammenzone nicht mehr aufrechterhalten werden kann, wird für den Luftzahlbereich 1,1-1,3 ein Löschpunkt bei 20 kW/m² erwartet (→ Abb. 5.5). Dieses Ergebnis konnte im Experiment bestätigt werden. Dabei war der Brenner bei einem Betriebspunkt von 30 kW/m² innerhalb des Luftzahlbereiches 1,1-1,3 stationär. Bei einer Leistungsdichte von 20 kW/m² war keine stabile Verbrennung mehr möglich.

Der Vergleich analytisch ermittelter Flammentemperaturen mit Berechnungen, die auf eine numerische Lösung der Erhaltungsgleichungen zurückgehen, zeigt gute Übereinstimmungen mit Abweichungen unter 1%. Diese Abweichungen resultieren aus der unterschiedlichen Beschreibung der Stoffdaten. Während das analytische Modell konstante Mitteltemperaturen für die Berechnung der Stoffwerte voraussetzt, berücksichtigt die numerische Berechnung die Abhängigkeit der Stoffwerte von der Temperatur.

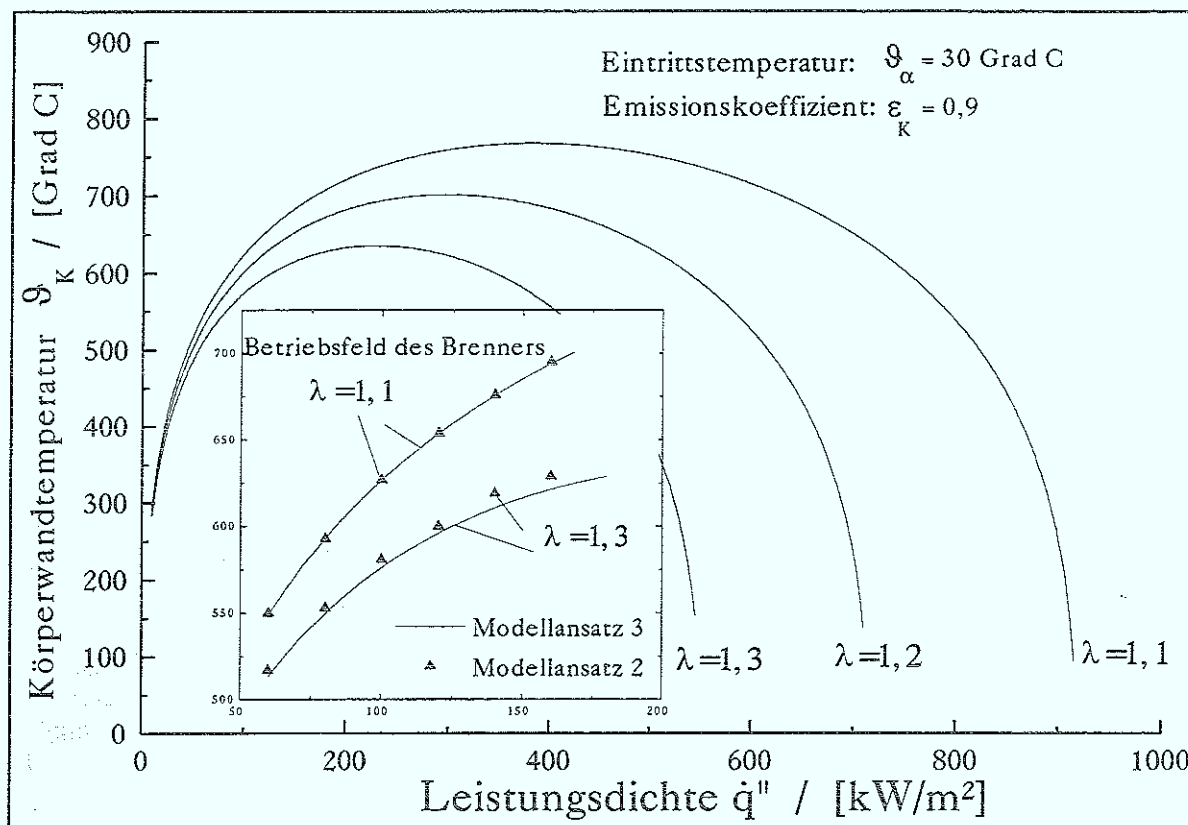


Abb. 5.6 Analytisch und numerisch berechnete Körperwandtemperaturen

Die Abbildung 5.6 zeigt die Abhängigkeit der Körperwandtemperatur von der Leistungsdichte und Luftzahl. Mit zunehmender Leistungsdichte steigt die Körperwandtemperatur an, erreicht ein Maximum und fällt wieder ab. Dabei liegen die Maxima weit außerhalb des Betriebsbereiches des Brenners. Das Betriebsfeld des Brenners zeigt Temperaturen zwischen 500 bis 700 °C. Diese Temperaturen liegen weit unterhalb der Zündtemperaturen stationärer eindimensionaler Flammen. Thermische Effekte als Ursache für auftretende Rückzündungen sind danach auszuschließen. Anhand der Oberflächentemperatur kann der strahlungstechnische Wirkungsgrad festgelegt werden. Dieser beträgt für den Leistungsdichtebereich 80 bis 160 kW/m² und einer Luftzahl von 1,1 etwa 35-27 % (Modellansatz 2). Eine Steigerung der Luftzahl auf 1,3 bewirkt eine Reduzierung des Wirkungsgrades auf 29-21 %. Der zusätzliche Einfluß der Gasstrahlung aus dem Abgasraum und Rückstrahlung der Brennraumwärmeaustauscherwand ruft Abweichungen in der Temperatur von bis zu 50 K hervor (→ Kap. 7.4). Ein Anstieg des Strahlungswirkungsgrades um bis zu 10 % ist die Folge.

Die Abweichungen zwischen analytisch und numerisch ermittelten Ergebnissen sind auch hier wieder gering. Sie betragen für Leistungsdichten und Luftzahlen bis 160 kW/m² und 1,3 weniger als 1,5 %. Dabei nehmen die Abweichungen zwischen analytisch und numerisch ermittelter Ergebnisse zu anwachsenden Betriebsparametern hin zu.

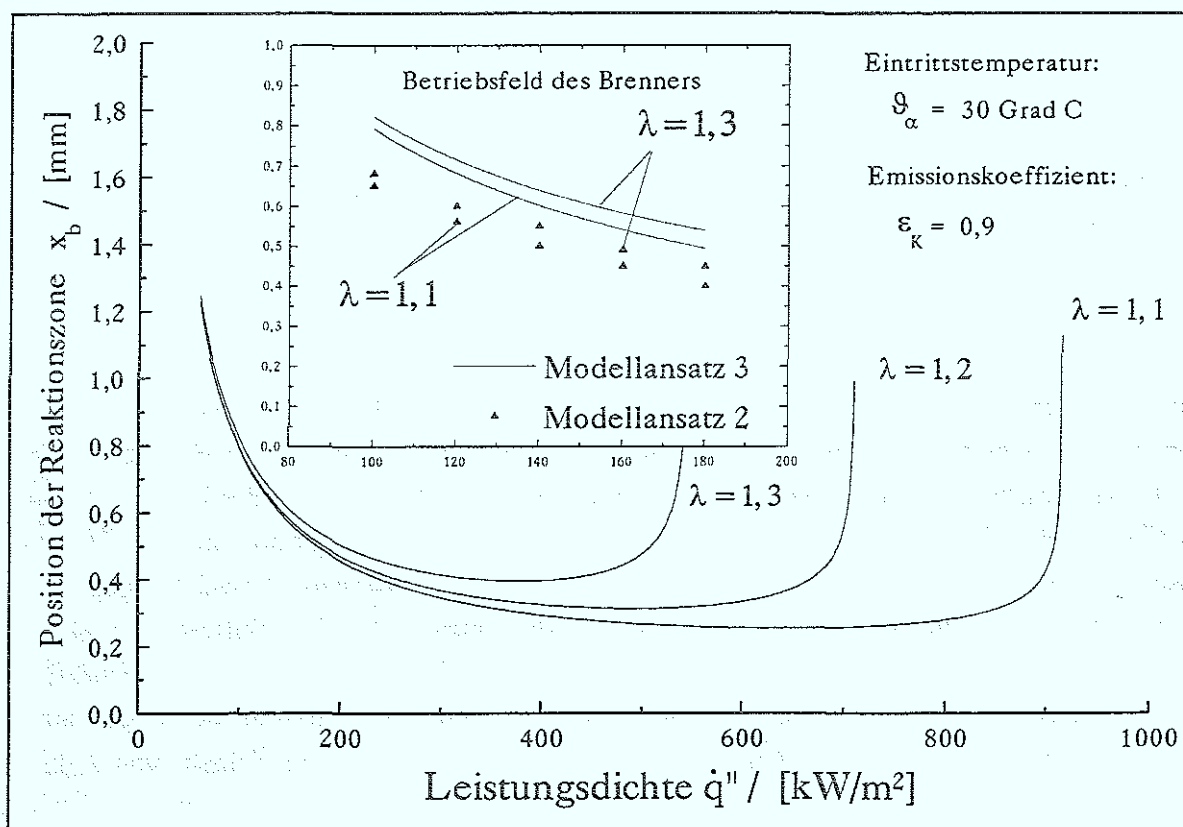


Abb. 5.7 Analytisch und numerisch berechnete Positionen der Reaktionszone

In Analogie zur Temperaturcharakteristik der Abbildung 5.6 muß der Abstand zwischen Reaktionszone und Körperwand mit zunehmender Leistungsdichte fallen, ein Minimum durchlaufen und wieder ansteigen (→ Abb. 5.7). Bei Erreichen der adiabaten Leistungsdichte kommt es zum Abheben der Flamme von der Oberfläche. Mit steigender Luftzahl entfernt sich die Position der Reaktionszone von der Körperwand.

Die analytisch berechneten Positionen der Reaktionszone zeigen im Vergleich zu numerisch ermittelten Ergebnissen bereits größere Abweichungen. Diese betragen ca. 15 %. Dabei definiert das numerische Modell die Position der Reaktionszone als Ort maximaler Reaktionsgeschwindigkeit. Für das Betriebsfeld des Brenners betragen die Distanzen der Reaktionszone zur Körperwand zwischen 0,7 - 0,4 mm (Modellansatz 2). Mit steigender Leistungsdichte und fallender Luftzahl wandert die Reaktionzone auf die Körperwand zu. Die Gefahr der Rückzündung steigt. Eine Verdopplung der lokalen Geschwindigkeit, begünstigt durch ungleichmäßige Ausströmung (→ Kap 5.5), führt zu örtlichen Leistungsdichten von bis zu 300 kW/m². Die Abstände betragen dann in diesen Bereichen weniger als 0,2 mm. Aufgrund von Oberflächenrauigkeiten kommt es zu Berührungen zwischen Reaktionszone und Körperwand. An diesen Kontaktstellen ist ein ausreichender Strahlungsabtransport infolge der hohen optischen Dichte der Matrix nicht mehr möglich. Die laminare Brenngeschwindigkeit steigt an. Im Experiment zeigte sich, daß der Anstieg sehr langsam vonstatten gehen kann. Es kommt zum Rückschlag der Flamme in die Anströmung.

5.4.2 Temperatur- und Konzentrationsprofile

Die Darstellung der Temperatur- und Konzentrationsprofile in den Zonen Faserkörper und äußere Randzone basiert auf der numerischen Lösung des Modellansatzes 1. Der Einfluß der Gasstrahlung des Abgasringspaltes und der Rückstrahlung der Wärmeaustauscherwand wird vernachlässigt.

Die Abbildung 5.8 zeigt die Profile der Temperatur und Brennstoffkonzentration in Abhängigkeit von der Leistungsdichte bei einer Luftzahl von 1,1 und Eintrittstemperatur von 30 °C. Mit wachsender Leistungsdichte steigen danach die Temperaturen der Randzone und der Körperwand. Ein Vergleich der Flammen- und Körperwandtemperaturen mit den Ergebnissen des Modellansatzes 2 (→ Kap. 5.4.1) zeigt vernachlässigbare Abweichungen von weniger als 0,4 %. Dies ist auf die nahezu lineare Abhängigkeit der Gemischwärmekapazität von der Temperatur im Bereich bis 1000 °C zurückzuführen. Die Konzentrationsprofile zeigen den Abbau des Brennstoffes in der Vorwärm- und Reaktionszone der außen aufsitzenen Flamme. Der Brennstoffumsatz findet danach innerhalb einer Schicht von 2 mm statt. Der Abbau wird mit zunehmender Leistungsdichte infolge des Temperaturanstieges schneller. Dies zeigt sich durch steilere Konzentrationsgradienten in der Randzone.

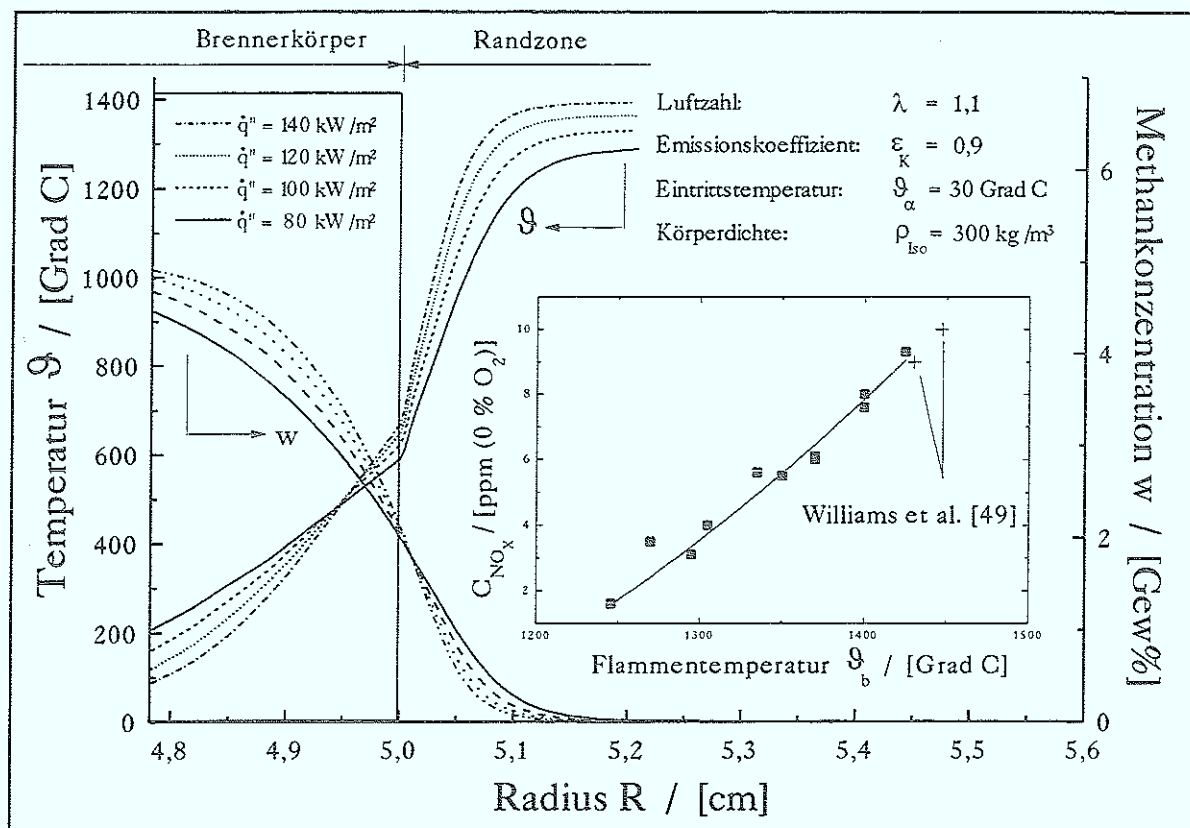


Abb. 5.8 Temperatur- und Konzentrationsprofile in Abhängigkeit von der Leistungsdichte $\dot{q}''$

Im Bereich des Faserkörpers erreichen die Temperatur und Konzentration bereits nach wenigen Millimetern den Eintrittszustand. Diese Grenze liegt außerhalb des in der Abbildung 5.8 dargestellten oberflächennahen Körperbereiches. Sie beträgt im untersuchten Parameterbereich 5-7 mm. Mit ansteigender Leistungsdichte wandert diese Grenze infolge des ansteigenden Massenstroms weiter auf die Körperoberfläche zu.

Der Ausschnitt der Abbildung 5.8 zeigt die Zuordnung gemessener Stickoxidkonzentrationen zu berechneten maximalen Gastemperaturen. Auf eine Modellierung der Stickoxidproduktion wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet, siehe dazu [18]. Die Messungen wurden für einen Leistungsdichtebereich von 60-160 kW/m² und einen Luftzahlbereich von 1,1-1,3 durchgeführt. Die meßtechnische Erfassung ist der Arbeit von Emonts [2] zu entnehmen. Die Zuordnung zeigt, daß für Temperaturen kleiner als 1430 °C die Stickoxidkonzentrationen unterhalb von 10 ppm liegen. Der Vergleich der Zuordnung mit experimentellen Ergebnissen nach Williams et al. [49] zeigt eine gute Übereinstimmung. Die Autoren haben Stickoxidemissionen an der Oberfläche von Strahlungsbrennern in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen.

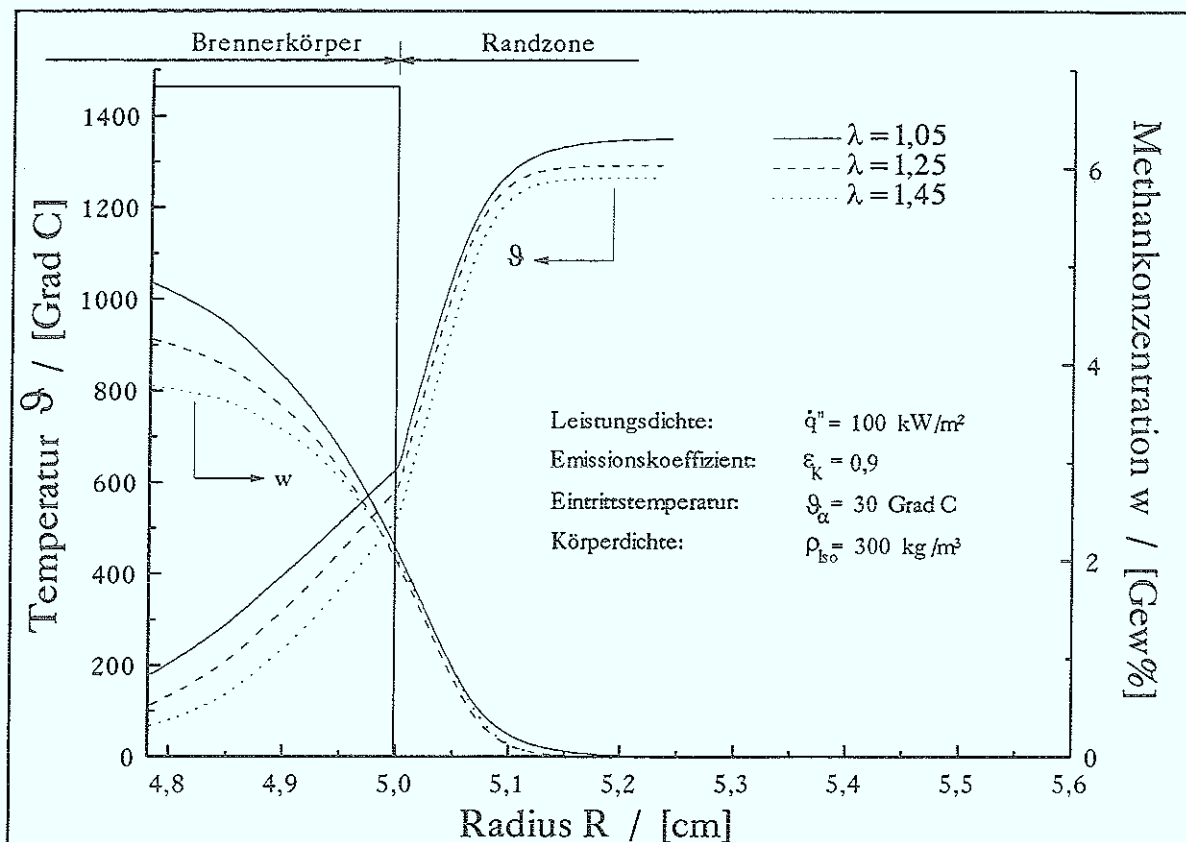


Abb. 5.9 Temperatur- und Konzentrationsprofile in Abhängigkeit von der Luftzahl λ

Die Abhängigkeit der Temperatur- und Konzentrationsprofile von der Luftzahl ist in der Abbildung 5.9 wiedergegeben. Mit zunehmender Luftzahl sinkt die maximale Gastemperatur infolge des ansteigenden Massenstroms. Der Abfall der Flammentemperatur wird zu größeren Luftzahlen hin kleiner. Im Gegensatz dazu fällt die Oberflächentemperatur zu größeren Luftzahlen hin stärker. Der Konzentrationsabbau des Brennstoffes in der Randzone erfolgt zunächst zu steigenden Luftzahlen hin schneller trotz fallender Flammentemperaturen. Dies ist auf den Anstieg der Sauerstoffkonzentration und demzufolge auf die größere Reaktionsgeschwindigkeit zurückzuführen. Ab einer Luftzahl von $\lambda = 1,25$ bleibt die Geschwindigkeit des Konzentrationsabbaus in der Randzone nahezu gleich bzw. nimmt wiederum leicht ab.

Der Einfluß des Emissionskoeffizienten auf das Temperatur- und Konzentrationsprofil ist in der Abbildung 5.10 dargestellt. Dabei zeigt die Variation im Bereich $0,6 \leq \varepsilon \leq 1,0$ keinen Einfluß auf die Flammentemperatur. Eine Steigerung der Stickoxidkonzentration ist daher nicht zu erwarten. Dieses Ergebnis deckt sich mit der Untersuchung von Kendall et al. [18]-[19]. Mit fallenden Emissionskoeffizienten steigt die Oberflächentemperatur und damit das Temperaturniveau im Faserkörper an. Jedoch liegen die Fasertemperaturen mit weniger als $800 \text{ }^\circ\text{C}$ noch weit unterhalb stationärer Zündtemperaturen im Bereich von $1050 \text{ }^\circ\text{C}$.

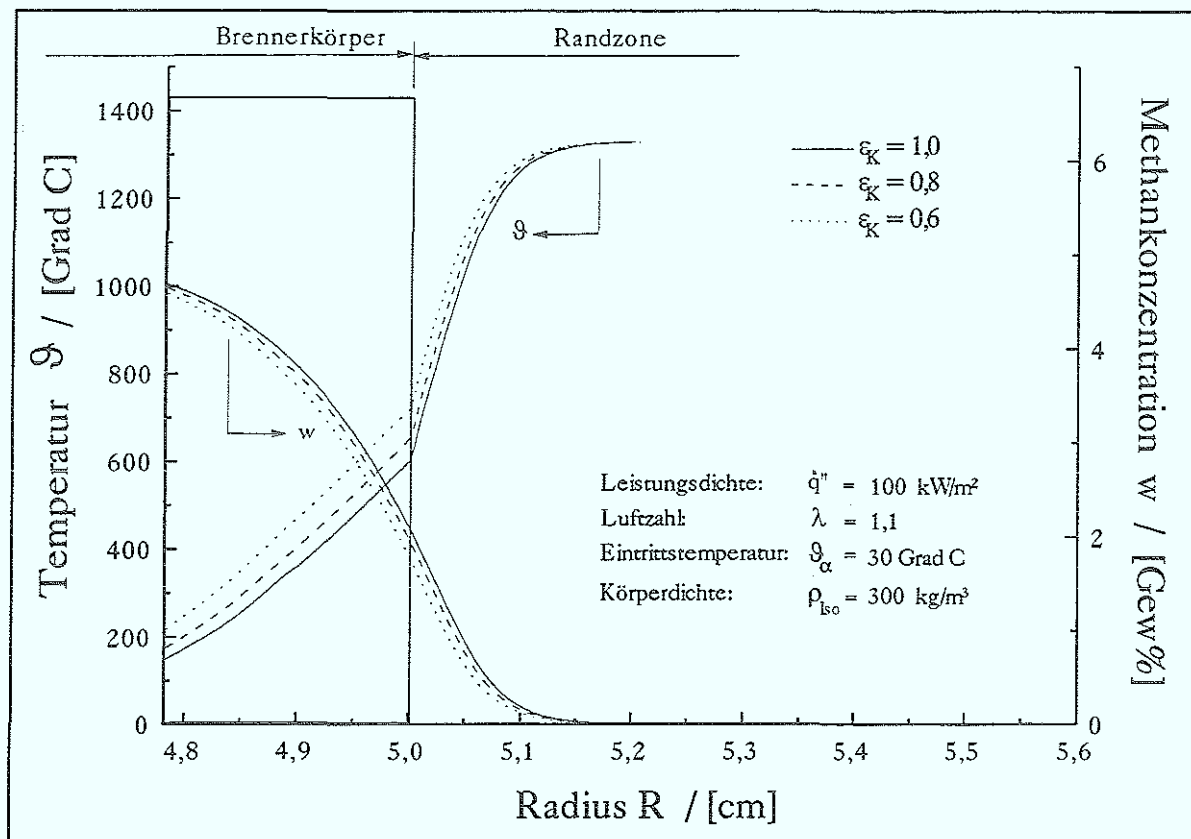


Abb. 5.10 Temperatur- und Konzentrationsprofile in Abhängigkeit von dem Emissionskoeffizienten ϵ_K

Der Konzentrationsabbau des Brennstoffes wird zu kleineren Emissionskoeffizienten hin schneller. Jedoch ist für die verwendeten Faserkörper der Emissionsfaktor nur in sehr kleinen Grenzen veränderbar, so daß eine Beeinflussung des Verbrennungsprozesses durch wesentlich kleinere Emissionskoeffizienten als 0,9 nicht möglich ist.

In der Abbildung 5.11 sind die Temperatur- und Konzentrationsprofile in Abhängigkeit von der Eintrittstemperatur dargestellt. Die Erhöhung der Eintrittstemperatur infolge der Vorheizung des Brennstoff/Luft-Gemisches kann z.B. durch eine Abgasrückführung realisiert werden. Dabei werden die Varianten "Mischen heißer Abgase mit kalter Verbrennungsluft" und "Wärmeentzug in einem Wärmeaustauscher" unterschieden. Die Aufheizung bewirkt eine Steigerung der Oberflächentemperatur bei gleichzeitig unveränderten maximalen Gastemperaturen. Damit kommt die Energieleistung der Vorheizung nahezu komplett der Erhöhung des strahlungstechnischen Wirkungsgrades zugute. Ein wesentlicher Anstieg der Stickoxidkonzentration ist nicht zu erwarten. Darüber hinaus ist ein schnellerer Abbau des Brennstoffes bei höheren Vorheiztemperaturen möglich. Dieser ist jedoch schwach ausgeprägt.

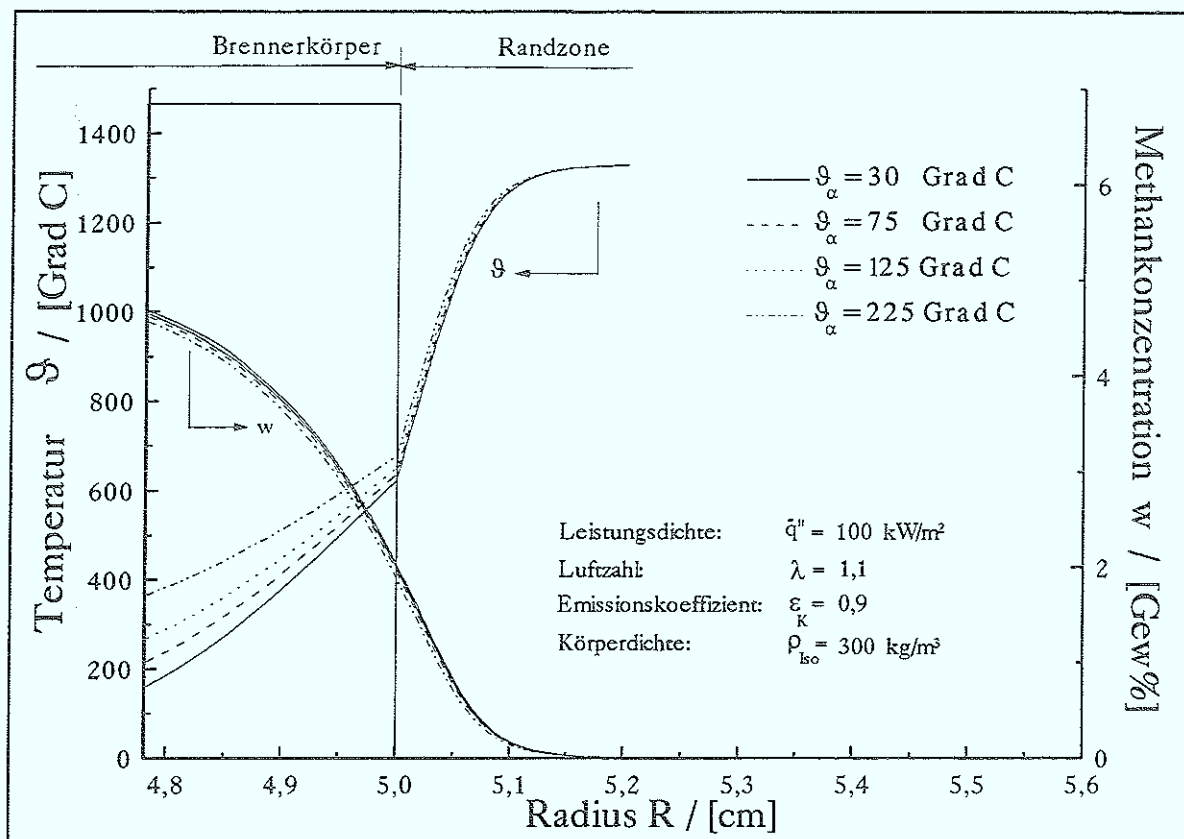


Abb. 5.11 Temperatur- und Konzentrationsprofile in Abhängigkeit von der Eintrittstemperatur Θ_α

5.4.3 Vergleich der Berechnungsverfahren mit Literaturangaben

Die Ergebnisse der Modellansätze 2 und 3 werden mit denen von Kendall et al. [16]-[19] verglichen. Sie entwickelten ein numerisches Modell zur Simulation eines mit Methan betriebenen porösen Strahlungsbrenners mit aufsitzender Flamme ($\rightarrow$ Kap. 2.2). Der Vergleich erfolgt anhand der Körperwandtemperatur ($\rightarrow$ Abb. 5.12-5.13).

In der Abbildung 5.12 ist die Körperwandtemperatur, basierend auf Literaturangaben und den in dieser Arbeit entwickelten Berechnungen, in Abhängigkeit von der Leistungsdichte und einer unteren Luftzahl von 1,05 dargestellt. Der analytische Ansatz zeigt danach im unteren Leistungsdichtebereich eine gute Übereinstimmung mit den Literaturangaben. Die Unterschiede betragen in diesem technisch interessanten Bereich weniger als 4 %. Eine hinreichend genaue Beschreibung des Betriebsverhaltens für Leistungsdichten oberhalb von 500 kW/m^2 ist nicht mehr möglich. Dies ist damit zu begründen, daß die analytische Ableitung der Flammentemperatur den adiabaten Zustand nicht hinreichend genau beschreiben kann. Demzufolge weichen die adiabaten Leistungsdichten stark von einander ab. Gleichzeitig wird die

Beschreibung mit konstanten, mittleren Stoffdaten zu größeren Temperaturen hin ungenauer. Demgegenüber zeigen die numerisch ermittelten Ergebnisse des Modellansatzes 2 bessere Übereinstimmungen mit den Literaturdaten. Dies ist auf die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte zurückzuführen.

Die Abbildung 5.13 zeigt die Abhängigkeit von der Luftzahl und dem Emissionskoeffizienten für eine Leistungsdichte des mittleren Betriebsbereiches von 300 kW/m^2 . Für Luftzahlen bis 1,3 betragen die Abweichungen der analytisch ermittelten Ergebnisse von den Literaturdaten weniger als 5 %. Sie sind nahezu unabhängig von der Wahl des Emissionskoeffizienten. Die numerisch ermittelten Resultate auf der Basis des Modellansatzes 2 zeigen auch hier wieder die bessere Übereinstimmung. Größere Abweichungen treten erst ab einer Luftzahl von 1,4 auf.

Trotz erheblicher Vereinfachungen für die mathematische Ableitung zeigt der analytische Modellansatz zur Bestimmung der Betriebsgrößen Körperwand- und Flammentemperatur im unteren Betriebsbereich gute Ergebnisse. Diese Aussage deckt sich mit dem Vergleich von analytisch und numerisch ermittelten Betriebsgrößen des Kapitels 5.4.1.

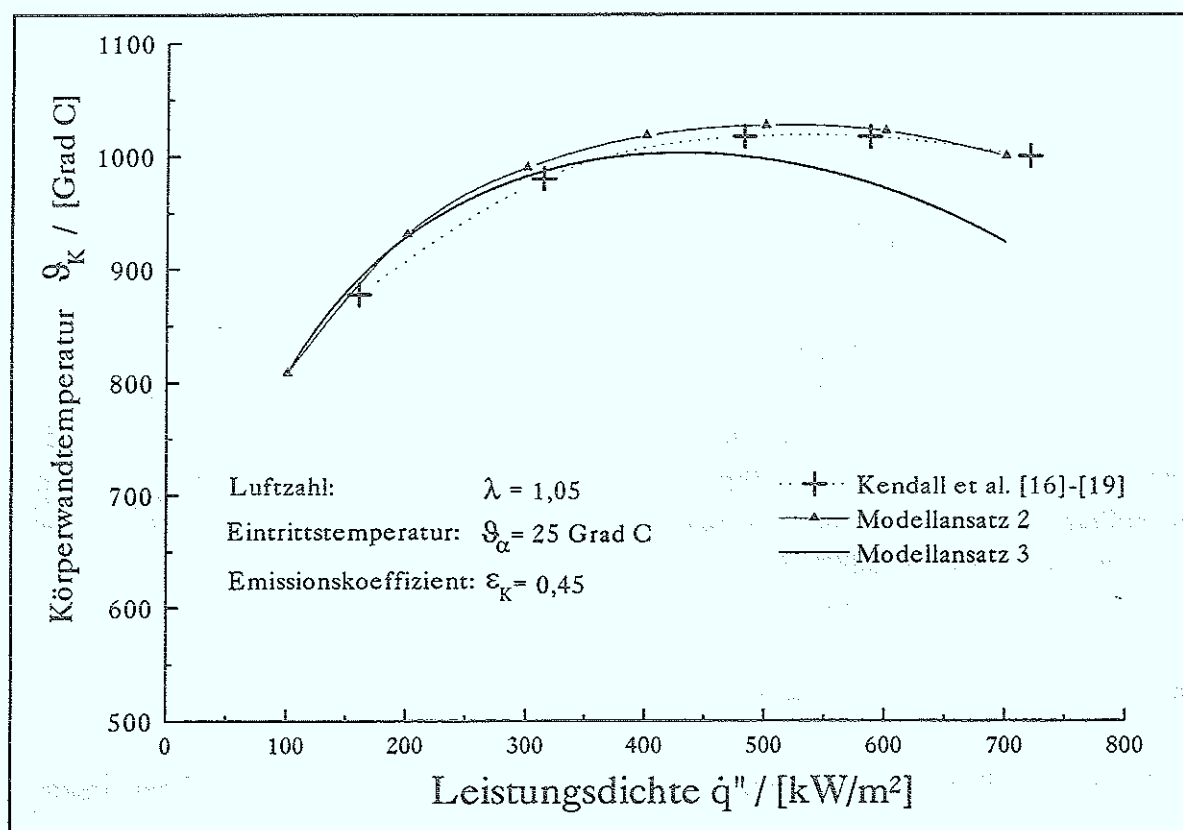


Abb. 5.12 Körpervandtemperatur in Abhängigkeit von der Leistungsdichte $\dot{q}''$

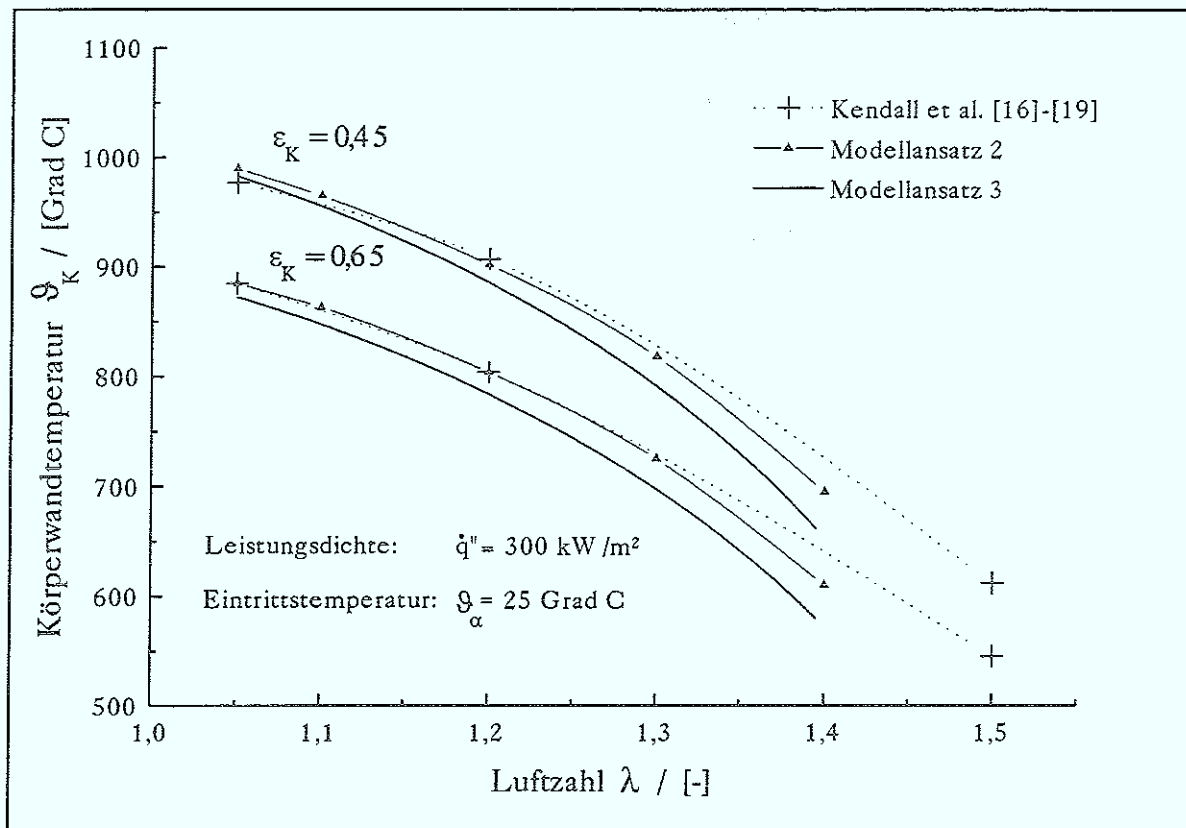


Abb. 5.13 Körperwandtemperatur in Abhängigkeit von der Luftzahl λ und dem Emissionskoeffizienten ϵ_K

5.5 Strömungstechnische Güte eingesetzter Brennerkörper

Eine gleichmäßige Strömungsverteilung über Höhe und Umfang des Brennerkörpers verhindert Temperaturunterschiede an der Oberfläche und vermindert die Gefahr von Rückzündungen. Hierfür muß das Produkt möglichst homogen sein. Für die Beurteilung der Homogenität eingesetzter Brennerkörper wird die Messung der Austrittsgeschwindigkeiten an der äußeren Körperwand herangezogen. Hierüber werden Aussagen hinsichtlich der strömungstechnischen Qualität der Brennerkörper getroffen. Das Ausströmverhalten wird dann im Kapitel 5.5.5 mit dem Rückzündungsverhalten im Betrieb verglichen.

5.5.1 Aufbau der Versuchsanordnung

Zur Messung örtlicher Geschwindigkeiten unterhalb von 30 cm/s dient das Hitzdraht-Anemometer-Verfahren. Dabei wird ein elektrisch beheizter Draht durch die Strömung abgekühlt. Der Grad der Abkühlung ist ein Maß für die Geschwindigkeit. Bei der hier eingesetzten

Meßmethode wird die Drahttemperatur konstant gehalten durch Nachregeln der elektrischen Leistung (Strom I). Die eingesetzte Sonde besteht aus einem goldbeschichteten Draht mit einem Durchmesser von $5\text{ }\mu\text{m}$ und einer Länge von $1,25\text{ mm}$. Dieser Sensor ist geeignet, schnellste Geschwindigkeitsschwankungen unmittelbar aufzulösen. Gleichzeitig sind Geschwindigkeitsmessungen von wenigen Zentimetern pro Sekunde möglich. Diese untere Grenze ist abhängig von der Eigenkonvektion der Sonde und damit von der eingestellten Drahttemperatur.

Die Beurteilung der Qualität eines Brennerkörpers im Hinblick auf seine Homogenität verlangt das Abfahren eines möglichst großen Oberflächenanteils. Dies wird realisiert durch die Kombination einer translatorischen Bewegung der Sonde mit der rotatorischen Kreisbewegung des Brennerkörpers, siehe Abbildung 5.14. Die Gesamtbewegung entspricht dann der einer Schraubenlinie. Die translatorische Bewegung wird realisiert durch einen Schlitten, der die Sonde aufnimmt und von einer angetriebenen Gewindespindel bewegt wird. Die Ausführung des Spindelgewindes als Trapezgewinde liefert eine ruhige und stabile Bewegung. Zur Erfassung einer großen Oberfläche und Vermeidung von Meßfehlern aufgrund der

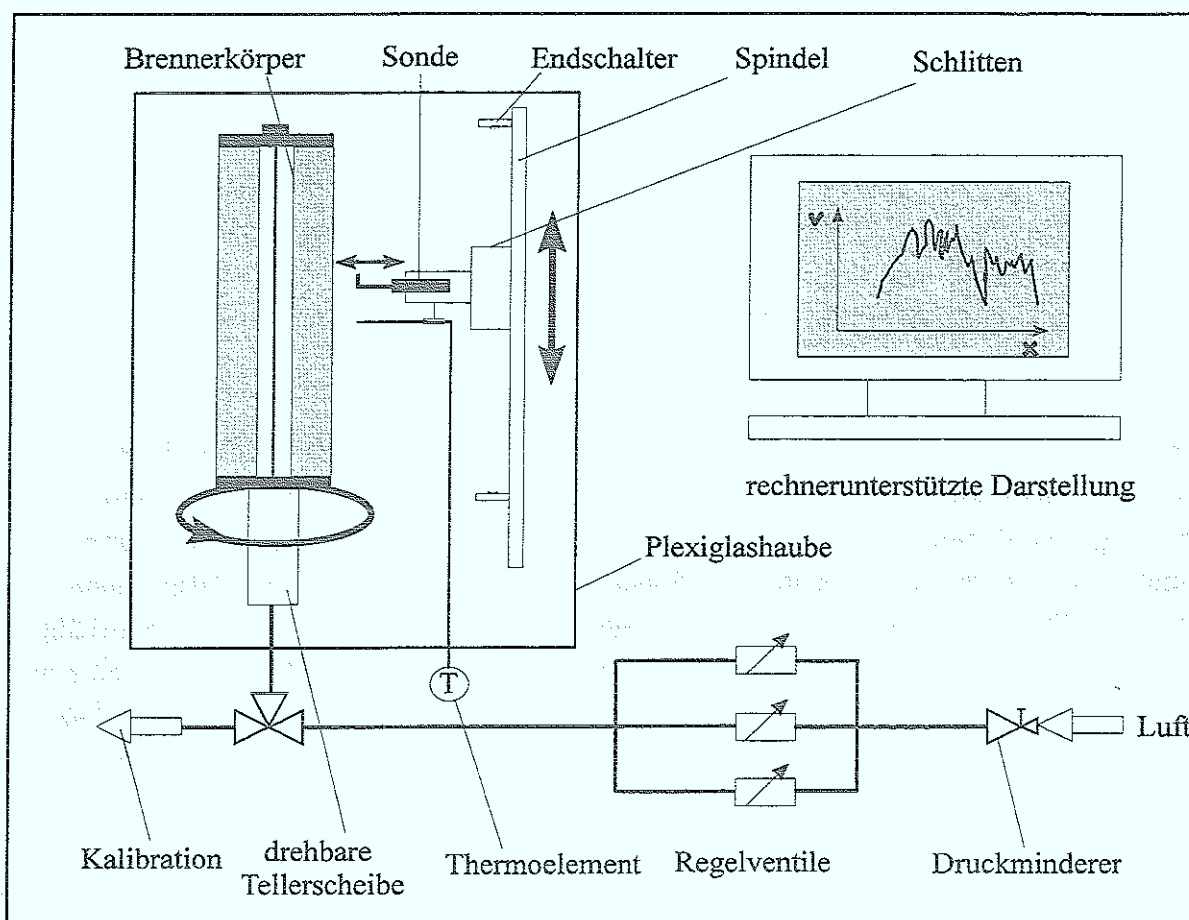


Abb. 5.14 Prüfstand zur Messung der Ausströmgeschwindigkeiten

Bewegung der Sonde muß die Geschwindigkeit des Schlittens gering sein. Diese beträgt 0,24 cm/s. Der Abstand der Sonde vom Körper kann durch eine Mikrometerschraube im Bereich 0-10 mm eingestellt werden. Die rotatorische Bewegung des Brennerkörpers erfolgt durch eine drehbar gelagerte Tellerscheibe mit Riemenantrieb. Die Drehzahl beträgt 2 U/min. Die translatorische und rotatorische Bewegung setzen gleichzeitig ein. Die Antriebe werden durch Endschalter nach einem Höhendurchlauf der Sonde abgeschaltet. Der Meßraum wird durch eine Plexiglashaube von der Umgebung abgeschirmt. Diese Maßnahme vermeidet den Einfluß natürlicher Konvektion der Umgebung auf die Geschwindigkeitsmessung. Die Luft wird über einen Druckminderer dem allgemeinen Preßluftsystem entnommen. Regelung und Messung des Luftstroms erfolgen durch drei parallel geschaltete thermische Massendurchflußregler mit einem Regelbereich von jeweils 0 bis 6 m³_N/h. Die Lufttemperatur beim Austritt aus dem Faserkörper wird mit einem Thermoelement gemessen. Die Verarbeitung und Speicherung des Meßsignals erfolgen rechnerunterstützt. Das Meßsignal ist ein Spannungswert, der nach einer zuvor durchgeführten Kalibration einer Geschwindigkeit zugeordnet werden kann. Die graphische Darstellung der Geschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Ort erfolgt auf einem Bildschirm.

5.5.2 Durchführung der Versuche

Einziger Versuchsparameter ist die Körperdichte. Die Messungen werden durchgeführt bei einem konstanten Volumenstrom von 18 m³_n/h und Sondenabstand von 4 mm. Hierüber ergibt sich eine theoretische Austrittsgeschwindigkeit von 4,9 cm/s. Die gemessenen Geschwindigkeiten werden auf diesen theoretischen Mittelwert bezogen. Der integrale Mittelwert M_i aller während eines Höhendurchlaufes aufgenommenen Meßpunkte beträgt je nach Qualität der Kalibration in etwa 1. Der Meßort wird ebenfalls dimensionslos dargestellt. Die Bezugsgröße ist die Höhe des Brennerkörpers.

Der Gesamtwiderstand der Meßstrecke setzt sich zusammen aus den Zuleitungswiderständen und dem Drahtwiderstand. Der Drahtwiderstand ist abhängig von der Drahttemperatur und der Umgebungstemperatur. Nach Kompensation der Zuleitungswiderstände wird über die Regulierung des Drahtwiderstandes eine Sondentemperatur ϑ_s und damit Grundspannung U_0 eingestellt. Die Zuordnung des Spannungssignals der Sonde zur entsprechenden Geschwindigkeit erfolgt durch Kalibration in einem Strömungskanal mit einem Durchmesser von 53 mm. Die Sonde wird in der Mitte des Rohres fixiert. Damit wird die maximale Geschwindigkeit im Rohrquerschnitt gemessen. Für diese gilt unter Zugrundelegen einer laminaren Strömungsform:

$$v_{\max} = 2 \bar{v} \quad (5.21)$$

$$\bar{v} = \frac{\dot{V}}{A_R} \quad (5.22)$$

Der Volumenstrom wird zwischen 0,18-1,1 m³/h variiert. Hierüber kann dann im Meßbereich von 4-28 cm/s ein Zusammenhang zwischen Spannung und Geschwindigkeit gewonnen werden. Die Kalibrationskurve ist in diesem Bereich linear. Dies kann auf die äußerst geringen Geschwindigkeiten zurückgeführt werden. Somit entfällt eine Linearisierung des Spannungssignals.

5.5.3 Betrachtung der Fehlerquellen

Die Bewertung von Geschwindigkeiten kleiner als 30 cm/s macht eine Abschätzung der Fehlerquellen erforderlich. Dazu gehören:

- Sondenabstand
- Schlittenbewegung
- Rotationsbewegung des Faserkörpers
- Eigenkonvektion der Sonde
- Änderung der Umgebungstemperatur

Die Variation des Sondenabstandes zwischen 3-6 mm ergab für den dimensionslosen integralen Mittelwerte M_i konstante Werte von nahezu 1. Ein möglicher Randeinfluß auf die Erfassung der Geschwindigkeit ist damit in diesem Bereich des Sondenabstandes auszuschließen. Randeinflüsse, hervorgerufen durch eine Verwirbelung beim Ausströmen aus dem Körper, werden erst bei Wandabständen kleiner als 3 mm beobachtet.

Die Eigenkonvektion ist abhängig von der Drahttemperatur. Sie fällt mit sinkender Hitzeentwicklung im Draht. Die Variation der Sondentemperatur zwischen 75 und 225 °C zeigte keinen merklichen Einfluß auf das aufgenommene Geschwindigkeitsprofil. Der Unterschied in der dimensionslosen Geschwindigkeitsverteilung betrug weniger als 0,08. Damit sind die Einflüsse von Schlitten- und Körperbewegungen sowie Eigenkonvektion bei hohen Sensortemperaturen kleiner als 8 %. Gleichzeitig hat eine hohe Sondentemperatur den Vorteil eines geringeren Einflusses infolge Schwankung der Umgebungstemperatur. Diese wird zudem durch Abdecken des Versuchsstandes mit einer Plexiglashaube ausgeschaltet. Temperaturmessungen während des translatorischen Höhendurchlaufes ergaben Schwankungen von $\Delta\vartheta = 0,1$ K, welche keinen Einfluß auf die Ergebnisse haben.

5.5.4 Diskussion der Meßergebnisse

Die Abbildungen 5.15 und 5.16 zeigen für das unbeschichtete Standardfaserprodukt B ($\rightarrow$ Kap. 3.1) die Verteilung der dimensionslosen Geschwindigkeit für verschiedene Körperdichten. In beiden Darstellungen sind die Geschwindigkeitsverteilungen über der Lauflänge sehr ungleichmäßig. Die dimensionslosen Geschwindigkeiten liegen zwischen 0,5 und 2. Diese Abweichungen vom Mittelwert bewirken unter der Annahme einer optimalen Durchmischung (Luftzahl $\lambda = \text{const.}$) eine Veränderung der lokalen Leistungsdichte. Eine Abweichung von der integralen Oberflächentemperatur ist die Folge. Darüber hinaus ist die ungleichförmige Geschwindigkeitsverteilung die Ursache für auftretende Rückzündungen. Insbesondere sind maximale Geschwindigkeitsspitzen als bedenklich zu bewerten. In diesen Bereichen ist, infolge der lokal höheren Leistungsdichte, die Distanz der Reaktionszone zur Körperwand geringer ($\rightarrow$ Kap. 5.4.1). Unterschreitet diese Distanz einen kritischen Wert, so kommt es aufgrund von Unebenheiten der Oberfläche vereinzelt zu Kontakten zwischen Reaktionszone und Körperwand. Der Wärmeabtransport aus der Flammenzone infolge Strahlung zur Gewährleistung eines stabilen Wärmehaushaltes ist dann aufgrund der hohen optischen Dichte der Fasermatrix gefährdet. Die Folge ist ein schleichendes Anwachsen der laminaren Brenngeschwindigkeit. Die Reaktionszone wandert an diesen Kontaktstellen in die Anströmung.

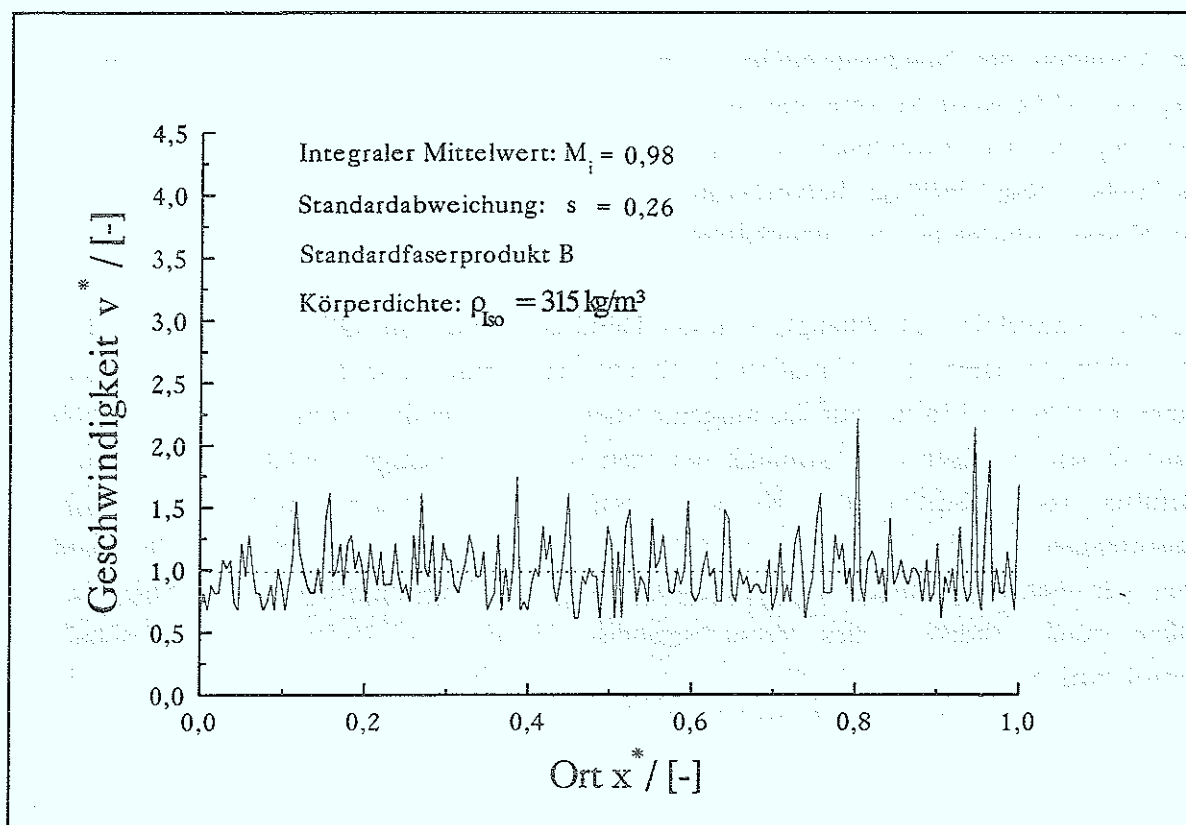


Abb. 5.15 Geschwindigkeitsverteilung

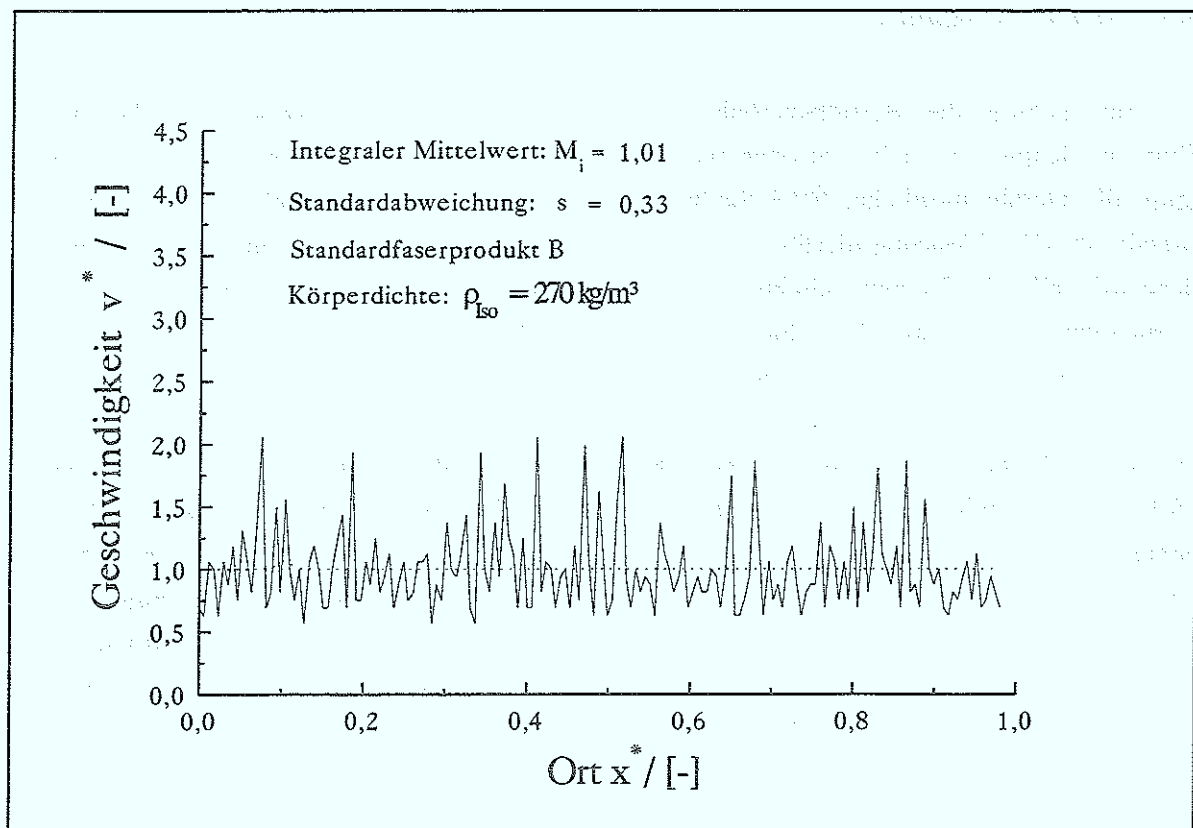


Abb. 5.16 Geschwindigkeitsverteilung

Die Anzahl und Größe der lokalen Geschwindigkeitsspitzen sind bereits ein Maß für die Qualität eines Körpers. Darüber hinaus soll eine den Körper charakterisierende "strömungstechnische Güte" definiert werden. Diese kann über die Standardabweichung vom integralen Mittelwert M_i beschrieben werden:

$$s = \sqrt{\frac{1}{N_j} \sum_{j=1}^{N_j} (v_j^* - M_i)^2} \quad (5.23)$$

Ein Vergleich der Strömungsverteilungen der beiden Abbildungen 5.15 und 5.16 zeigt, daß der Körper mit der höheren Dichte ein besseres Verhalten aufweist. Dies ist an der deutlich geringeren Standardabweichung sowie Anzahl der Geschwindigkeitsspitzen festzustellen. Demnach ist für den Körper mit dem Verhalten entsprechend der Abbildung 5.15 ein günstigeres Betriebsverhalten zu erwarten. Dies wird, wie in Kapitel 5.5.5 beschrieben, bestätigt. Die Tendenz der verbesserten Homogenität mit steigender Dichte konnte für eine Vielzahl von Körpern gezeigt werden.

5.5.5 Betriebsverhalten

Die Untersuchung des Betriebsverhaltens der Brennerkörper, deren Geschwindigkeitsverteilung im Kapitel 5.5.4 beschrieben wurde, ist in der Abbildung 5.17 dargestellt. Danach nimmt die Gefahr möglicher Rückzündungen mit fallender Leistungsdichte und steigender Luftzahl ab. Die Erklärung hierfür ist die Entfernung der Flammenfront von der Körperoberfläche mit fallender Leistungsdichte und steigender Luftzahl. Die Gefahr eines gehemmten Wärmeabtransportes aus der Flammenzone durch Kontaktstellen zwischen Körper und Reaktionszone wird damit verringert.

Der Vergleich der Betriebsbereiche beider Körper zeigt für den Körper mit einer Dichte von 315 kg/m^3 das eindeutig bessere Verhalten. Im Luftzahlbereich von 1,05-1,1 sind um 50 % höhere Leistungsdichten erzielbar. Dieses Ergebnis korreliert mit der im Kapitel 5.5.4 gewonnenen Aussage der gleichmäßigeren Ausströmung, so daß auftretende Rückzündungen auf strömungs- und wärmetechnische Randeffekte im Bereich Fasermatrixaustritt und Flammenfront zurückgeführt werden können. Da die Radikalbildung homogener Gasphasenreaktionen erst oberhalb von $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ bedeutsam wird ($\rightarrow$ Kap. 5.1.1), sind Rückzündungen aufgrund ansteigender Oberflächentemperaturen im Bereich von $500\text{-}700 \text{ }^\circ\text{C}$ auszuschließen.

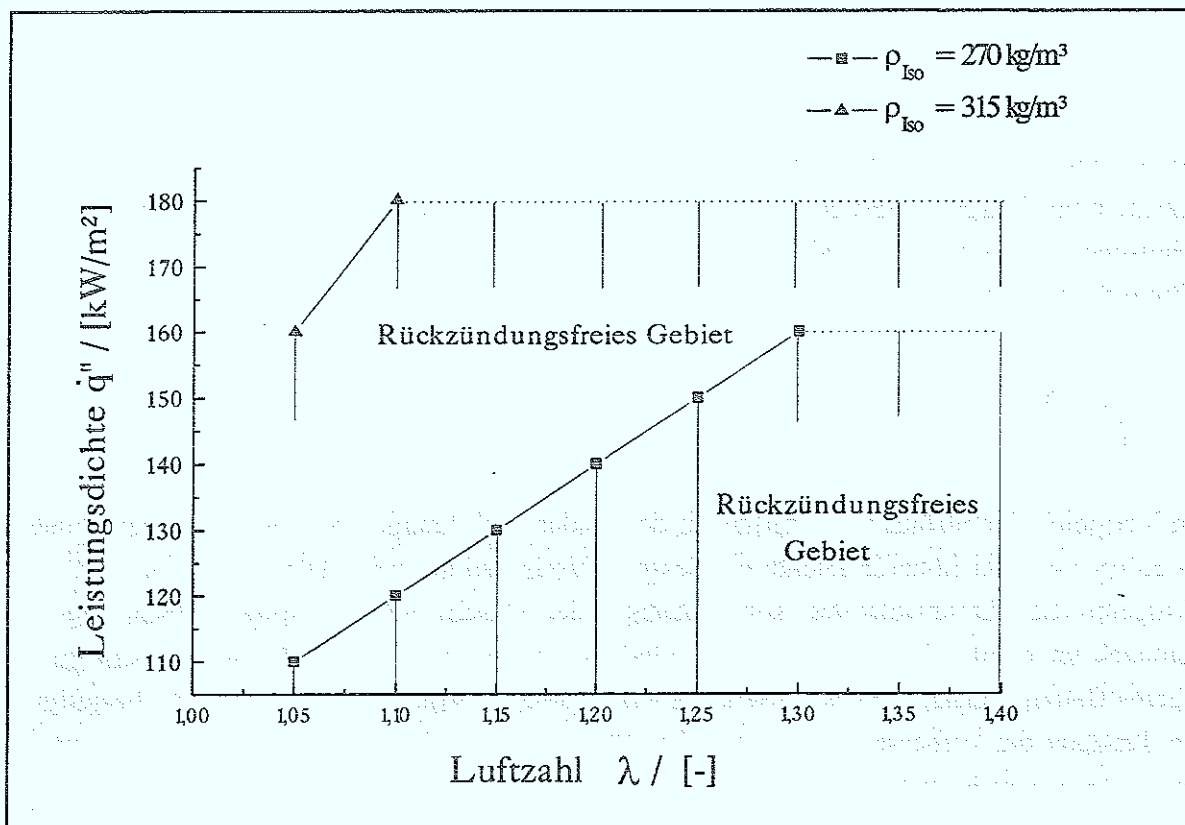


Abb. 5.17 Betriebsverhalten

5.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Im Fall der Untersuchung unbeschichteter Brennerkörper ist aufgrund der hohen optischen Dichte der Fasermatrix eine stabile Position der Flammenfront nur außerhalb des Brennerkörpers möglich. Die Modellierung liefert darüber hinaus folgende Aussagen:

- Die Variation der effektiven Wärmeleitfähigkeit der Körperwand infolge der Veränderung der Körperdichte in den Grenzen $270\text{--}340\text{ kg/m}^3$ hat keinen nennenswerten Einfluß auf Temperatur- und Konzentrationsprofile der Randzone. Im Bereich des Faserkörpers erreicht die Temperatur und Konzentration bereits nach wenigen Millimetern den Eintrittszustand.
- Der Konzentrationsabbau des Brennstoffes in der reaktiven äußeren Randzone wird mit steigender Leistungsdichte, steigender Luftzahl, sinkenden Emissionskoeffizienten und steigenden Eintrittstemperaturen besser.
- Die Flammentemperatur steigt mit zunehmender Leistungsdichte und fallender Luftzahl. Die Erhöhung der Eintrittstemperatur infolge einer möglichen Vorheizung sowie die Veränderung des Emissionskoeffizienten haben keinen Einfluß auf die maximale Gas-temperatur in der Randzone. Bei einer Leistungsdichte von ca. 25 kW/m^2 kommt es zum Erlöschen der Flamme. Der Anstieg der Luftzahl von 1,1 auf 1,2 bewirkt einen Temperaturabfall von 60 K. Bei weiteren Luftzahlerhöhungen wird der Temperaurabfall geringer. Die Flammentemperaturen betragen im Betriebsfeld des Brenners zwischen $1250\text{--}1450\text{ }^\circ\text{C}$. Die Reduktion der Flammentemperatur infolge des Abtransportes durch Festkörperstrahlung der Brennerkörperoberfläche beträgt dann ca. $300\text{--}400\text{ }^\circ\text{C}$. Die Zuordnung berechneter Spitzentemperaturen zu gemessenen Stickoxiden (NO_x) für gleiche Betriebspunkte bis zu einer Leistungsdichte von 160 kW/m^2 liefert einen Zusammenhang zwischen Stickoxidproduktion und Temperaturen im Bereich von $1250\text{--}1500\text{ }^\circ\text{C}$. Demnach betragen die Konzentrationen zwischen 2 und 14 ppm.
- Die Körperoberflächentemperatur steigt mit zunehmender Leistungsdichte an, erreicht ein Maximum und fällt wieder ab. Die Temperaturmaxima liegen im Luftzahlbereich bis 1,3 bei Leistungsdichten oberhalb von 200 kW/m^2 . Mit steigender Luftzahl sinkt die Oberflächentemperatur. Innerhalb des Betriebsfeldes ergeben sich Temperaturen zwischen $500\text{--}700\text{ }^\circ\text{C}$. Diese liegen weit unterhalb der Zündtemperaturen stationärer eindimensionaler Flammen. Thermische Effekte als Ursache für auftretende Rückzündungen sind demnach auszuschließen. Der Strahlungswirkungsgrad beträgt zwischen 35 % ($80\text{ kW/m}^2 / 1,1$) und 21 % ($160\text{ kW/m}^2 / 1,3$).

- In Analogie zur Temperaturcharakteristik wandert die Reaktionszone mit zunehmender Leistungsdichte auf den Körper zu, erreicht einen minimalen Abstand zur Körperoberfläche und steigt bis zum adiabaten Zustand wieder an. Bei einem weiteren Anstieg der Leistungsdichte kommt es zum Abheben der Flamme von der Körperoberfläche. Mit sinkender Luftzahl verringert sich die Position der Reaktionszone von der Körperwand. Die Abstände betragen im Betriebsbereich zwischen 0,7-0,4 mm. Diese Abstände können unter der Annahme ungleichförmigen Ausströmens, d. h. höheren lokalen Leistungsdichten, weiter abnehmen. Demzufolge werden die im Betrieb bei höheren Leistungsdichten und kleineren Luftzahlen auftretenden Rückzündungen des Brenners auf den Kontakt der Reaktionszone mit der rauhen Körperoberfläche infolge der Verringerung des Abstandes zwischen Reaktionszone und Wand zurückgeführt. An diesen Kontaktstellen ist ein für den stabilen Zustand ausreichender Strahlungsabtransport infolge der hohen optischen Dichte der Matrix nicht mehr möglich.

Bei der Modellierung zeigt sich, daß mit anwachsenden Leistungsdichten und fallenden Luftzahlen infolge der Verringerung des Abstandes zwischen Reaktionszone und Körperoberfläche die Rückzündungsgefahr zunimmt. Die lokalen Abstände werden bei ungleichförmiger Strömungsverteilung weiter sinken. Daher wurde für die Beurteilung der Homogenität und hinsichtlich der Auswahl geeigneter Brennerkörper für den Betrieb ein Prüfstand zur Erfassung der Austrittsgeschwindigkeiten an der Oberfläche des Brennerkörpers entwickelt. Die strömungstechnischen Versuche lieferten folgende Resultate:

- Die Geschwindigkeitsverteilung am Austritt der Oberfläche war sehr ungleichförmig. Die Abweichungen vom integralen Mittelwert betrugen bis zu 100 %. Demnach ist in diesen Ausströmgebieten die tatsächliche Leistungsdichte doppelt so hoch wie die eingestellte Betriebsleistungsdichte. Dies bewirkt in diesen Zonen einen engeren Kontakt mit der Wand. Gleichzeitig ist das ungünstige Ausströmverhalten der Grund für eine ungleichförmige Temperaturverteilung auf der Oberfläche des Brennerkörpers.
- Die Strömungsverteilung wurde mit zunehmenden Körperdichten besser. Diese Tendenz korrelierte mit der Messung des Rückzündungsverhaltens dieser Körper im Betrieb.

Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen zeigen, daß das Innere des Faserkörpers neben einem Faseranteil mit einheitlichem Faserdurchmesser von 3 μm auch Anteile an Fasern dickeren Durchmessers und Füllstoffe aufwiesen. Zur Verbesserung der Homogenität und damit Verringerung der Rückzündungsgefahr ist demnach der Anteil an "Reinen Fasern" zu steigern.

6.0 Untersuchung beschichteter Brennerkörper

6.1 Katalytische Verbrennung

Das Thema katalytische Verbrennung ist nicht neu. Vor mehr als 140 Jahren entdeckte Davy [50], daß mit Platin belegte Drähte eine flammenlose Verbrennungsreaktion an der Feststoffoberfläche auslösen können. Aber erst seit etwa 30 Jahren hat man sich intensiv mit dieser Art der Verbrennung und der Entwicklung und Untersuchung katalytischer Verbrennungssysteme befaßt. Die Besonderheiten der katalytischen Verbrennung sind:

- Leichte Entzündbarkeit eines vorgemischten Brennstoff/Luft-Gemisches bei oft schon niedrigen Temperaturen auch außerhalb der Zündgrenzen
- Verwendung geeigneter Katalysatoren zur Steuerung des Reaktionsweges und damit der Produktart, d.h. der Selektivität der Reaktion
- Absenkung der Reaktionstemperaturen und damit Reduzierung bzw. Vermeidung von thermischem NO_x

Basisarbeiten zu diesem Thema sind insbesondere in den 80er Jahren entstanden. Diese zeigen den Stand der derzeitigen Entwicklung auf. Sie gehen neben der Darstellung verschiedener Applikationen auch auf Fragen der Modellierung sowie Charakteristika und Eigenschaften von Katalysatormaterialien ein. In der Reihenfolge ihrer Erscheinung sind als Übersichtsartikel die Arbeiten von Trimm [51], Prasad et al. [52], Kesselring [53] und Pfefferle [54] von Bedeutung.

Die Grundlage für ein besseres Verständnis der katalytischen Verbrennung ist die in den Veröffentlichungen [51]-[54] genannte Darstellung der Reaktionsgeschwindigkeit oder Umsatzrate in Abhängigkeit von der Reaktionstemperatur. Dieser Zusammenhang ist in der Abbildung 6.1 skizziert. Man unterscheidet drei charakteristische Bereiche:

- Dominanz der Oberflächenkinetik (1)
- Dominanz des Stofftransportes (2)
- Umsatzsteigerung infolge homogener Gasphasenreaktionen (3)

Strömt ein vorgemischtes Brennstoff/Luft-Gemisch durch ein Katalysatorbett, so überwiegt im Einströmbereich des Bettes, wo die Katalysatortemperatur noch niedrig ist, die Umsetzung von Brennstoff an der Katalysatoroberfläche, die mit der Temperatur exponentiell ansteigt (1). Bei einem weiteren Anstieg der Temperatur wird der Einfluß des Transportes von Brennstoff zur Oberfläche in zunehmendem Maße beherrschend (2). Die Reaktionsgeschwindigkeit wird jetzt nur noch von der Temperaturabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten

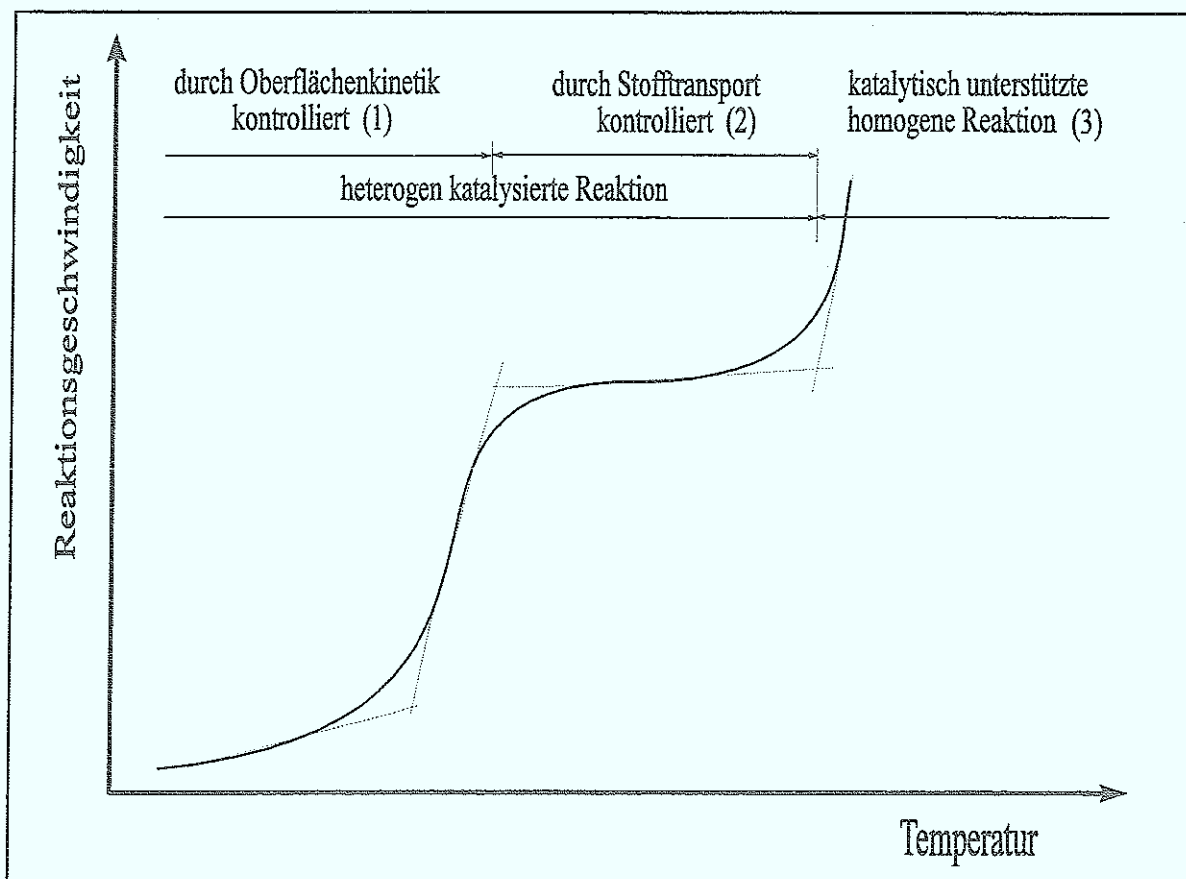


Abb. 6.1 Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit in einem Katalysatorbett

bestimmt ($\sim T^{1,5}$). Steigt die Temperatur in Strömungsrichtung weiter an, so kommt es an einigen Stellen des Katalysatorbettes zur Entstehung gasförmiger Radikale und damit zu homogenen Reaktionen in der Gasphase (3).

Aus der Abbildung 6.1 wird deutlich, daß für jeden heterogen katalysierten Prozeß die Reaktion an der Katalysatoroberfläche im stationären Zustand nicht größer sein kann als der Antransport der Reaktanden zur Oberfläche zuläßt. Diese Begrenzung, die zuerst von Wagner [55] vor mehr als 45 Jahren beobachtet wurde, bedeutet, daß ab einer bestimmten Katalysatortemperatur die Reaktionsrate nicht mehr erhöht werden kann, z.B. durch Steigerung der Aktivität. Da eine Vielzahl technischer Systeme innerhalb des stofftransportlimitierten Bereiches arbeitet (z.B. der katalytische Oxidationsreaktor), ist eine Steigerung der Effizienz nur über eine Verbesserung des Stoffüberganges zu erreichen. Je nach System ist dies durch eine Verkleinerung der Pelletgröße bzw. Verkleinerung des Kanaldurchmessers des Monolithen auf Kosten ansteigender Druckverluste zu erreichen.

Die Oxidationsreaktion im Bereich 3 erfolgt sowohl heterogen an den katalytischen Oberflächen als auch in homogen katalysierten Gasphasenreaktionen. Dieser Vorgang wird als katalytisch unterstützte Verbrennung bezeichnet. Unter Ausnutzung dieses Prozesses ist es möglich, höhere Umsatzleistungen als mit kinetisch und stofftransportmäßig begrenzten Katalysatorsystemen zu erreichen. Darüber hinaus erfolgen nach Pfefferle [56] die Reaktionen wesentlich kontrollierter als bei reinen Flammenreaktionen.

Kesselring et al. [57] unterteilen die Katalysatoren, die für die katalytische Umsetzung von Interesse sind, in Edelmetallkatalysatoren (Ru, Rh, Pd, Ag, Os, Ir, Pt, Au) und metallisch niederwertige Katalysatoren (Fe, Co, Ni, Cu). Die einzigen, die ihren metallischen Zustand in einer oxidierenden Atmosphäre bei hoher Temperatur beibehalten, sind jedoch die Edelmetalle. Wegen ihres Einsatzes zur Nachbehandlung von Autoabgasen liegen laut Aussagen der Verfasser zahlreiche Ergebnisse für Platin und Palladium vor. Sie sind besonders aktiv zur Oxidation einer großen Anzahl von Brennstoffen, z.B. Methan, Methanol und Wasserstoff. Darüber hinaus lassen sie sich recht einfach in disperser Form auf die Trägerstrukturen aufbringen.

Hicks et al. [58] fanden, daß Palladium im Hinblick auf die Aktivität bei der Methanverbrennung und thermische Stabilität Platin überlegen ist. Die Aktivität von Palladium war dabei 50-fach größer als die von Platin. Die Feinverteilung von Palladium auf einem Aluminiumoxidträger war bei einer Temperatur bis 900 °C stabil. Platin dagegen begann schon ab 700 °C von der Oberfläche zu verdampfen. Demgegenüber wird im Kapitel 6.2 eine leichtere Oxidierbarkeit von Methan an Platinkatalysatoren festgestellt.

6.2 Kinetik der heterogen katalysierten Reaktion

Bei einer heterogenen Reaktion bzw. Katalyse unterscheiden sich die Phasenzustände der an der Reaktion beteiligten Reaktionspartner. Typische heterogen katalysierte Reaktionen sind die Umsetzung von Gasen an festen Katalysatoren. Eine umfassende mikrokinetische Beschreibung der katalytischen Oberflächenreaktion setzt die Darstellung der auf der Katalysatoroberfläche ablaufenden Vorgänge voraus. Dazu gehören :

- Adsorption der Reaktanden auf der Oberfläche
- Katalytische Reaktion auf der Oberfläche
- Desorption der Produkte

Berücksichtigt man, daß die Adsorption der Edukte und Desorption der Produkte häufig gegenüber der katalysierten Reaktion sehr schnell sind, können alle drei Teilschritte zu einem Gesamtschritt zusammengefaßt werden. Im folgenden werden sie nur noch als "Reaktion" bezeichnet. Untersuchungen von Elementarreaktionen bei der Umsetzung von Methan sind

den umfangreichen Studien von Kung und Butt [59] und Wise und Quinlan [60] zu entnehmen. In dem von Kung und Butt verfaßten Abschlußbericht werden Grundlagenuntersuchungen an Platinoberflächen beschrieben. Sie dienen dem Ziel, die Reaktionsmechanismen einiger Zwischenprodukte an Platin, das mit Sauerstoff voradsorbiert war, aufzuklären. Zu diesen Zwischenprodukten gehören Methyl (CH_3) und Methylen (CH_2). Wise und Quinlan beschreiben reaktionskinetische Untersuchungen bei der Umsetzung an Nickel, Iridium und Platin. Sie formulieren darüber hinaus die wichtigsten Elementarprozesse an der Oberfläche von Edelmetallkatalysatoren.

Die vollständige Kenntnis des zugrundeliegenden Reaktionsmechanismus bei der Umsetzung von Methan an Platin und Palladium ist bis heute nicht bekannt. Darüber hinaus erweist sich die experimentelle Erfassung der Geschwindigkeitskoeffizienten verschiedener Einzelschritte als schwierig. Daher ist eine vereinfachte Beschreibung heterogen katalysierter Oberflächenreaktionen auf der Grundlage der Bruttoreaktionsgleichung 5.7 durch einen kinetischen Ansatz entsprechend der Gleichung 5.8 sinnvoll.

Die reaktionskinetischen Daten zur Berechnung des Geschwindigkeitskoeffizienten $k(T)$ sind für die Katalysatoren Platin und Palladium mit den zur Beurteilung gemessener Reaktionsgeschwindigkeiten notwendigen Angaben in der Tabelle 6.1 aufgeführt. Im Temperaturmeßbereich bis 540°C wurden von den Autoren mögliche Konzentrationsgradienten zwischen Gas und Katalysatoroberfläche nicht festgestellt, so daß die gemessenen effektiven Reaktionsgeschwindigkeiten mit den tatsächlichen Reaktionsgeschwindigkeiten auf der Katalysatoroberfläche gleichzusetzen sind. Sicardi et al. [61] untersuchten den Einfluß der Diffusion auf die Reaktionsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Volumenstrom. Sie stellten für den untersuchten Temperaturbereich einen Einfluß erst für sehr kleine Volumenströme im Bereich von $\dot{V} = 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ fest.

Der Vergleich beider Literaturquellen zeigt zunächst den unterschiedlichen Einfluß von Sauerstoff auf die Oberflächenreaktion. Während Trimm und Lam [26] eine Wirkung der Sauerstoffkonzentration auf die Reaktionsgeschwindigkeit angeben, wird dieser Einfluß bei Sicardi et al. vernachlässigt. Der Grund ist in den unterschiedlich eingestellten Konzentrationsverhältnissen $y_{\text{O}_2}/y_{\text{CH}_4}$ zu sehen, die bei Sicardi et al. um das 3- bis 13-fache höher sind. Bereits Anderson et al. [62] haben gezeigt, daß für große Sauerstoffüberschüsse der Exponent b gegen Null strebt. Den Unterschied in den gemessenen Aktivierungsenergien führen Sicardi et al. auf die sehr unterschiedlich eingestellten Konzentrationsbereiche für Methan ($> 17 \text{ Mol}\%$ bzw. $2\text{-}3 \text{ Mol}\%$) zurück. Dagegen stellen Trimm und Lam bei Anwachsen der Methankonzentration keine Änderung in der Aktivierungsenergie fest. Vielmehr ist dieser Unterschied auf die unterschiedlichen Meßverfahren - differentiell bzw. integral - zurückzuführen.

Nr	Katalysator	Katalysator-träger	spez. Oberfl.	k_0	E	a	b	θ	Lit. ^{1.)} 2.)
			m ² /g	m ^{3(a+b)} /(kg _{SEM} kmol ^{a+b-1} s)	kJ/mol	-	-	°C	
1	Pt	Al ₂ O ₃ -Faser (porös)	150	$2,4 \times 10^{14}$	187	1	3/4	<540	[26]
2	Pt	Al ₂ O ₃ -Faser (glatt)	2	$5,8 \times 10^{12}$	167	1	1	<540	"
3	Pt	Al ₂ O ₃ -Faser (porös)	150	$8,0 \times 10^5$	97	1	0	<540	[61]
4	Pd	Al ₂ O ₃ -Faser (porös)	150	$1,6 \times 10^9$	126	1	0	<540	"

- 1.) Trimm et. al.: Messungen im Differentialreaktor ; $0,6 < y_{O_2} / y_{CH_4} < 3,0$; $y_{CH_4} > 17\%$ (porös) , $> 13\%$ (glatt)
 Sicardi et. al.: Messungen im Integralreaktor ; $y_{O_2} / y_{CH_4} = 8$; $2\% < y_{CH_4} < 3\%$
- 2.) Temperaturkoeffizient: $n = 0$

Tab. 6.1 Reaktionskinetische Parameter für die heterogen katalysierte Verbrennung von Methan

Die Aktivierungsenergien bei der Umsetzung von Methan an Platinkatalysatoren sind im Vergleich zu anderen Brennstoffen, wie z. B. Methanol (56 kJ/mol, [63]), deutlich größer. Im Fall von Methan deutet dies auf ein ungünstigeres Zündverhalten hin. Diese Tendenz konnte experimentell bestätigt werden. Dabei wurde die Zündfähigkeit von Methan mit der des Wasserstoffs und Methanols an Platinkatalysatoren verglichen. Während im Fall des Wasserstoffs und Methanols eine Zündung am Katalysator bereits bei Raumtemperatur erfolgte, konnte die Methanverbrennung erst durch Fremdzündung gestartet werden. Der Vergleich der Aktivierungsenergien für Platin und Palladium veranschaulicht darüber hinaus die geringere Zündfähigkeit von Methan an Palladiumkatalysatoren (Nr. 3 und Nr. 4). Grund für diese Eigenschaft ist die Neigung des Palladiums, ein stabiles Oxid (PdO) zu bilden. Zusätzliche Aussagen hinsichtlich der Aktivität liefert die logarithmische Auftragung der Reaktionsgeschwindigkeiten über der reziproken Temperatur bis 540 °C:

- Die Reaktionsgeschwindigkeiten von Palladium sind, verglichen mit denen von Platin, um das 50- bis 70-fache größer (Nr. 3 und Nr. 4). Eine Aktivitätssteigerung von gleicher Größenordnung wird auch von Hicks et al. [58] beobachtet.
- Das Verkleinern der Trägeroberfläche um das 75-fache von 150 m²/g auf 2 m²/g bewirkt eine verhältnismäßig eher geringfügige Abnahme der Aktivität um das 5- bis

10-fache (Nr.1 und Nr.2). Somit ist für die zu modellierende Struktur der Direktbeschichtung mit einer spezifischen Oberfläche von $60 \text{ m}^2/\text{g}$ eine den Literaturangaben entsprechende Aktivität von gleicher Größenordnung zu erwarten.

Die Simulation direktbeschichteter Körper beschränkt sich bei der Untersuchung auf Platin als Katalysator und basiert auf den Daten von Trimm und Lam. Das von den Autoren eingestellte Konzentrationsverhältnis $y_{\text{O}_2}/y_{\text{CH}_4}$ entspricht dem Luftzahlbereich des Brenners bis $\lambda = 1,5$. Gleichzeitig ist das differentielle Meßverfahren nach Trimm und Lam mit gemessenen Umsätzen von max. 5 % gegenüber der integralen Messung durch Sicardi et al. als genauer zu bewerten.

6.3 Einfluß von Transportwiderständen

Im folgenden wird untersucht, in welchem Maße die Reaktionsgeschwindigkeit der Oberflächenreaktion für die vorliegende Katalysatorstruktur durch Stofftransportmechanismen gehemmt wird (Bereich 2 der Abb. 6.1).

Ob und in welchem Maße Konzentrations- und/oder Temperaturgradienten an der äußeren Oberfläche eines Katalysatorpellets auftreten, kann durch Kopplung der jeweiligen Gleichungen für den Stoff- und Wärmetransport mit der Reaktionsgeschwindigkeitsgleichung unter der Annahme eines stationären Zustandes quantitativ bestimmt werden. Für poröse Katalysatorpellets muß die Betrachtung darüber hinaus bis ins Innere des Teilchens erweitert werden. Die Behandlung dieser Bilanzgleichungen liefert charakteristische Kennzahlen, anhand derer externe und interne Katalysatorwirkungsgrade formuliert werden. Eine ausführliche Darstellung ist dem Lehrbuch von Baerns et al. [64] zu entnehmen.

Bei der stark exothermen Reaktion von Methan an Edelmetallkatalysatoren können Temperaturdifferenzen zwischen Gas und Katalysator auftreten, die unter Umständen 10 bis 30 K oder mehr betragen können [64]. Temperaturgradienten innerhalb eines Katalysatorpellets sind danach üblicherweise klein. Für die in dieser Arbeit angestellten Überlegungen wird der Einfluß von Temperaturgradienten aufgrund der geringen Korngröße (Washcoat) von $5 \mu\text{m}$ vernachlässigt.

6.3.1 Effektive Reaktionsgeschwindigkeit und Katalysatorwirkungsgrad

Ausgangspunkt für die Berechnung der effektiven Reaktionsgeschwindigkeit ist eine stationäre Betrachtung der Stoffbilanz an der Oberfläche. Die Molzahländerung des Brennstoffes durch Reaktion an der Katalysatoroberfläche (s) ist gleich der Nachlieferung durch den Stoffübergang. Für die effektive Reaktionsgeschwindigkeit gilt dann:

$$\dot{r}^{eff} = \beta_{O_2,g} a (c_{O_2,g} - c_{O_2,s}) \quad (6.1)$$

$$\dot{r}^{eff} = \beta_{B,g} a (c_{B,g} - c_{B,s}) \quad (6.2)$$

$$\dot{r}^{eff} = \eta_P k(T) c_{B,s}^a c_{O_2,s}^b \quad (6.3)$$

Dabei ist η_P der Porenwirkungsgrad, $\beta_{i,g}$ der Stoffübergangskoeffizient in der Gasphase und a die auf das Katalysatorvolumen bezogene äußere Feststoffoberfläche. Der Porenwirkungsgrad berücksichtigt den Transportwiderstand im Katalysatorinneren aufgrund von Porendiffusion. Er ist für ein kugelförmiges Katalysatorpellet mit dem Radius r_P über den Thiele-Modul ϕ_P bestimmt [64]. Unter Einführung des Konzentrationsverhältnisses $X = c_{B,s} / c_{B,g}$ gilt:

$$\phi_P = r_P \sqrt{\frac{k(T) X^{a+b-1} c_{B,g}^{a+b-1}}{D_{B,g}^e}} \quad (6.4)$$

$$\eta_P = \frac{3}{\phi_P} \left(\frac{1}{\tanh \phi_P} - \frac{1}{\phi_P} \right) \quad (6.5)$$

Dabei steht $D_{B,g}^e$ für den effektiven Diffusionskoeffizienten im Pellet ($\rightarrow$ Kap. 10.2.1). Aus der Addition der Gleichungen 6.1 und 6.2 kann die unbekannte Sauerstoffkonzentration an der Feststoffoberfläche eliminiert werden:

$$c_{O_2,s} = c_{O_2,g} - \frac{\beta_{B,g}}{\beta_{O_2,g}} (c_{B,g} - c_{B,s}) \quad (6.6)$$

Das Verhältnis der Stoffübergangskoeffizienten $\beta_{B,g}/\beta_{O_2,g}$ ist nahezu 1 ($\rightarrow$ Kap. 10.1). Die Substitution der Sauerstoffkonzentration an der Feststoffoberfläche in Gleichung 6.3 durch die Beziehungen 6.6 liefert dann eine implizite Bestimmungsgleichung für das Konzentrationsverhältnis X :

$$\eta_P Da_{II,B} X^a [\kappa - (1-X)^b + X - 1] = 0 \quad (6.7)$$

$$Da_{II,B} = \frac{k(T)}{\beta_{B,g} a} c_{B,g}^{a+b-1} \quad (6.8)$$

$$\kappa = \frac{c_{O_2,g}}{c_{B,g}} = \frac{y_{O_2,b}}{y_{B,g}} + 2 \quad (6.9)$$

Die Damköhler-Zahl II. Art $Da_{II,B}$ definiert das Verhältnis der Geschwindigkeit der Reaktion ohne Stoffübergangshemmung zu der mit maximaler Stoffübergangshemmung. Der Quotient κ steht für das Konzentrationsverhältnis zwischen Sauerstoff und Brennstoff im Gas. Er kann unter der Voraussetzung gleicher Transporteigenschaften der Edukte, d.h. $Le_B = Le_{O_2} = 1$, in Abhängigkeit von der Brennstoffmolkonzentration $y_{B,g}$ und Restsauerstoffmolkonzentration im Abgas $y_{O_2,b}$ dargestellt werden ($\rightarrow$ Kap. 4.5). Damit ist eine Berechnungsgleichung für das Brennstoffkonzentrationsverhältnis X zwischen Feststoffoberfläche und Gas in Abhängigkeit von den Strömungsverhältnissen im Katalysatorbett ($\beta \sim Re^n$), der Katalysatorstruktur (a, r_p) sowie der Brennstoffkonzentration $c_{B,g}$ und Temperatur T_g im Gas gegeben.

Im weiteren wird der Katalysatorwirkungsgrad eingeführt, der als Verhältnis der effektiven Reaktionsgeschwindigkeit zur Reaktionsgeschwindigkeit ohne Transporthemmung definiert ist:

$$\eta_{Kat} = \frac{\dot{r}^{eff}}{\dot{r}} \quad (6.10)$$

Mit den Beziehungen 6.3 und 6.6 gilt dann in Abhängigkeit von dem aus Gleichung 6.7 ermittelbaren Konzentrationsverhältnis X ($\beta_{B,g}/\beta_{O_2,g} = 1$):

$$\eta_{Kat} = \eta_p X^a \left[1 - \frac{1}{\kappa} (1-X) \right]^b \quad (6.11)$$

Die Berechnung der effektiven Reaktionsgeschwindigkeit wurde damit auf die Ermittlung eines Katalysatorwirkungsgrades zurückgeführt.

Der Einfluß der Damköhler-Zahl Da_{II} und des Konzentrationsverhältnisses κ auf den Katalysatorwirkungsgrad ist in der Abbildung 6.2 für einen Porenwirkungsgrad von 1 dargestellt. Die Reaktionsordnungen entsprechen denen nach Trimm und Lam [26]. Die Darstellung zeigt, daß für Damköhler-Zahlen unterhalb von 0,1 äußere Transportwiderstände zu vernachlässigen sind. Für Damköhler-Zahlen größer als 6 werden stofftransportlimitierende Einflüsse in zunehmenden Maße beherrschend. Mit steigender Luftzahl wächst das Konzentrationsverhältnis κ an, infolgedessen der Katalysatorwirkungsgrad abnimmt. Dieser Einfluß auf den Katalysatorwirkungsgrad ist jedoch gering.

6.3.2 Abschätzung

Die Stoffübergangskoeffizienten werden durch Stoffübergangsgesetze beschrieben. Diese sind mit den charakteristischen Eigenschaften der Katalysatorstruktur im Anhang aufgeführt. Für die Berechnung der Stoffübergangskoeffizienten an Partikeln in einer Schüttung gibt es zwei Methoden: Die erste Methode orientiert sich an der Einzelkugel und die zweite am Rohr. Bei praktischen Problemstellungen empfiehlt es sich, Berechnungen nach beiden Methoden durchzuführen. Für einen Temperaturbereich zwischen 500-900 °C betragen die Unterschiede in den Stoffübergangskoeffizienten nach beiden Berechnungsmethoden für die Matrixstruktur weniger als 5 %. Die Belegungsdichte m_{EM}'' beträgt zwischen 0,5 und 5,0 g_{EM}/m². Sie ist die auf die äußere Mantelfläche des Brennerkörpers bezogene Edelmetallmenge. Mit einer mittleren Katalysatorschichtdicke von 1 mm kann daraus ein Edelmetalldichtebereich von 0,5 und 5,0 kg_{EM}/m³ abgeleitet werden. Für eine Abschätzung des Katalysator- und Porenwirkungsgrades werden darüber hinaus folgende Berechnungsvoraussetzungen getroffen:

- Beschreibung von $k(T)$ nach Ansatz Nr.1 der Tabelle 6.1
- Temperaturbereich: 500-900 °C
- Molkonzentration des Brennstoffes im Gas: $y_{B,g} = 1 \%$

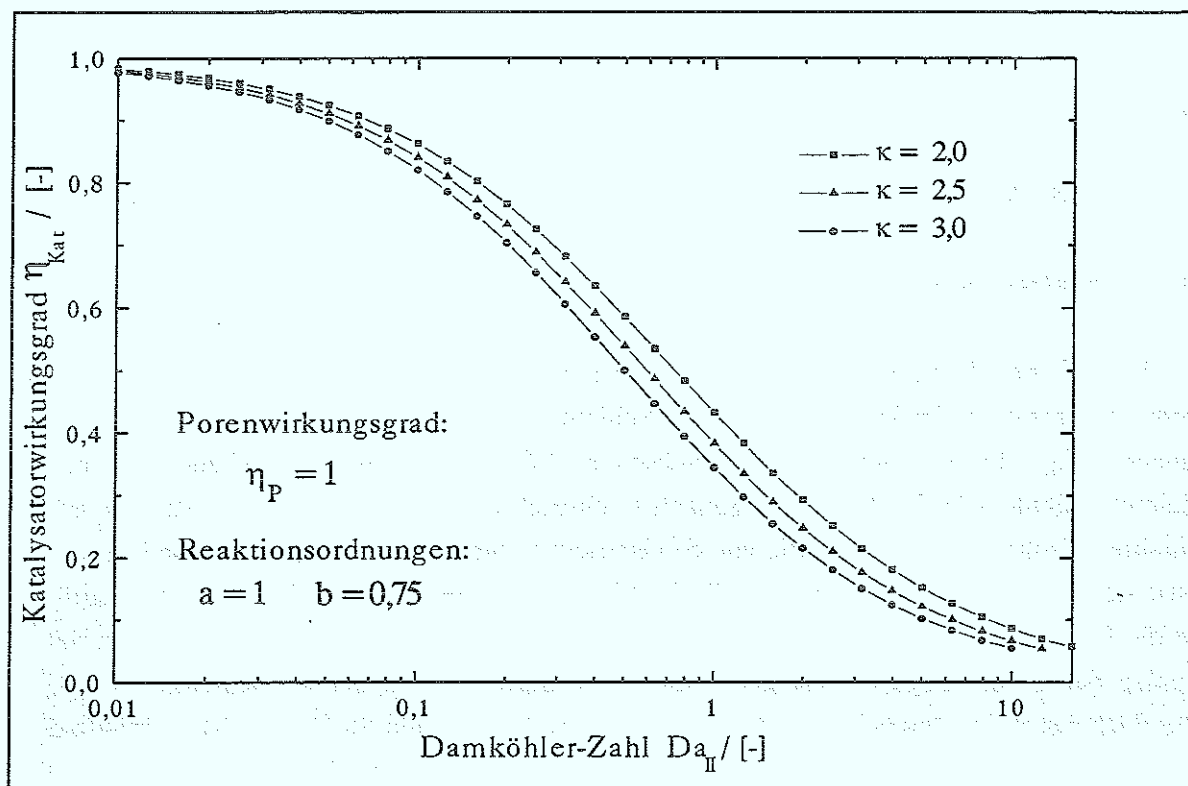


Abb. 6.2 Katalysatorwirkungsgrad in Abhängigkeit von der Damköhler-Zahl und dem Konzentrationsverhältnis κ

Im untersuchten Temperatur- und Aktivitätsbereich beträgt der Porenwirkungsgrad mehr als 98 % ($X = 1$). Ein innerer Transportwiderstand im Katalysatorkorn ist danach für die vorliegende Katalysatorstruktur zu vernachlässigen. Die Damköhler-Zahlen betragen zwischen 0,01 und 0,10. Dies entspricht nach Abbildung 6.2 einem Katalysatorwirkungsgrad größer als 85 %. Demnach kann im Fall der vorliegenden Katalysatorstruktur ein äußerer Transportwiderstand nahezu vernachlässigt werden.

6.4 Ergebnisdarstellung

Die Berechnung der Umsatzgrade sowie die Darstellung der Temperatur- und Konzentrationsprofile basiert auf der numerischen Lösung des Modellansatzes 1. Der Einfluß der Gasstrahlung des Abgasringspaltes und der Rückstrahlung der Wärmeaustauscherwand wird vernachlässigt. Die effektive Reaktionsgeschwindigkeit der katalytischen Oberflächenreaktion wird neben der Abhängigkeit von Temperatur und Konzentration als eine Funktion des Ortes eingeführt. Dieser Ansatz wird notwendig, da die Belegung der Edelmetallmenge infolge des Direktbeschichtungsverfahrens mit zunehmender Eindringtiefe abnehmen wird. Die Abnahme der Edelmetalldichte mit der Eindringtiefe wird als linear angenommen. Die Berechnungen greifen auf die kinetischen Daten für Platin nach Trimm und Lam [26] zurück. Der Porenwirkungsgrad wird zu eins gesetzt. Die Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit orientiert sich an die Gleichung 3.7 mit $e = 40 \text{ m}^2/\text{kg}$ und $K_g = K_F = 0$ ($\rightarrow$ Kap. 10.2.1). Die Katalysatordichte beträgt bei einer mittleren Körperdichte von 300 kg/m^3 ca. 360 kg/m^3 ($\rightarrow$ Kap. 10.2.1). Eine Variation der Systemparameter in den Grenzen $25 \text{ m}^2/\text{kg} \leq e \leq 40 \text{ m}^2/\text{kg}$, $0 \leq K_F \leq 2$, $0 \leq K_g \leq 1$ und $350 \text{ kg/m}^3 \leq \rho_{\text{Kat}} \leq 370 \text{ kg/m}^3$ zeigte lediglich einen schwachen Einfluß auf die Veränderung der Umsatzgrade und Temperatur- sowie Konzentrationsprofile.

6.4.1 Umsatzgrade in der Katalysatorschicht

Der Einfluß der Edelmetallmenge, Leistungsdichte, Luftzahl und Schichtdicke auf den Brennstoffumsatz in der katalytisch aktiven Schicht ist in der Abbildung 6.3 dargestellt (1-5). Danach steigt der Umsatzgrad mit wachsender Edelmetallmenge, ausgehend von einer Edelmetalldichte von $0,5 \text{ kg}_{\text{EM}}/\text{m}^3$, zunächst schwach an. Der Anstieg ist linear. Ab einer charakteristischen Grenzmenge, die von den Betriebsparametern Leistungsdichte und Luftzahl sowie der Schichtdicke abhängt, schnellte der Umsatz exponentiell auf 100 %. Verantwortlich hierfür ist der mit steigender Edelmetallmenge immer mehr dominierende exponentielle Anstieg der Reaktionsgeschwindigkeit mit der Temperatur. Ab der Grenzmenge stellt die Oberflächenreaktion den beherrschenden Term beim Wärme- und Stofftransport innerhalb der Katalysatorschicht dar. Die Konvektion und Diffusion in Strömungsrichtung steigen dagegen nur linear mit der Temperatur.

Eine Erhöhung der Leistungsdichte bewirkt bei sonst gleichen Parametern eine Steigerung des Brennstoffumsatzes im Katalysator (1, 3, 4). Demzufolge setzt der exponentielle Anstieg des Umsatzes für größere Leistungsdichten früher ein. Im Gegensatz dazu hat die Steigerung der Luftzahl von 1,1 auf 1,2 eine drastische Verringerung des Umsatzes zur Folge (3, 5). Dies ist mit der kürzeren Verweilzeit und dem größeren Kühleffekt zu steigenden Geschwindigkeiten hin zu begründen. Für Luftzahlen größer 1,2 und Edelmetalldichten unterhalb von $7 \text{ kg}_{\text{EM}}/\text{m}^3$ beträgt der Umsatz weniger als 10 %. Eine Zunahme der Schichtdicke liefert eine Umsatzsteigerung infolge der ansteigenden Verweilzeit im Katalysator (2, 3).

Im Hinblick auf eine Steigerung der Strahlungseffizienz des Brenners, d.h. Steigerung des Wirkungsgrades des Heizsystems, und weitere Senkung der Flammentemperaturen ist ein Brennstoffumsatz von 100 % anzustreben. Zur Realisierung dieser Zielgröße sind die Luftzahlen bei einer Edelmetalldichte von ca. $5 \text{ kg}_{\text{EM}}/\text{m}^3$ zwischen 1,05-1,1 einzustellen. Dann ist ab einer Leistungsdichte von $100 \text{ kW}/\text{m}^2$ mit einem nahezu vollständigen Umsatz innerhalb der Katalysatorschicht zu rechnen. Jedoch ist bei dieser Überlegung das Temperaturniveau in der Schicht mit zu Rate zu ziehen. Hierüber wird dann die thermische Belastung und Möglichkeit einer vollständigen Verbrennung innerhalb der Katalysatorzone bewertet.

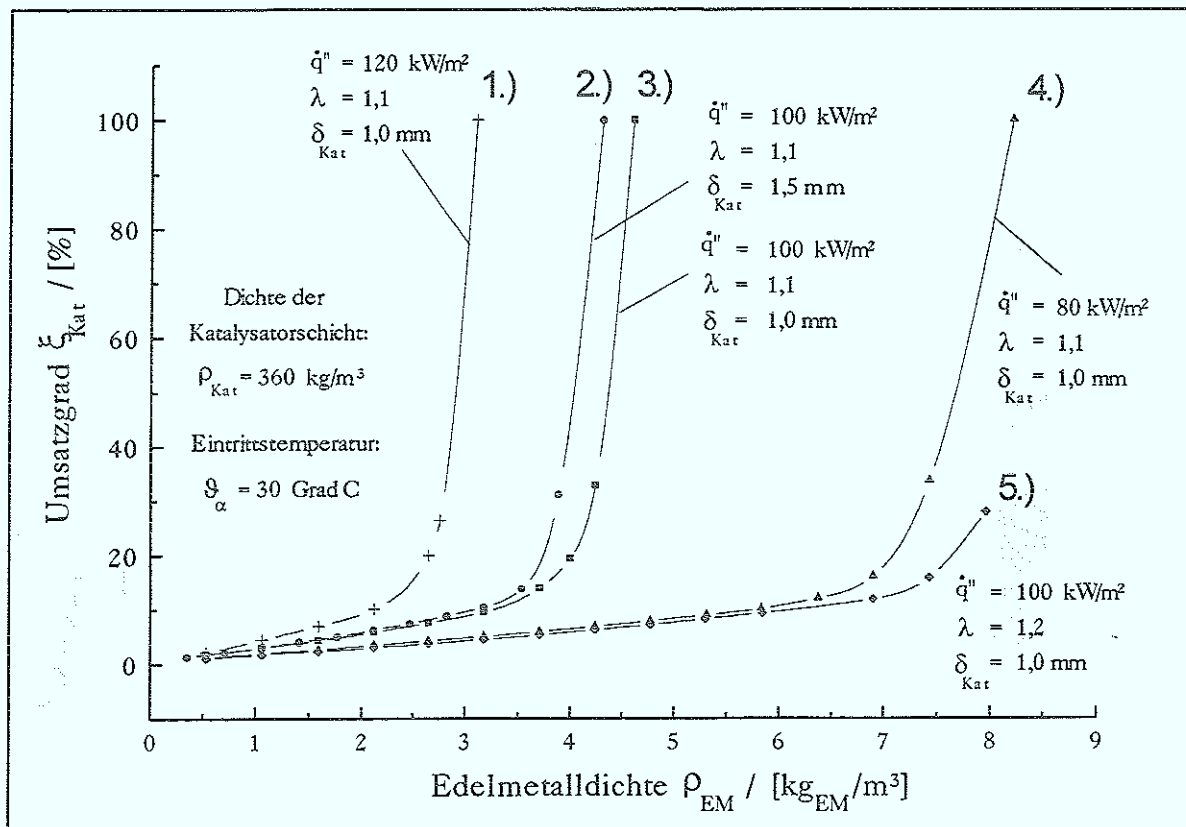


Abb. 6.3 Brennstoffumsatzgrade in der Katalysatorschicht in Abhängigkeit von der Leistungsdichte $\dot{q}''$, der Luftzahl λ und der Schichtdicke δ_{Kat}

6.4.2 Temperatur- und Konzentrationsprofile

Die Temperatur- und Konzentrationsprofile sind für den Betriebspunkt $100 \text{ kW/m}^2/1,1$ sowie eine Schichtdicke von 1 mm in der Abbildung 6.4 dargestellt. Mit steigender Platinmenge bzw. Edelmetalldichte steigt der Umsatz und damit das Temperaturniveau in der Katalysatorschicht. Gleichzeitig sinkt die Spitztemperatur der Flamme in der wandnahen Randzone. Die Temperaturprofile zeigen das Problem eines vollständigen Umsatzes innerhalb der katalytisch aktiven Zone, der bei Erhöhung der Edelmetalldichte von $4,2$ auf $5,0 \text{ kg}_{\text{EM}}/\text{m}^3$ sprunghaft (exponentiell) erreicht wird. In diesem Fall steigen die Spitztemperaturen innerhalb der Schicht bis auf $1150 \text{ }^\circ\text{C}$. Entsprechend den Angaben nach Hicks et al. [58] ist jedoch für Platin schon ab $700 \text{ }^\circ\text{C}$ mit einem Aktivitätsverlust zu rechnen. Somit wird in der Praxis bereits nach einer kurzen Anfahrzeit der Umsatz und demzufolge das Temperaturniveau in der Katalysatorzone unter Bildung einer homogenen Nachreaktion in der äußeren Randzone sinken. Dies konnte experimentell bestätigt werden ($\rightarrow$ Kap. 6.5). Somit ist für die Auslegung neben dem Erreichen einer möglichst großen Strahlungseffizienz gleichzeitig die thermische Belastung der Katalysatorstruktur zu berücksichtigen. Erst ein Umsatzrückgang auf 33% liefert unkritische Spitztemperaturen unterhalb von $700 \text{ }^\circ\text{C}$.

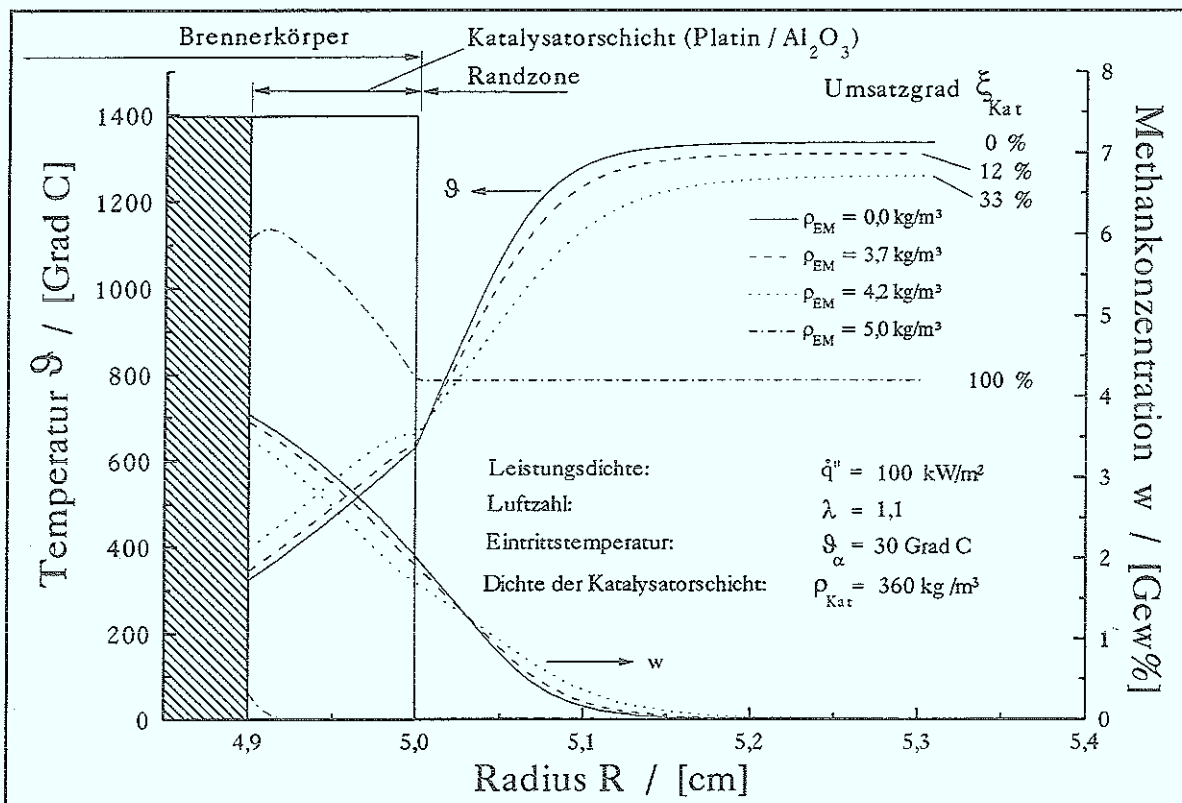


Abb. 6.4 Temperatur- und Konzentrationsprofile in Abhängigkeit von der Edelmetalldichte ρ_{EM}

Die Ansteuerung der Betriebspunkte, die maximal mögliche Oberflächentemperaturen bei gleichzeitig moderaten Katalysatortemperaturen erwarten lassen, ist als schwierig zu bewerten. Diese Punkte liegen in der Zone exponentiellen Umsatzanstieges ($\rightarrow$ Abb. 6.3). Bereits eine Veränderung der Schichtdicke, die infolge des Direktbeschichtungsverfahrens von Körper zu Körper um einige zehntel Millimeter vom Mittelwert (1 mm $\rightarrow$ Kap. 10.2.1) abweichen wird, kann den Umsatz auf 100 % anwachsen lassen ($\rightarrow$ Abb. 6.3). Ein Aktivitätsverlust der Katalysatorstruktur ist die Folge.

Im Fall der Direktbeschichtung ist eine deutliche Verbesserung der Strahlungseffizienz im Vergleich zum Fall des unbeschichteten Strahlungsbrenners bei gleichzeitiger Unterschreitung thermischer Stabilitätsgrenzen des Katalysators nicht zu erzielen. Jedoch wirkt sich die Anwesenheit einer geringen Katalysatormenge auf der äußeren Oberfläche positiv im Hinblick auf das Betriebsverhalten aus. Experimente zeigten, daß Rückzündungen im Betriebsfeld bis 180 kW/m² für beschichtete Körper nicht auftraten. Der Ablauf der homogenen Gasphasenreaktion in der äußeren Randzone wird somit durch die beschichtete Oberfläche kontrolliert. Die Beschichtung mit Edelmetall ist unter dem Gesichtspunkt einer stabilen Verbrennung als sinnvoll zu bezeichnen.

6.5 Experimentelle Überprüfung

Der Ausschnitt der Abbildung 5.8 zeigte den Zusammenhang zwischen gemessenen Stickoxidkonzentrationen (NO_x) und berechneten Flammentemperaturen für den Fall des unbeschichteten Strahlungsbrenners. Danach ist die Stickoxidproduktion in der Größenordnung von 2-10 ppm auf Temperaturen zwischen 1250-1450 °C zurückzuführen. Erst Temperaturen unterhalb von 1150 °C lassen auf Konzentrationen weit unterhalb von 1 ppm schließen. Hieraus folgt, daß Konzentrationen oberhalb von 2 ppm mit einer homogenen Flammenverbrennung in der äußeren Randzone gekoppelt sind. Der Umsatz im Katalysator ist dann entsprechend gering. Stickoxidkonzentrationen weit unterhalb von 1 ppm zeigen dagegen einen nahezu vollständigen Umsatz im Katalysator an. Diese tendenziellen Zusammenhänge bei der Stickoxidentstehung direktbeschichteter Körper werden zur Belegung des im Kapitel 6.4.2 beschriebenen Problems einer kritischen thermischen Belastung herangezogen. Dabei werden die Stickoxidkonzentrationen beschichteter Brennerkörper (Platin) mit denen unbeschichteter Oberflächen verglichen. Der Vergleich ist in der Abbildung 6.5 dargestellt. Die Belegungsdichten betragen 0,55, 1,25 und 5,5 g_{EM}/m².

Bei einer niedrigen Belegungsdichte von 0,55 g_{EM}/m² ist im Vergleich zum unbeschichteten Körper keine Stickoxidreduzierung erreichbar. Der Umsatz im Katalysator ist demnach gering. Diese Feststellung deckt sich mit den theoretisch abgeleiteten Ergebnissen ($\rightarrow$ Abb. 6.3). Für die Betriebspunkte 100 kW/m²/1,1 und 120 kW/m²/1,1 liegen die Konzentrationen sogar oberhalb derer des unbeschichteten Körpers. Dies ist auf unterschiedliche

Homogenitäten der Matrixstrukturen zurückzuführen. Diese bewirken im Fall der Belegungs-
 dichte von $0,55 \text{ g}_{\text{EM}}/\text{m}^2$ größere lokale Anströmungen in der oberflächennahen Reaktions-
 zone, infolgedessen sich höhere Flammentemperaturen einstellen. Die Steigerung der Bele-
 gungsdichte auf $1,25 \text{ g}_{\text{EM}}/\text{m}^2$ zeigt eine Reduzierung der Stickoxidproduktion um 1-2 ppm.
 Dies entspricht einer Temperatursenkung um ca. 20-50 K ($\rightarrow$ Abb. 5.8) und Umsatzraten im
 Katalysator von unter 20 % ($\rightarrow$ Abb. 6.4). Die Reduzierung steigt dabei mit wachsender
 Leistungsdichte. Dies läßt auf einen steigenden Umsatz im Katalysator mit zunehmender
 Brennstoffmenge schließen. Eine sprunghafte Konzentrationssenkung auf nahezu 0 ppm
 wurde bei einer Belegungsichte von $5,5 \text{ g}_{\text{EM}}/\text{m}^2$ während des ersten Anfahrens gemessen.
 Der Brennstoffumsatz beschränkt sich dann auf die Katalysatorzone. Jedoch zeigte dieser
 Betriebspunkt kein stabiles Verhalten. Die Meßpunkte wiesen bereits nach einer kurzen Zeit
 wiederum das Verhalten eines unbeschichteten Körpers auf. Diese Beobachtung deckt sich
 mit den theoretisch abgeleiteten Aussagen des Kapitels 6.4.1 und 6.4.2 und weist auf eine
 Temperaturschädigung im Katalysator hin.

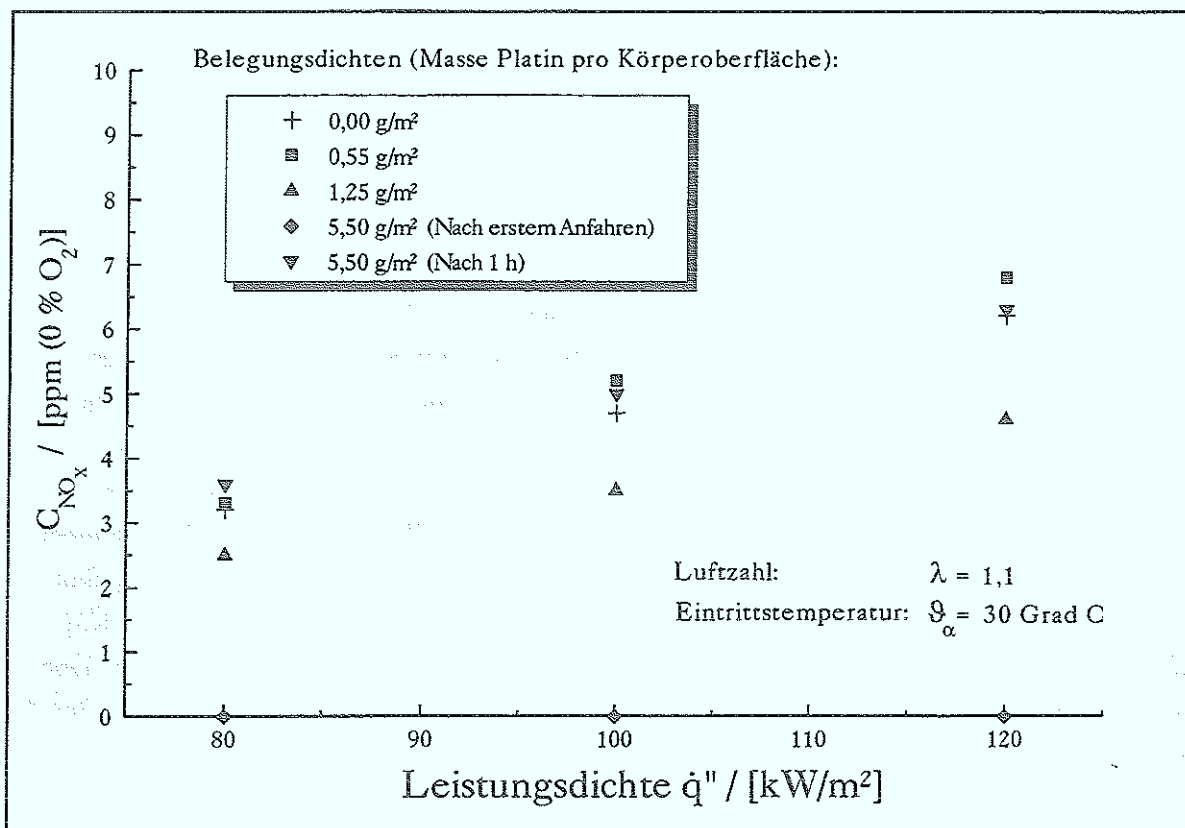


Abb. 6.5 Gemessene Stickoxidkonzentrationen beschichteter und unbeschichteter Brennerkörper

6.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Aus der Modellierung und experimentellen Untersuchung des Betriebsverhaltens eines mit Platin direktbeschichteten Brennerkörpers können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

- Je nach Edelmetallmenge und Betriebspunkt ist kein vollständiger Umsatz im Katalysator möglich. Es kommt dann zu einer Nachverbrennung infolge homogener Gasphasenreaktionen in der äußeren Randzone.
- Der Brennstoffumsatzgrad in der Katalysatorschicht steigt mit zunehmender Edelmetallmenge, Leistungsdichte und Schichtdicke sowie sinkender Luftzahl an. Gleichzeitig erhöht sich das Temperaturniveau in der Katalysatorschicht. Dabei übersteigen die Spitzentemperaturen im Fall eines 100 %igen Umsatzes die thermische Belastungsgrenze des Katalysators. Ein Aktivitätsverlust bzw. die Zerstörung der Katalysatorstruktur ist die Folge. Somit ist für die Praxis nicht mit einer deutlichen Steigerung der Strahlungseffizienz des Strahlungsbrenners durch die katalytische Verbrennung infolge Direktbeschichtung zu rechnen.
- Das Betriebsverhalten des Strahlungsbrenners wird durch die Aufbringung einer katalytisch aktiven Schicht auf die Oberfläche deutlich verbessert. Innerhalb des technisch interessanten Bereiches ist ein rückzündungsfreier Betrieb möglich.

מאמר זה נכתב על ידי ד"ר יעקב גולדברג, מנהל מחלקת המחקר.

המחקר נעשה במסגרת תוכנית המחקר "השפעת שינוי האקלים על המשק החקלאי" המממן על ידי משרד החקלאות.

תאריך: 2023

1

המחקר נעשה במסגרת תוכנית המחקר "השפעת שינוי האקלים על המשק החקלאי" המממן על ידי משרד החקלאות.

המחקר נעשה במסגרת תוכנית המחקר "השפעת שינוי האקלים על המשק החקלאי" המממן על ידי משרד החקלאות.

המחקר נעשה במסגרת תוכנית המחקר "השפעת שינוי האקלים על המשק החקלאי" המממן על ידי משרד החקלאות.

המחקר נעשה במסגרת תוכנית המחקר "השפעת שינוי האקלים על המשק החקלאי" המממן על ידי משרד החקלאות.

המחקר נעשה במסגרת תוכנית המחקר "השפעת שינוי האקלים על המשק החקלאי" המממן על ידי משרד החקלאות.

המחקר נעשה במסגרת תוכנית המחקר "השפעת שינוי האקלים על המשק החקלאי" המממן על ידי משרד החקלאות.

המחקר נעשה במסגרת תוכנית המחקר "השפעת שינוי האקלים על המשק החקלאי" המממן על ידי משרד החקלאות.

7.0 Untersuchung des Heizsystems

Die Untersuchung basiert auf einer Modellierung des Reaktors und Abgaswärmeaustauschers. Das Ziel der Beschreibung ist die Entwicklung eines Rechenprogramms für die Simulation des Heizsystems unter Eingabe von Betriebs- und Systemparametern sowie Geometriedaten der untersuchten Aggregate. Das Programm liefert u. a. die Temperaturverteilung im Wasserkanal. Auf der Grundlage der Wassertemperaturen T_{Wa}'' und T_{Wa}''' werden die Wirkungsgrade des Reaktors η_R und des Gerätes η_G bestimmt ($\rightarrow$ Abb. 7.1):

$$\eta_R = \frac{\dot{H}_{Wa}'' - \dot{H}_{Wa}'}{\dot{q}'' \pi D_K H_K} \quad (7.1)$$

$$\eta_G = \frac{\dot{H}_{Wa}''' - \dot{H}_{Wa}'}{\dot{q}'' \pi D_K H_K} \quad (7.2)$$

Für die Untersuchung wird der Massenstrom des geschlossenen Warmwasserkreislaufes mit $\dot{m}_{Wa} = 0,164 \text{ kg/s}$ fest vorgegeben. Dieser Wert wurde bei einer Nennleistungsdichte von 160 kW/m^2 und Luftzahl von 1,1 unter Vorgabe einer bei neueren Niedertemperaturanlagen üblichen Temperaturspreizung von 20 K und Wassereintrittstemperatur von $40 \text{ }^\circ\text{C}$ bestimmt. Die Eintrittstemperatur T_{Wa}' ist variabel. Sie wird dahingehend verändert, daß für den jeweils eingestellten Betriebspunkt eine Wasseraustrittstemperatur T_{Wa}''' von $60 \text{ }^\circ\text{C}$ erzielt wird ($\rightarrow$ Abb. 7.1). Die Gaseintrittstemperatur T_α beträgt $25 \text{ }^\circ\text{C}$. Eine Vorheizung der Luft infolge Abgasrückführung bzw. elektrischer Erhitzung bleibt bei der Untersuchung unberücksichtigt.

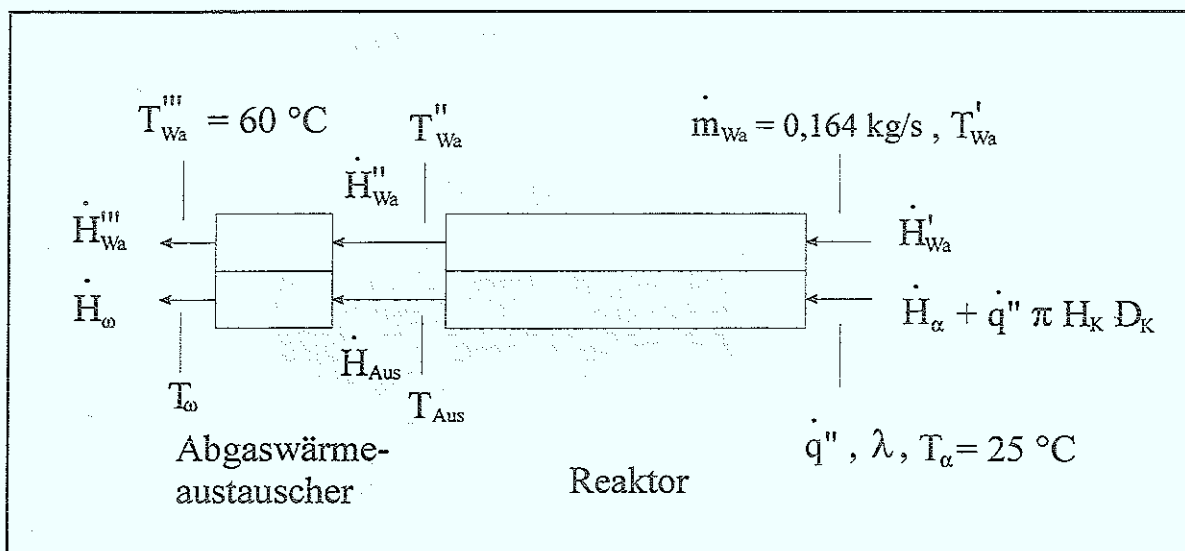


Abb. 7.1 Charakteristische Enthalpieströme und Vorgaben für die Untersuchung

7.1 Modellierung des Reaktors

Die Modellierung des Reaktors basiert auf der Untersuchung des Brennerkörpers. Die berechneten Körperwand- und Flammentemperaturen dienen der Beschreibung der abgasseitigen Wandwärmeströme des Brennraumwärmeaustauschers. Mit Hilfe dieser Wärmeströme und den raumseitigen Wandverlusten erfolgt die Beschreibung der Temperaturverteilung im Wasserkanal zur wirkungsgradtechnischen Simulation des Reaktors ($\rightarrow$ Abb. 7.2).

Der Abgasraum wird in den Abgasringspalt und das Abgasrohr unter Voraussetzung konstanter Innenwandtemperaturen T_{WI} und T_{WII} unterteilt. Der an das Wasser ausgekoppelte Gesamtwärmestrom resultiert aus Teilwärmeströmen infolge Festkörperstrahlung, Konvektion und Gasstrahlung. Da der Brennraumwärmeaustauscher im Versuchsstand zur Umgebung hin nicht isoliert ist, fließen Verlustwärmeströme $\dot{Q}_V$ mit in die Modellierung ein. Dies erfolgt im Hinblick auf den Vergleich experimentell und theoretisch ermittelter Temperaturen ($\rightarrow$ Kap. 7.4). Die Berechnung des Wärmestromanteils infolge Festkörperstrahlung erfolgt auf einer Beschreibung des Nettostrahlungsflusses $\dot{Q}_{K=W}$ zwischen Körper und Brennraumwärmeaustauscherwand. Unter Berücksichtigung der Einstrahlzahlen $\Phi_{K,WI}$ und $\Phi_{K,WII}$ wird der Strahlungsaustausch zwischen Körper und Ringspaltwand bzw. Abgasrohrwand bestimmt. Der konvektive Wärmestrom $\dot{Q}_{KvW}$ setzt sich zusammen aus einer Überlagerung natürlicher

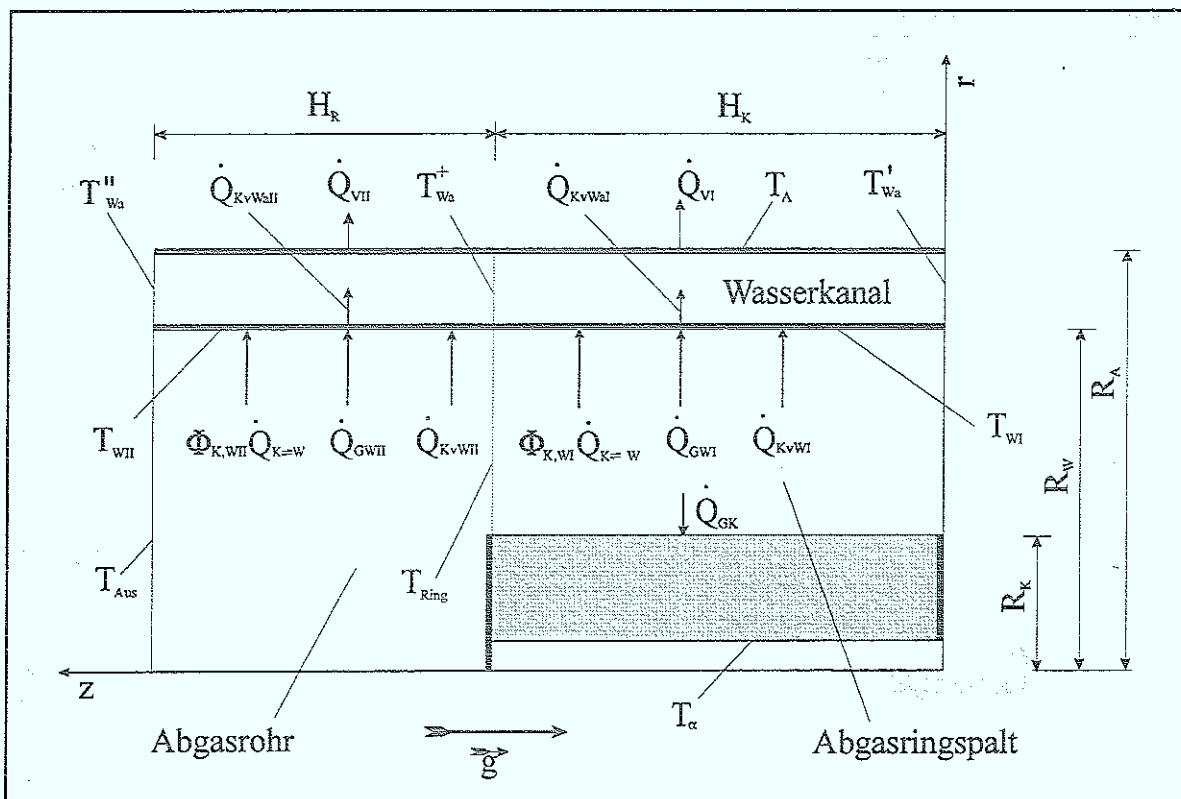


Abb. 7.2 Charakteristische Wärmeströme, Mitteltemperaturen und Abmessungen

und erzwungener Konvektion. Die erzwungene Konvektion ist dabei abhängig von der Geschwindigkeitsverteilung an der Wand. Die Wärmeströme infolge Gasstrahlung $\dot{Q}_{\text{GW}}$ und $\dot{Q}_{\text{GK}}$ resultieren aus der Emission von Wärmestrahlung des $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ -reichen Abgases. Dabei findet ein Nettostrahlungsfluß des Gases mit den Festkörperoberflächen Ringspalt- und Rohrwand sowie Körperwand statt.

Die Abgastemperaturen T_{Ring} und T_{Aus} sind energetisch gemittelte Fluidtemperaturen im Ringspalt- und Rohraustritt. Diese werden aus integralen Energiebilanzen ermittelt ($\rightarrow$ Kap. 7.1.3). Sie gehen in die Berechnung des konvektiven Wärmestroms und der Wärmestrahlung des Gases der Bereiche Ringspalt und Rohr ein. Die ermittelten Reaktoraustrittstemperaturen $T_{\text{Wa}}^{\text{II}}$ und T_{Aus} dienen als Eingabedaten zur Modellierung des Abgaswärmeaustauschers ($\rightarrow$ Abb. 7.1).

7.1.1 Stromlinienverteilung im Abgaskanal

Die erzwungene Konvektion im Abgasringspalt und Abgasrohr wird auf der Basis der Grenzschichttheorie beschrieben. Danach erfolgt eine Aufteilung in eine reibungsfreie Außenströmung und eine reibungsbehaftete Grenzschichtströmung (Prandtlsche Grenzschichthypothese). Die Grenzschichttheorie liefert den Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von der Geschwindigkeitsverteilung $U(z)$ der reibungsfreien Außenschicht. Zur Berechnung des konvektiven Wärmestroms wird daher mit Hilfe der Potentialtheorie der Geschwindigkeitsverlauf $U(z)$ entlang der Brennraumwärmeaustauscherwand ermittelt.

Die Potentialtheorie liefert für eine inkompressible, reibungsfreie und stationäre Strömung eine Differentialgleichung für die Stromfunktion ψ ($\rightarrow$ Kap. 10.4.4). Die Stromfunktion erfüllt dabei die Kontinuitätsgleichung und die Bedingung der Drehungsfreiheit. Die Lösung der Differentialgleichung erfolgt numerisch mit Hilfe finiter Differenzen ($\rightarrow$ Kap. 10.4.5) und liefert Stromfunktionswerte der Form $\psi(r,z)$. Durch $\psi(r,z) = \text{konstant}$ sind die Gleichungen der Stromlinien gegeben, und $d\psi$ ist der Volumenstrom zwischen zwei infinitesimal benachbarten Stromlinien. Der Gradient der Stromfunktion an der Wand legt die Strömungsgeschwindigkeit $U(z)$ entlang der Kontur fest ($\rightarrow$ Kap. 10.4.4). Im folgenden werden die Ergebnisse der Berechnung auf der Grundlage der Potentialtheorie und numerischen Lösung der Stromfunktionsgleichung vorgestellt.

Der Rechnung liegen die geometrischen Daten $H_K = 300 \text{ mm}$, $H_R = 200 \text{ mm}$, $R_K = 50 \text{ mm}$ und $R_W = 75 \text{ mm}$ zugrunde. In der Abbildung 7.3 sind die Strömungsverhältnisse dargestellt. Hieraus ist der qualitative Verlauf der Geschwindigkeit abzulesen. Bei Zusammenlaufen der Stromlinien steigt die Geschwindigkeit an. Weiter auseinander liegende Linien kennzeichnen dagegen Gebiete mit niedrigeren Geschwindigkeiten. Der Stromlinienverlauf im Abgaskanal zeigt, daß das Strömungsfeld bereits kurz hinter dem Eintritt in den Ringspalt

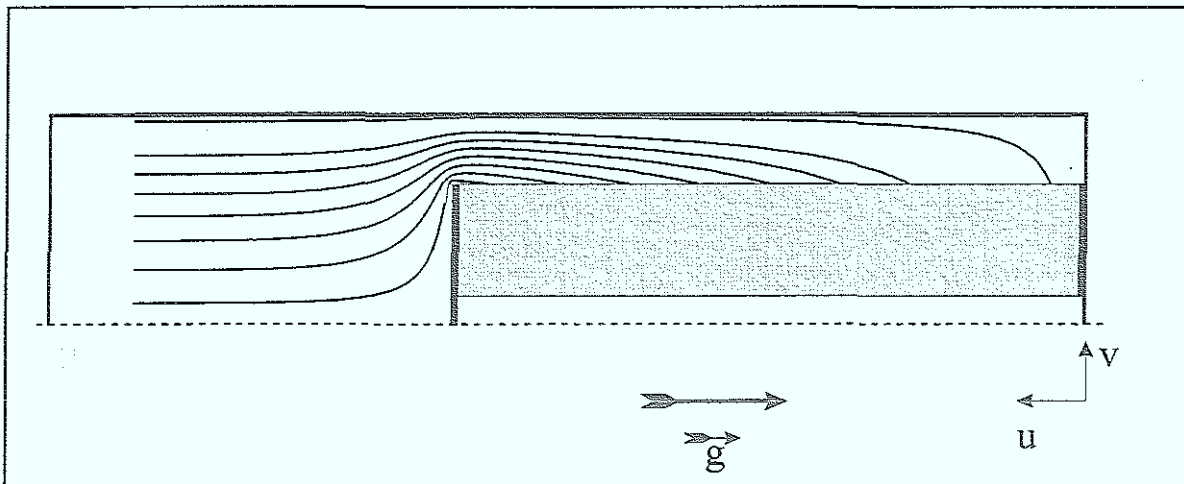


Abb. 7.3 Stromlinienverteilung im Abgaskanal

zweidimensional ausgebildet ist. Die Geschwindigkeitskomponente u nimmt dabei mit anwachsender Körperhöhe zu, während die Geschwindigkeitskomponente v zur Wand hin abfällt. Hinter dem Übergang zwischen Abgasringspalt und Abgasrohr wird das Strömungsfeld bereits nach einer kurzen Distanz eindimensional.

In der Abbildung 7.4 ist der dimensionslose Geschwindigkeitsverlauf $U^*(z) = U(z)/v_b$ in Abhängigkeit von der dimensionslosen Ortskoordinate $z^* = z/R_K$ dargestellt. Die Einführung der Referenzgrößen geht auf die mathematische Behandlung im Anhang zurück ($\rightarrow$ Kap. 10.4.4). Dabei ist v_b die Bezugsgeschwindigkeit des Gases nach Austritt aus der Flammenfront. Somit fließt die Flammentemperatur in die Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung und des Wärmestoms infolge erzwungener Konvektion ein. Die Wandgeschwindigkeit nimmt im Abgasringspalt linear zu. Es handelt sich dabei um eine Staupunktströmung. Erst kurz vor der Querschnittserweiterung kommt es zu einem Abfall der Geschwindigkeit. Dieser Abfall setzt sich hinter der Erweiterung sprunghaft fort. Die Geschwindigkeit erreicht somit nach einer kurzen Einlaufstrecke im Abgasrohr ihre Endgeschwindigkeit. Der Abgasraum wird daher in zwei Strömungsbereiche unterteilt:

- Staupunktströmung im Ringspalt, d.h. $U(z) = a \cdot z$
- Überströmung des Abgasrohres mit einer konstanten Geschwindigkeit, d.h. $U(z) = b$

Die Konstanten a und b ergeben sich aus dem im Anhang beschriebenen Rechenverfahren. Je nach Betriebspunkt betragen die maximalen Geschwindigkeiten im Abgasringspalt zwischen 1,5-2,0 m/s. Unter Berücksichtigung eines hydraulischen Durchmessers $d_h = D_W - D_K$ und einer mittleren Stoffbezugs-temperatur von 800 °C liegen die Reynolds-Zahlen unterhalb von 800. Somit ist die Strömung im Fall der erzwungenen Konvektion laminar.

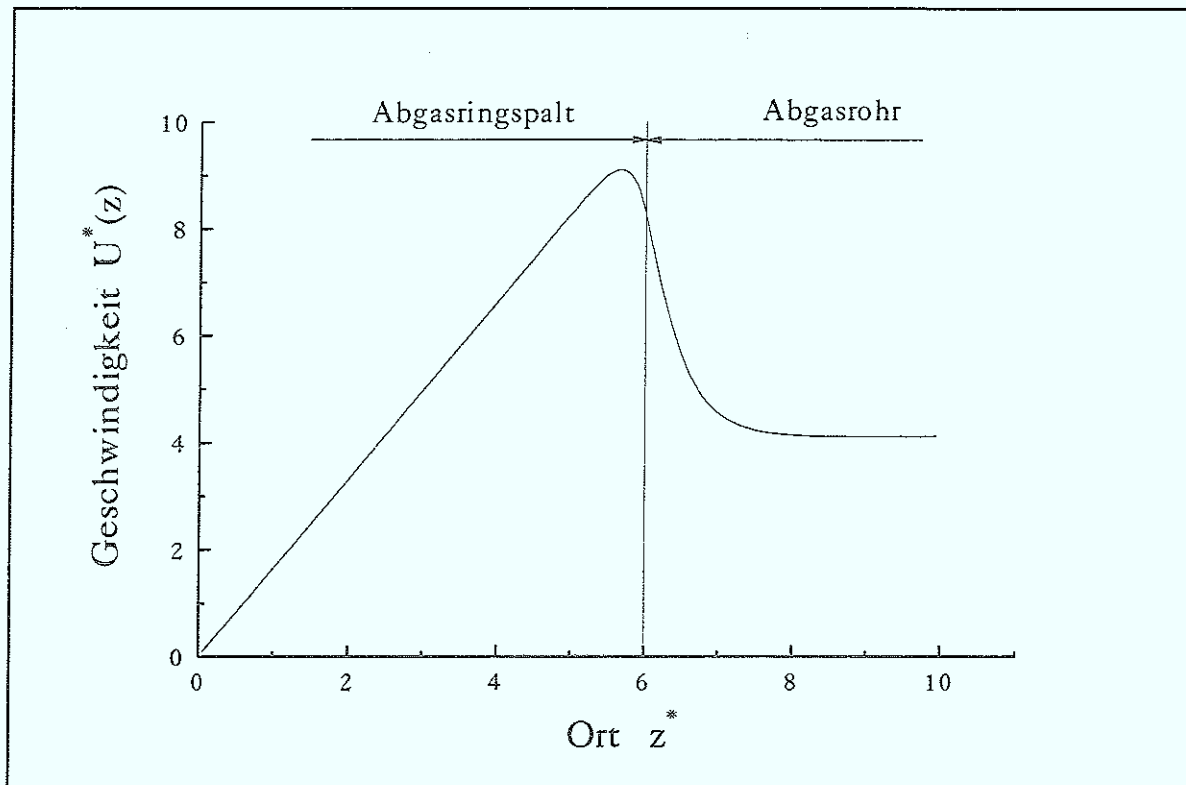


Abb. 7.4 Geschwindigkeitsverteilung an der Wärmeaustauscherwand

7.1.2 Wärmetransportmechanismen im Abgaskanal

Der an die Wärmetauscherwand ausgekoppelte Gesamtwärmestrom im Ringspalt- und Rohrabschnitt resultiert aus den Wärmetransportmechanismen

- Festkörperstrahlung
- Gasstrahlung und
- Konvektion.

Diese Mechanismen werden im einzelnen dargestellt. Die Beschreibung liefert dann Gleichungen zur Berechnung der auf diesen Wärmeübertragungsprozessen basierenden Wärmeströme.

7.1.2.1 Festkörperstrahlung

Der Brennraum wird für die Untersuchung der Nettostrahlung zwischen Körperoberfläche und Wärmeaustauscherwand in vier Bereiche gegliedert (→ Abb. 7.5). Es wird dabei unterschieden

zwischen den strahlungsemittierenden Flächen Körperwand (K), Ringspaltwand (WI), Rohrwand (WII) mit deren Flächenhelligkeiten $\dot{q}_{SK}''$, $\dot{q}_{SWI}''$ und $\dot{q}_{SWII}''$ und den Strahlungsverlusten (V). Die Strahlungsbilanz an der Körperoberfläche ergibt dann für den Nettostrahlungsaustausch zwischen Körper und Brennraumwärmetauscherwand ($\dot{Q}_{Trans} = 0$):

$$\dot{Q}_{K \leftrightarrow W} = A_K (\dot{q}_{SK}'' - \Phi_{K,WI} \dot{q}_{SWI}'' - \Phi_{K,WII} \dot{q}_{SWII}'') \quad (7.3)$$

Die Gleichungen zur Berechnung der Einstrahlzahlen Φ für zwei konzentrische Zylinder sind im Anhang aufgeführt ($\rightarrow$ Kap. 10.4.1). Die Flächenhelligkeit der Körperoberfläche $\dot{q}_{SK}''$ enthält einen Emissionsanteil und Reflexionsanteile der eintreffenden Strahlung. Für einen grauen Körper gilt:

$$\dot{q}_{SK}'' = \epsilon_K \dot{q}_{SwK}'' + (1 - \epsilon_K) \dot{q}_{SWI}'' \Phi_{K,WI} + (1 - \epsilon_K) \dot{q}_{SWII}'' \Phi_{K,WII} \quad (7.4)$$

$$\dot{q}_{SwK}'' = \sigma T_K^4 \quad (7.5)$$

Entsprechende Beziehungen gelten für die Flächenhelligkeiten der Wandbereiche WI und WII. Jedoch können diese Gleichungen unter Berücksichtigung einer mit schwarzer Farbe beschichteten Wärmetauscherfläche ($\epsilon_W \approx 1$) vereinfacht werden. Die Flächenhelligkeiten $\dot{q}_{SWI}''$ und $\dot{q}_{SWII}''$ entsprechen dann der Gleichung 7.5. Schließlich ergibt sich der Nettostrahlungsfluß zu

$$\dot{Q}_{K \leftrightarrow W} = A_K \epsilon_K \sigma (T_K^4 - \Phi_{K,WI} T_{WI}^4 - \Phi_{K,WII} T_{WII}^4) . \quad (7.6)$$

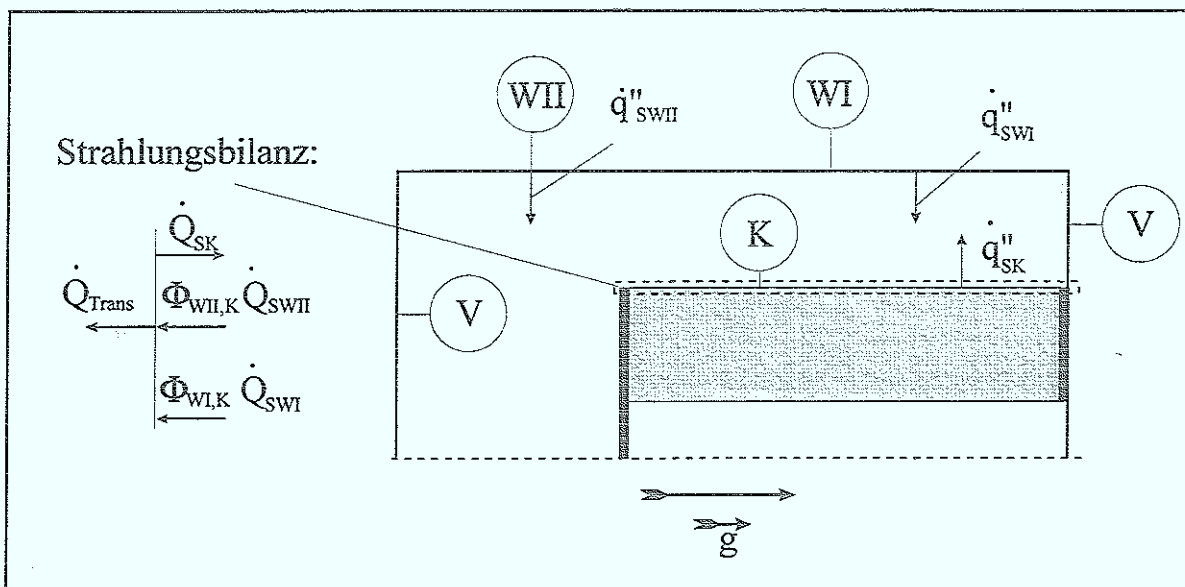


Abb. 7.5 Festkörperstrahlungsaustausch im Brennraum

7.1.2.2 Gasstrahlung

Außer den festen und flüssigen Körpern strahlt auch ein Teil der Gase Wärme aus und absorbiert nach dem Kirchhoff'schen Gesetz einfallende Wärmestrahlung. Gase und Dämpfe, wie CO_2 und H_2O , sind dabei wirksame Strahler. Die Ermittlung der Strahlungswärme von "Gaskörpern" ungleicher Temperatur nach Pandya [65] zeigt, daß mit ausreichender Genauigkeit eine charakteristische Mitteltemperatur des Gases $T_{g,m}$ zur Berechnung der Strahlungsleistung herangezogen werden kann. Unter dieser Voraussetzung gilt allgemein für den Nettostrahlungsaustausch zwischen dem Abgas und der Ringspalt-, Rohr- sowie Körperwand (W/K) [66]:

$$\dot{Q}_{GW/K} = A_{W/K} \sigma \frac{\epsilon_{W/K}}{1 - (1 - \epsilon_{W/K})(1 - A_V)} (\epsilon_g T_{g,m}^4 - A_V T_{W/K}^4) \quad (7.7)$$

Der Emissionsgrad des Gases ϵ_g ist abhängig von der mittleren Gastemperatur $T_{g,m}$, dem Partialdruck der strahlenden Komponente p_i , dem Gesamtdruck p sowie von der Schichtdicke s_{gl} des Abgases. Der Absorptionsgrad des Gases A_V ist zusätzlich von der Wandtemperatur $T_{W/K}$ abhängig. Die Berechnungsgleichungen für die Emissions- und Absorptionskoeffizienten eines $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ -reichen Abgases sind im Anhang aufgeführt ($\rightarrow$ 10.4.2).

Messungen der Temperaturen im Ringspalt haben gezeigt, daß sich die mittlere Temperatur in radialer Richtung über der Höhe nicht wesentlich verändert. Größere Abweichungen treten erst an der Unterkante des Brennerkörpersockels auf. Daher wird im Ringspalt zur Berechnung des Gasstrahlungsanteils mit einer konstanten mittleren Fluidtemperatur T_{Ring} gerechnet. Im Rohr wird die arithmetische Mitteltemperatur zwischen Rohr- und Ringspaltaustritt als mittlere Gastemperatur definiert.

7.1.2.3 Konvektion

Der konvektive Wärmestrom beider Strömungsbereiche des Reaktors setzt sich zusammen aus natürlicher und erzwungener Konvektion. Der konvektive Gesamtwärmestrom an der Wand wird mit einer mittleren Wärmetübergangszahl α_{ges} und einer treibenden Temperaturdifferenz zu

$$\dot{Q}_{KW} = \alpha_{ges} A (T_{g,m} - T_{W,m}) \quad (7.8)$$

bestimmt. Die charakteristischen Temperaturdifferenzen für Abgasringspalt und Rohr lauten:

$$(T_{g,m} - T_{W,m})_{\text{Ring}} = T_{\text{Ring}} - T_{Wl} \quad (7.9)$$

$$(T_{g,m} - T_{W})_{m,Rohr} = \frac{T_{Ring} - T_{Aus}}{\ln \frac{T_{Ring} - T_{WII}}{T_{Aus} - T_{WII}}} \quad (7.10)$$

Die Wirkung der Auftriebskraft auf eine gleichgerichtete erzwungene Konvektion besteht in der Steigerung der Geschwindigkeit und ihrer Gradienten in den Grenzschichten. Damit wird auch der Wärmeübergang erhöht. Churchill [67] entwickelte aus vorliegenden experimentellen Ergebnissen einen Ansatz für den Fall der gleichen Richtung von Auftrieb und erzwungener Vertikalströmung. Danach gilt für die mittlere Nusselt-Zahl des Gesamtprozesses, bezogen auf eine charakteristische Länge L , zur Bestimmung des Wärmeüberganskoeffizienten α_{ges} :

$$Nu_{ges} = (Nu_{frei}^3 + Nu_{erzw}^3)^{1/3} \quad \text{mit} \quad Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad (7.11)$$

Die Wärmeübertragung in Auftriebsströmungen aufgrund von Temperaturunterschieden wird durch Gleichungen der Form $Nu_{frei} = f(Gr, Pr)$ beschrieben. Dabei steht Gr für die Grashof-Zahl und Pr für die Prandtl-Zahl. Für die Nusselt-Zahl eines vertikalen Zylinders mit der Höhe H und dem Durchmesser D gilt mit der Beziehung nach Fujii und Uehara [68]:

$$Nu_{frei} = Nu_{Platte} + 0,97 \frac{H}{D} \quad (7.12)$$

Die Autoren orientierten sich bei der Beschreibung des Wärmeübergangs an der Strömung längs einer ebenen Platte. Eine Abschätzung für die ebene Platte zeigt, daß die Grashof-Zahlen im Ringspalt und Rohr Werte zwischen 10^7 - 10^8 haben ($\rightarrow$ Kap. 10.4.3). Diese liegen unterhalb der kritischen Grashof-Zahl von 10^9 . Es wird daher von einer laminaren Auftriebsströmung ausgegangen.

Zur Berechnung der Nusselt-Zahl bei erzwungener Konvektion wird die Strömung entlang der Brennraumwärmetauscherwand in eine Geschwindigkeitsgrenzschicht und reibungsfreie Außenschicht unterteilt. Dies ist in der Abbildung 7.6 dargestellt. Der Einfluß der Zähigkeitskräfte beschränkt sich auf die Grenzschicht. Die Außenschicht mit der Geschwindigkeitsverteilung $U(z)$ wird durch die Potentialtheorie beschrieben ($\rightarrow$ Kap. 7.1.1). Der Vorteil dieser Aufteilung ist eine Vereinfachung der Erhaltungsgleichungen. Die sich ergebenden Grenzschichtgleichungen sind unter bestimmten Voraussetzungen analytisch lösbar. Solche Näherungsverfahren wurden von Karman [69] und Pohlhausen [70] aufgezeigt. Hierbei verzichtet man darauf, für jeden einzelnen Stromfaden die Grenzschichtdifferentialgleichungen zu erfüllen. Statt dessen werden diese nur im Mittel über die Grenzschichtdicke $\delta_u(z)$ erfüllt. Der Vergleich dieser Näherungsverfahren mit den exakten Lösungen zeigt für eine große Gruppe technisch wichtiger Strömungen recht gute Übereinstimmungen. Eine

Gegenüberstellung ist der Arbeit von Schlichting [71] zu entnehmen. Auf ein solches Näherungsverfahren geht die Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten zurück (→ Kap. 10.4.3). Hiernach ergibt sich für die Nusselt-Zahlen unter Zugrundelegung einer Staupunktströmung im Ringspalt und konstanten Überströmung im Rohr (→ Kap. 7.1.1):

$$Nu_{erzw, Ring} = 1,49 \sqrt{Re} \quad \text{mit} \quad Re = \frac{a H_K^2}{\eta/\rho} \quad (Pr = 0,7) \quad (7.13)$$

$$Nu_{erzw,Rohr} = 0,59 \sqrt{Re} \quad \text{mit} \quad Re = \frac{b H_R}{\eta/\rho} \quad (Pr = 0,7) \quad (7.14)$$

Die Prandtl-Zahl beträgt für die analytische Ableitung der Nusselt-Zahl entsprechend der Darstellung nach Schlichting 0,7. Die Prandtl-Zahl des Abgases weicht im Temperaturbereich zwischen 25-800 °C mit Werten zwischen 0,71 und 0,73 nur geringfügig davon ab. Die Stoffwerte des Ringspaltes werden mit der energetisch gemittelten Ringspaltaustrittstemperatur T_{Ring} als Bezugstemperatur berechnet. Die Stoffwerte des Rohrabschnittes sind auf die über der Rohrhöhe gemittelte Fluidtemperatur 0,5 ($T_{\text{Ring}} + T_{\text{Aus}}$) zu beziehen. Die Konstanten a und b ergeben sich aus der Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung an der Brennraumwärmeaustauscherwand, entsprechend der Darstellung des Kapitels 7.1.1.1.

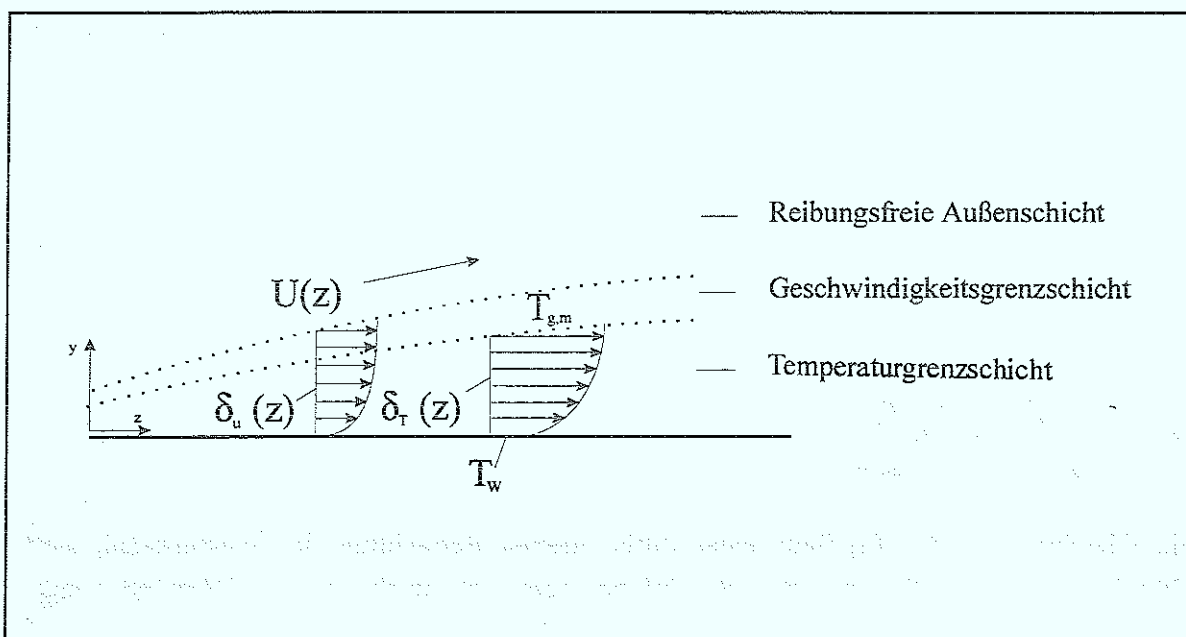


Abb. 7.6: Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung in den Grenzschichten

7.1.3 Simulationsprogramm

Das Simulationsprogramm benötigt folgende Eingabedaten:

- Betriebsparameter der Gasseite $\dot{q}''$, λ , T_α
- Betriebsparameter der Wasserseite $\dot{m}_{Wa}$, T_{Wa} , T_A
- Systemparameter ε_K
- Geometriedaten D_K , D_W , D_A , H_K , H_R
- Umgebungstemperatur T_U

Es liefert die folgenden Ausgabedaten:

- Körper- und Flammentemperaturen T_K , T_b ($\rightarrow$ Kap. 5)
- Temperaturverteilung im Wasserkanal $T_{Wa}(z)$
- Wandtemperaturen T_{WI} und T_{WII}
- Gastemperaturen T_{Ring} und T_{Aus}
- Wandwärmeströme $\Phi_{K,W}$, $\dot{Q}_{K \rightarrow W}$, $\dot{Q}_{GW}$ und $\dot{Q}_{KvW}$ in den Bereichen Ringspalt und Rohr sowie den Wärmestrom $\dot{Q}_{GK}$, der auf die Körperoberfläche einwirkt
- Verlustwärmestrom $\dot{Q}_V$ für den Fall des nicht isolierten Brennraumwärmetauschers

Auf der Basis dieser Daten werden die prozentualen Anteile der Festkörper- und Gasstrahlung sowie Konvektion am übertragenen Gesamtwärmestrom bestimmt. Gleichzeitig ist der Reaktorwirkungsgrad ermittelbar ($\rightarrow$ Gl. 7.1). Der Ablauf der Simulation des Reaktors ist für den Fall des unbeschichteten Strahlungsbrenners im einzelnen in der Abbildung 7.7 dargestellt. Zu Beginn erfolgt eine Schätzung der Wandtemperatur $T_{WI,S}$ des Ringspaltes. Die Rückstrahlung der Rohrwand wird vernachlässigt ($T_{WII} = T_U$). Mit dieser Schätzung wird die Temperaturverteilung des Wassers bis auf Höhe des Brennerkörpers aus folgender Gleichung berechnet:

$$T_{Wa}(z) = T_W - (T_W - T_{Wa,Ein}) \left[D - (D-1) e^{-\frac{\alpha_{Wa} \pi D_W}{\dot{m}_{Wa} c_{pWa}} z} \right] \quad (7.15)$$

$$D = \frac{\alpha_U D_A}{\alpha_{Wa} D_W} \frac{T_A - T_U}{T_W - T_{Wa,Ein}} \quad (7.16)$$

Die Gleichung ist das Ergebnis einer differentiellen Betrachtung im Wasserkanal, siehe Abbildung 7.8. Sie gilt unter Berücksichtigung temperaturunabhängiger Wärmeübergangskoeffizienten α_{Wa} und α_U und konstanter Wandtemperaturen T_W und T_A . Die Wärmeübergangsgesetze zur Bestimmung von α_{Wa} und α_U sind im Anhang aufgeführt.

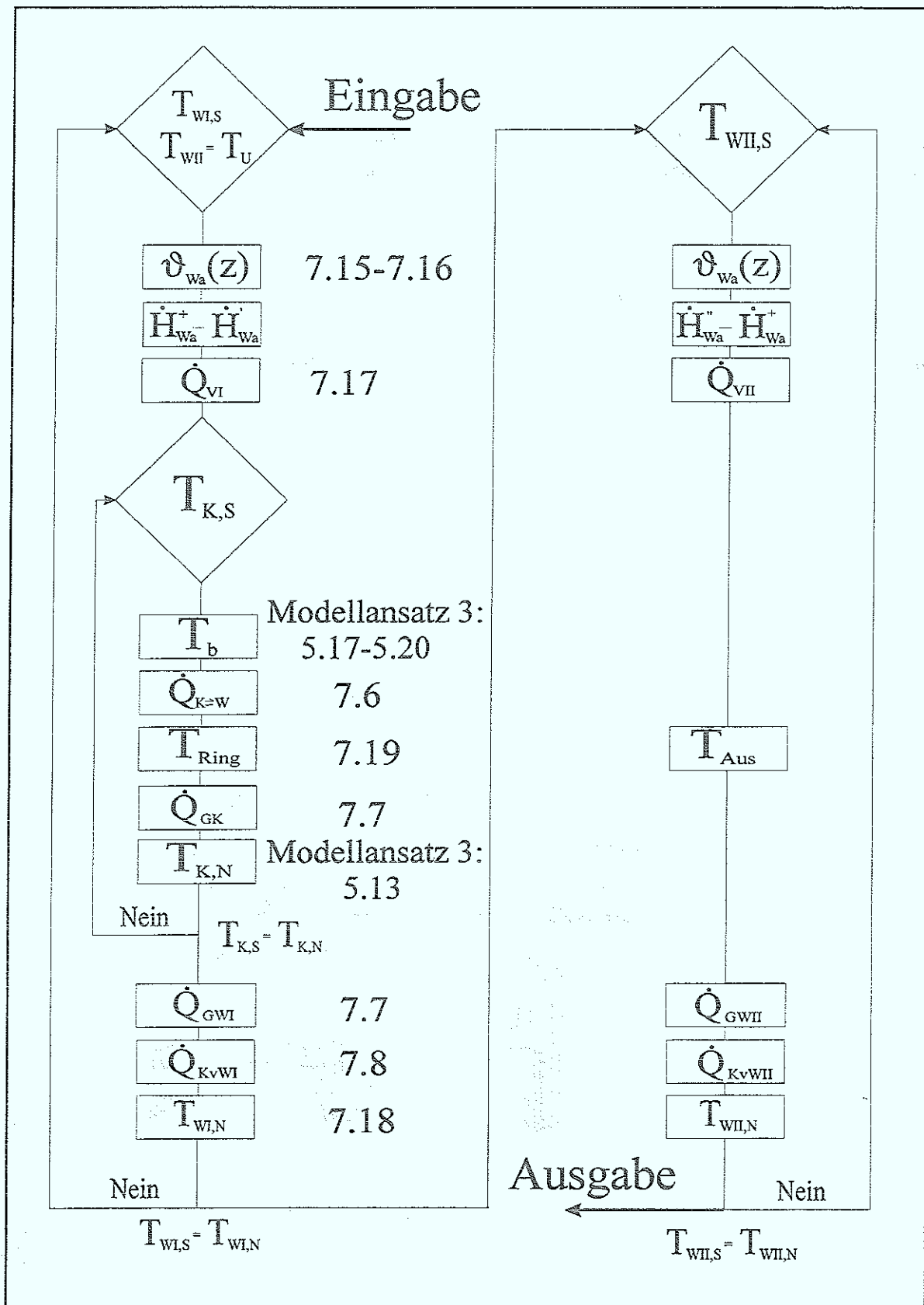


Abb. 7.7 Simulationsprogramm

Aus der Temperaturverteilung folgt die Enthalpieänderung $\dot{H}_{Wa}^+ - \dot{H}_{Wa}'$ im Ringspalt. Für den Verlustwärmestrom $\dot{Q}_{VI}$ infolge natürlicher Konvektion gilt:

$$\dot{Q}_{VI} = \alpha_U A_{AI} (T_A - T_U) \quad (7.17)$$

Die Summe aus Wasserenthalpieänderung und Verlustwärmestrom ist gleich dem konvektiven Wandwärmestrom der Wasserseite $\dot{Q}_{KvWal}$. Entsprechend der in der Abbildung 7.8 skizzierten Wandbilanz ist dieser Wärmestrom gleich der Summe der Wärmeströme infolge Festkörper- und Gasstrahlung sowie Konvektion im Abgasringspalt. Zusammenfassend gilt:

$$\dot{Q}_{KvWal} = \dot{H}_{Wa}^+ - \dot{H}_{Wa}' + \dot{Q}_{VI} = \Phi_{K,WI} \dot{Q}_{K \leftarrow W} + \dot{Q}_{GWI} + \dot{Q}_{KvWI} \quad (7.18)$$

Dies ist die Iterationsformel zur Berechnung der geschätzten Wandtemperatur. Dazu müssen zunächst jedoch die Wandwärmeströme auf der Abgasseite bestimmt werden. Deren Berechnung erfolgt auf der Grundlage der Gleichungen 7.6-7.8 sowie den analytischen Berechnungsgleichungen für die Körperwand- und Flammentemperatur ($\rightarrow$ Kap. 5.3). Die integrale Gesamtbilanz für den Abgasringspalt entsprechend der Abbildung 7.8 liefert eine Bestimmungsgleichung für die Fluidtemperatur T_{Ring} :

$$\dot{H}_{Ring} = \dot{Q}_R + \dot{H}_a - (\dot{H}_{Wa}^+ - \dot{H}_{Wa}') - \dot{Q}_{VI} - \Phi_{K,WI} \dot{Q}_{K \leftarrow W} \quad (7.19)$$

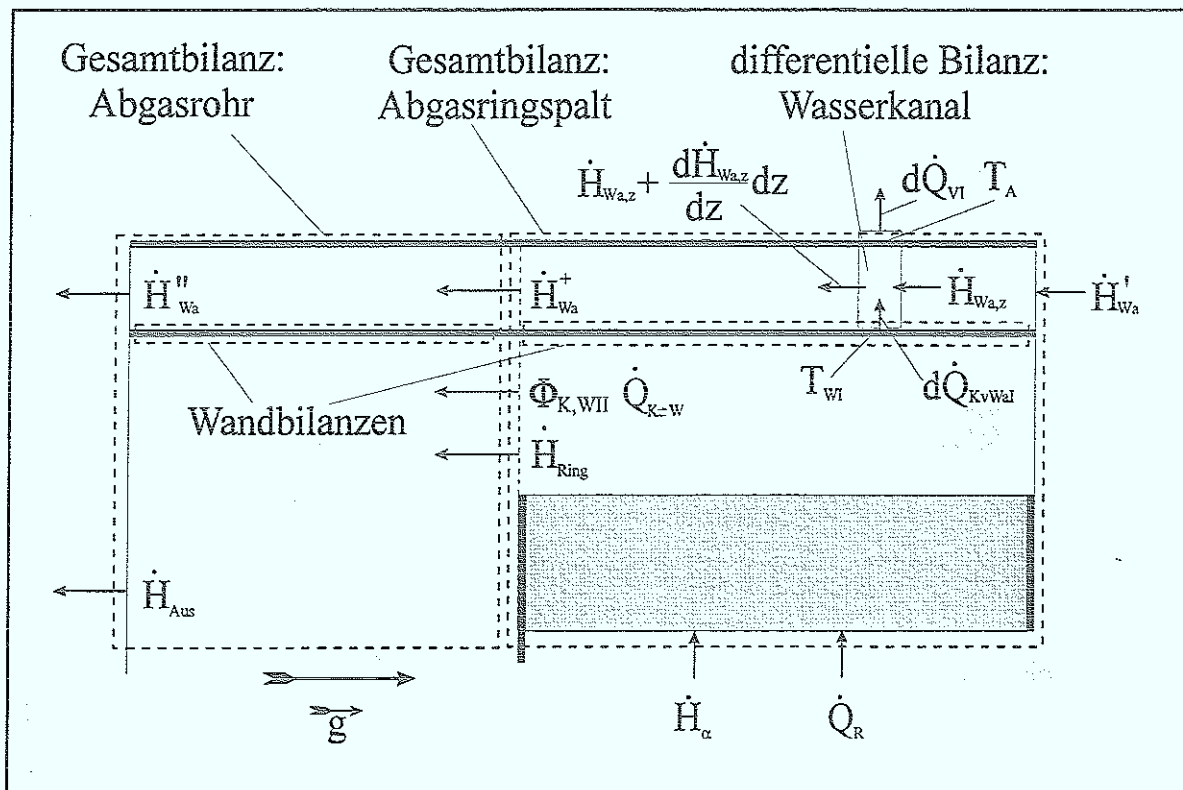


Abb. 7.8 Differentielle und integrale Energiebilanzen

Diese geht in die Berechnung von $\dot{Q}_{\text{GWI}}$ und $\dot{Q}_{\text{KvWI}}$ ein. Da in der Gleichung 7.19 der Strahlungsverlust $\Phi_{\text{K,WII}} \dot{Q}_{\text{K=W}}$ zu Beginn der Iterationsschleife aufgrund des noch unbekannten Wärmestroms $\dot{Q}_{\text{GK}}$ nicht bestimmbar ist, erfolgt eine interne Iteration für die Körperwandtemperatur ($\rightarrow$ Abb. 7.7). Sie liefert die durch die Gasstrahlung erhöhte Oberflächentemperatur des Körpers. Jetzt erst sind die Wandwärmeströme bestimmbar. Der Programmablauf zur Berechnung des Rohrabschnittes wird analog der für den Ringspaltabschnitt beschriebenen Vorgehensweise durchgeführt.

7.2 Modellierung des Abgaswärmeaustauschers

Der Abgaswärmeaustauscher besteht aus einem Mantelrohr mit stirnseitigen Klemmflanschen, das im Inneren mit drei ineinandergesetzten Rohrwendeln ($120 \times 12/90 \times 12/60 \times 12$) durchzogen ist. Das Mantelrohr hat einen Innendurchmesser von 150 mm und eine Länge von 200 mm. Der Wärmeaustauscher ist zur Vermeidung von Wärmeverlusten an die Umgebung außen isoliert. Für Wärmeaustauscherprozesse ohne Phasenwechsel und ohne chemische Reaktionen ist die differentielle Enthalpie dh gleich dem Produkt aus spezifischer Wärmekapazität und differentieller Temperaturerhöhung $c_p dT$. Unter der Voraussetzung, daß die Temperatur- und Druckabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität vernachlässigt werden kann, gilt:

$$\dot{m}_{\text{Wa}} c_{p_{\text{Wa}}} (T_{\text{Wa}}^{\text{III}} - T_{\text{Wa}}^{\text{II}}) = \dot{m}_{\text{g}} c_{p_{\text{g}}} (T_{\text{Aus}} - T_{\omega}) \quad (7.20)$$

Die Betriebscharakteristik ϕ , Wärmeübertragungskenngröße κ und das Verhältnis μ der Wärmekapazitätsströme $\dot{m}c_p$ sind Kenngrößen zur wärmetechnischen Beurteilung von Wärmeaustauschern [72]. Ihre Definitionen lauten für den vorliegenden Beschreibungsfall:

$$\phi = \frac{T_{\text{Aus}} - T_{\omega}}{T_{\text{Aus}} - T_{\text{Wa}}^{\text{II}}} \quad (7.21)$$

$$\kappa = \frac{k A_a}{\dot{m}_{\text{g}} c_{p_{\text{g}}}} \quad (7.22)$$

$$\mu = \frac{\dot{m}_{\text{g}} c_{p_{\text{g}}}}{\dot{m}_{\text{Wa}} c_{p_{\text{Wa}}}} \quad (7.23)$$

Dabei sind k der Wärmedurchgangskoeffizient und A_a die äußere Wärmeaustauscherfläche auf der Gasseite. Für die Fluidtemperaturen sind energetisch gemittelte Werte einzusetzen. Die spezifische Wärmekapazität des Wassers $c_{p_{\text{Wa}}}$ beträgt für eine mittlere Stoffbezugstemperatur von 50 °C 4181 J/(kg K), die des Gases $c_{p_{\text{g}}}$ wird mit der arithmetischen Mitteltemperatur aus

T_{ω} und T_{Aus} bestimmt. Im Falle eines Gleichstromwärmetauschers gilt [72]:

$$\phi = \frac{1 - e^{-\kappa(1+\mu)}}{1+\mu} \quad (7.24)$$

Gleichung 7.24 stellt eine Iterationsgleichung zur Bestimmung der Austrittstemperatur T_{ω} des Abgaswärmeaustauschers dar. Hierfür muß das Produkt aus Wärmedurchgangskoeffizient und Wärmeaustauscherfläche bekannt sein.

Der Wärmedurchgangskoeffizient setzt sich zusammen aus einer Reihenschaltung von Widerständen, bestehend aus konvektiven Anteilen auf der Gas- und Wasserseite sowie Wandwiderständen infolge Wärmeleitung. Die Berechnung und der Vergleich der Größenordnungen der einzelnen Widerstände zeigt, daß der dominierende Widerstand auf der Gasseite liegt. Demzufolge ist der Wärmedurchgangswiderstand eine Funktion der Eigenschaften der Gasseite und nahezu unabhängig von den Eigenschaften der Wasserseite. Er wird für die vorgegebene Bauart des Brennraumwärmeaustauschers als Funktion des Gasmassenstroms dargestellt.

Die Abhängigkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten vom Massenstrom des Gases wurde experimentell ermittelt. Dazu wurden die Temperaturen T_{ω} , $T_{\text{Wa}}^{\text{II}}$ und $T_{\text{Wa}}^{\text{III}}$ erfaßt. Aus der Beziehung 7.20 wird die Gastemperatur T_{Aus} bestimmt. Mit dieser Temperatur sind die Kenngrößen ϕ und μ aus den Gleichungen 7.21 und 7.23 ermittelbar. Die Beziehung 7.24 liefert dann einen Wert für das Produkt kA_a .

Die Gastemperatur T_{ω} stellte den Mittelwert aus fünf Meßpunkten in der Ebene dar. Verwendet wurden NiCr-Ni-Thermoelemente. Die Temperaturen auf der Wasserseite wurden mit Pt-100 Widerstandsthermometern bestimmt. Die Messung ergab für die im Prüfstand installierte Bezugsfläche $A_{a,b}$ den folgenden Zusammenhang:

$$kA_{a,b} = C_1 + C_2 \dot{m}_g \quad (7.25)$$

Die Konstanten der Ausgleichgeraden wurden zu $C_1 = 3,156 \text{ W/K}$ und $C_2 = 1261 \text{ J/(kg K)}$ bestimmt. Die Gleichungen 7.20-7.25 stellen Bestimmungsgleichungen zur Ermittlung der Austrittstemperatur T_{ω} in Abhängigkeit von den Gas- und Wassermassenströmen dar. Der Gasstrom ist wiederum eine Funktion der Luftzahl und Leistungsdichte.

7.3 Ergebnisdarstellung

Die Untersuchung geht auf den in der Einleitung zum Kapitel 7 beschriebenen praxisbezogenen Betriebsfall mit $\dot{m}_{\text{Wa}} = 0,164 \text{ kg/s}$, $\vartheta_{\text{Wa}}^{\text{III}} = 60 \text{ °C}$ und $\vartheta_{\alpha} = 25 \text{ °C}$ zurück. Für den Brennraumwärmeaustauscher wird von den Abmessungen $D_{\text{W,b}} = 150 \text{ mm}$, $D_{\text{A,b}} = 200 \text{ mm}$ und $(H_{\text{K}} + H_{\text{R}})_{\text{b}} = 500 \text{ mm}$ ausgegangen. Die Abmessungen des Bezugskörpers betragen $H_{\text{K,b}} = 300 \text{ mm}$ und $D_{\text{K,b}} = 100 \text{ mm}$. Die Wärmeaustauscherfläche des Abgaswärmeaustauschers wird auf die derzeit im Prüfstand installierte Bezugsfläche $A_{\text{a,b}}$ bezogen ($\rightarrow$ Kap. 7.2). Diese Abmaße stellen die Ausgangsbasis für die Untersuchung dar ($\rightarrow$ Abb. 7.9). Darüber hinaus wird von einem vollständig isolierten System ausgegangen ($\dot{Q}_{\text{V}} = 0$). Die Simulation basiert auf den analytischen Gleichungen des Kapitels 5.3 zur Ermittlung der Körperwand- und Flammentemperaturen. Ihre Ergebnisse zeigten im Vergleich mit numerisch ermittelten Daten sehr gute Übereinstimmungen für den technisch interessanten Bereich ($\rightarrow$ Kap. 5.4.1). Dadurch wird der Rechenaufwand für die Iteration entsprechend der Abbildung 7.7 erheblich reduziert.

7.3.1 Charakteristische Wirkungsgrade

Die folgenden Darstellungen zeigen charakteristische Wirkungsgrade in Abhängigkeit von den Betriebsparametern Leistungsdichte und Luftzahl sowie den Geometriedaten des Brennraum- sowie Abgaswärmeaustauschers. Dabei werden die Anteile des an das Wasser übertragenen Gesamtwärmestroms im Reaktor infolge Gas- und Festkörperstrahlung sowie Konvektion dargestellt. Der Quotient aus der Summe dieser Wärmeströme und der

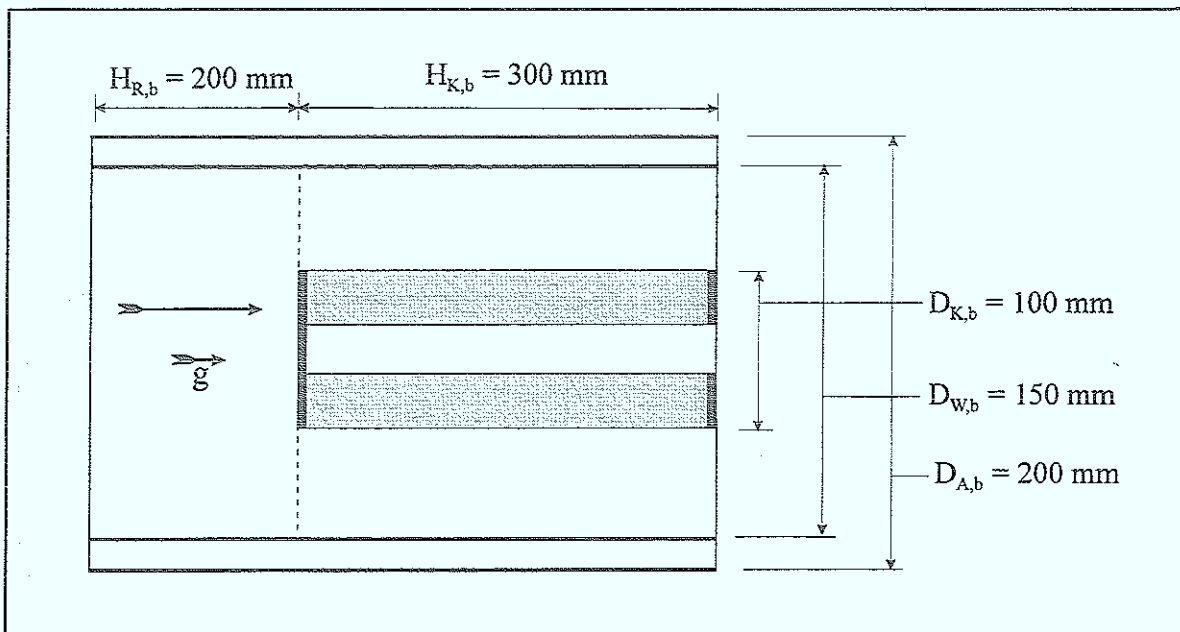


Abb. 7.9 Abmessungen des derzeit installierten Reaktors

eingesetzten Heizleistung liefert den Reaktorwirkungsgrad. Die Differenz zwischen Geräte- und Reaktorwirkungsgrad ermöglicht eine Aussage hinsichtlich der wirkungsgradtechnischen Güte des Abgaswärmeaustauschers.

Variation der Betriebsparameter

Die Abhängigkeit charakteristischer Wirkungsgrade von den Betriebsparametern Leistungsdichte und Luftzahl innerhalb des technisch interessanten Bereiches ist in den Abbildungen 7.10 und 7.11 dargestellt. Sie zeigen einen Wirkungsgradabfall von Reaktor und Gerät mit Zunahme dieser Parameter. Die Gerätewirkungsgrade liegen oberhalb von 91 %. Der maximale Gerätewirkungsgrad wird bei einem Betriebspunkt von $80 \text{ kW/m}^2/1,1$ erreicht. Er beträgt nahezu 96 %. Die Abgastemperatur beträgt in diesem Fall 125°C . Die Wirkungsgrade des entwickelten Heizsystems liegen damit im Bereich moderner Gasheizkessel mit Wirkungsgraden von 93 % [10]. Der Anteil der Reaktorleistung am feuerungstechnischen Gesamtwirkungsgrad des Gerätes beträgt in den untersuchten Parameterbereichen zwischen 70-80 %. Somit wird dem Abgas ein nicht unerheblicher Wärmestrom im Abgaswärmeaustauscher entzogen. Dieser Entzug steigt mit zunehmendem Massenstrom. Infolgedessen wird der starke Abfall der Reaktorleistung mit ansteigenden Leistungsdichten und Luftzahlen, der bis zu 11 % bzw. 6 % betragen kann, durch einen gleichzeitig steigenden Wärmeentzug im Abgaswärmeaustauscher kompensiert. Die Folge ist ein schwacher Abfall der Gerätewirkungsgrade mit ansteigenden Betriebsparametern.

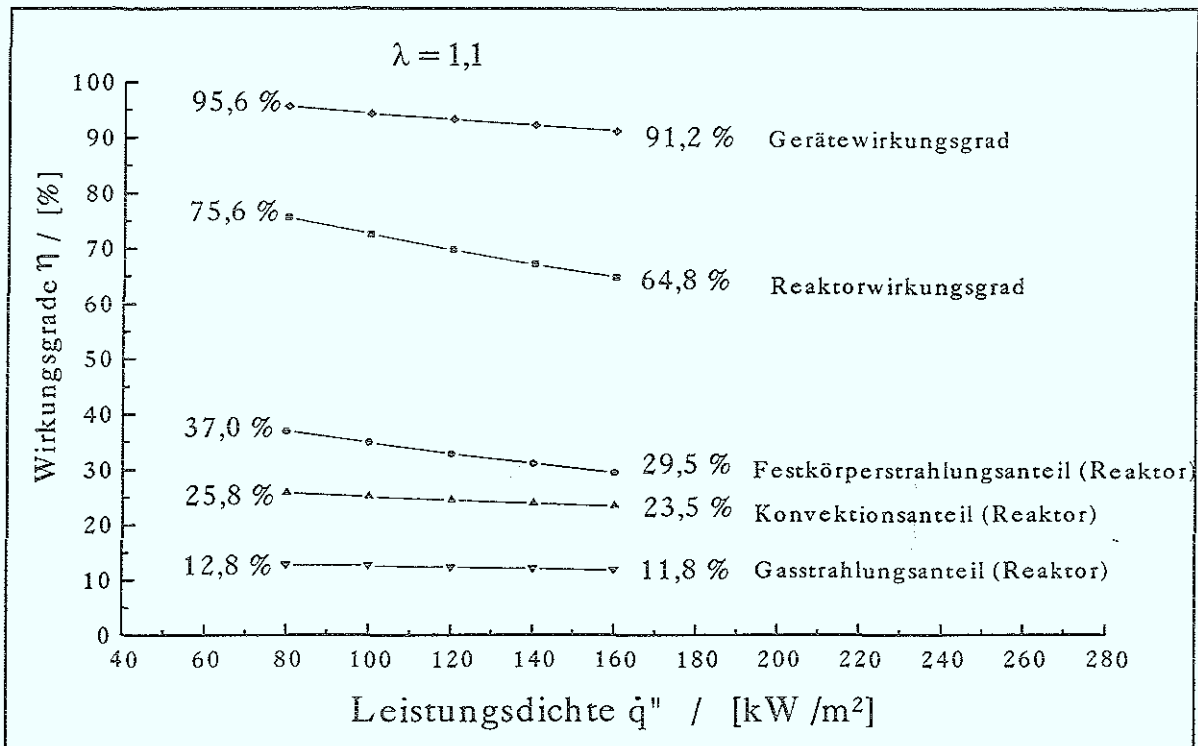


Abb. 7.10 Wirkungsgrade in Abhängigkeit von der Leistungsdichte

Die Wirkungsgraderniedrigung des Reaktors ist im Fall der Variation der Leistungsdichte stärker ausgeprägt. Dies folgt aus der Erhöhung der Brennstoffmenge, die keine entsprechende Steigerung der Strahlungseffizienz und konvektiven Wärmeauskopplung bewirkt. Diese Aussage ist aus der Darstellung der Wirkungsgrade infolge Festkörperstrahlung und Konvektion ableitbar, siehe Abbildung 7.10. Danach sinken diese trotz ansteigender Oberflächentemperaturen und Massenströme mit zunehmender Leistungsdichte. Dabei fällt die Absenkung im Fall der Festkörperstrahlung von 37 % auf 29,5 % sehr deutlich aus. Der Abfall des konvektiven Anteils am Reaktorwirkungsgrad wird durch die Steigerung des Massenstroms hingegen besser kompensiert. Der Gasstrahlungsanteil bleibt nahezu konstant. Er ist mit ca. 12 % für die Untersuchung nicht zu vernachlässigen. Die Gasstrahlungsleistungen betragen damit zwischen 1,0-1,8 kW. Diese sind auf die hohen Gastemperaturen, insbesondere im Ringspalt, von bis zu 950 °C zurückzuführen (→ Kap. 7.3.2). Die Wirkungsgradabsenkung des Reaktors mit anwachsender Luftzahl ist nahezu linear, wie in Abbildung 7.11 zu sehen ist. Sie fällt im Vergleich zur Erhöhung der Leistungsdichte weit weniger stark aus. Dies ist auf den Ausgleich der fallenden Strahlungsleistung des Feststoffes durch den Anstieg des konvektiv ausgekoppelten Wärmestroms zurückzuführen.

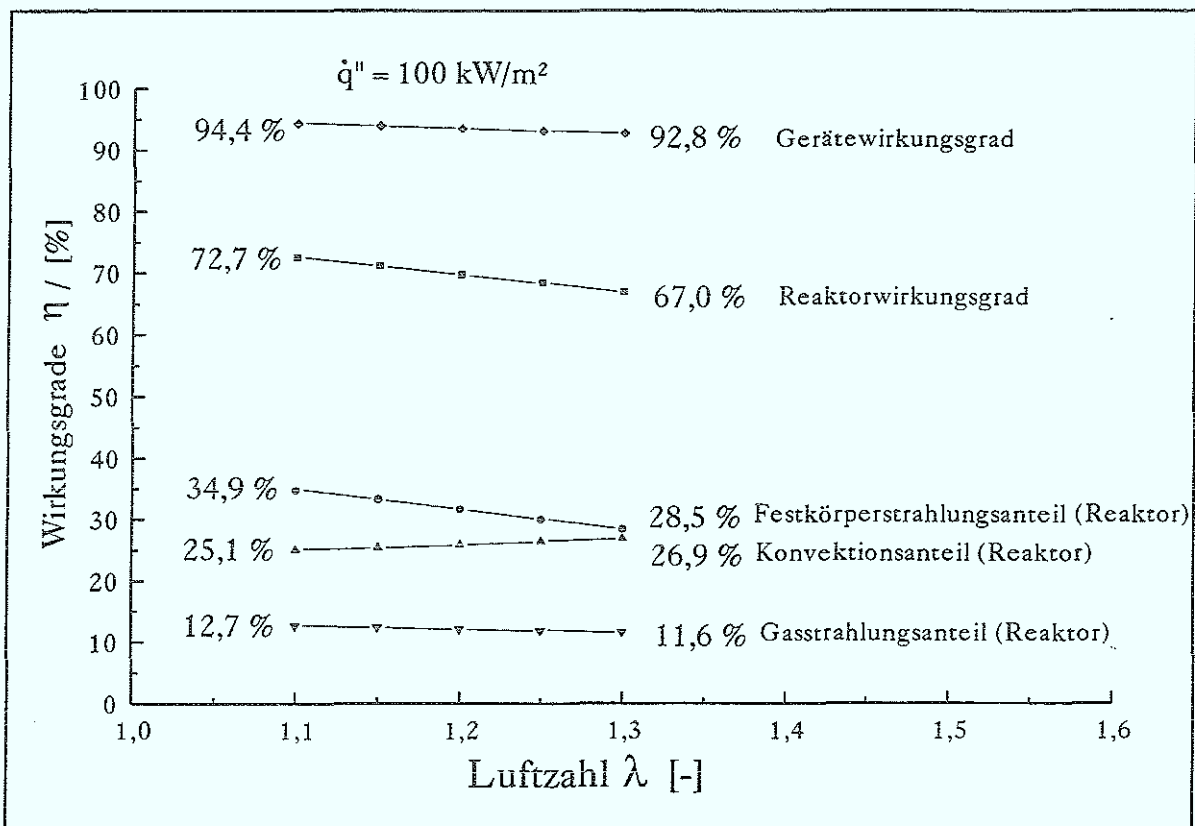


Abb. 7.11 Wirkungsgrade in Abhängigkeit von der Luftzahl

Variation der Geometrieparameter

Die Abhängigkeit der charakteristischen Wirkungsgrade von der Geometrie des Brennraumwärmeaustauschers ist für den Betriebspunkt $100 \text{ kW/m}^2/1,1$ in den Abbildungen 7.12-7.14 wiedergegeben. Die Vergrößerung des Innendurchmessers D_W des Brennraums bewirkt eine Steigerung des Gerätewirkungsgrades trotz sinkenden Konvektionsanteils im Reaktor, siehe Abbildung 7.12. Der Grund liegt in dem deutlich ansteigenden Gasstrahlungsanteil im Reaktor infolge der zunehmenden Schichtdicke des Gases. Im Gegensatz dazu zeigt die Abbildung 7.13, daß der Gerätewirkungsgrad mit steigendem Außendurchmesser D_A fällt. Hierbei erweist sich der konvektiv übertragene Wärmestrom infolge des Temperaturanstieges an der Wärmeaustauscherinnenwand als der gegenüber Festkörper- und Gasstrahlung dominierende Anteil. Die Vergrößerung der Rohrlänge bewirkt eine Steigerung der Konvektions- und Gasstrahlungsanteile im Rohr, wie in der Abbildung 7.14 zu sehen ist. Demzufolge steigt der Reaktor- sowie Gerätewirkungsgrad mit steigender Rohrlänge.

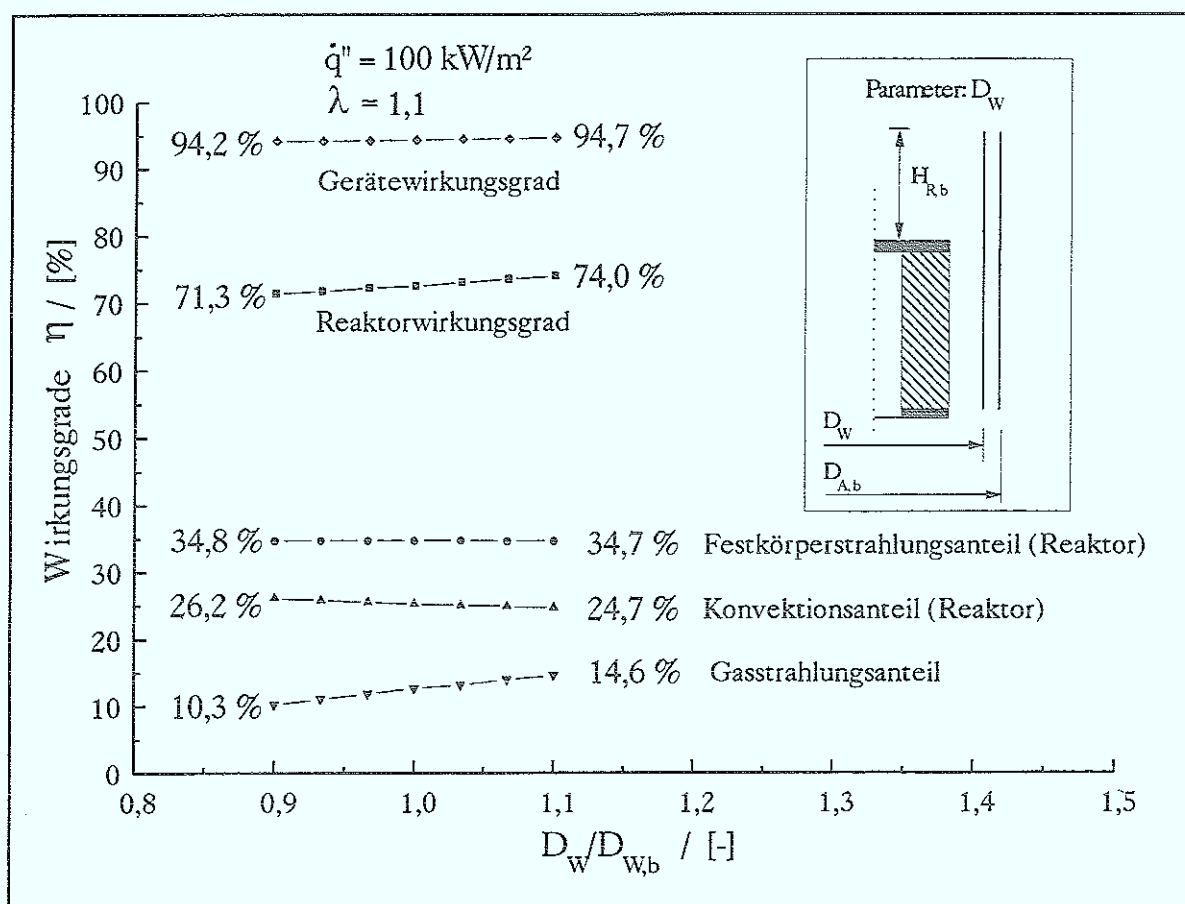


Abb. 7.12 Wirkungsgrade in Abhängigkeit vom Verhältnis der Innendurchmesser

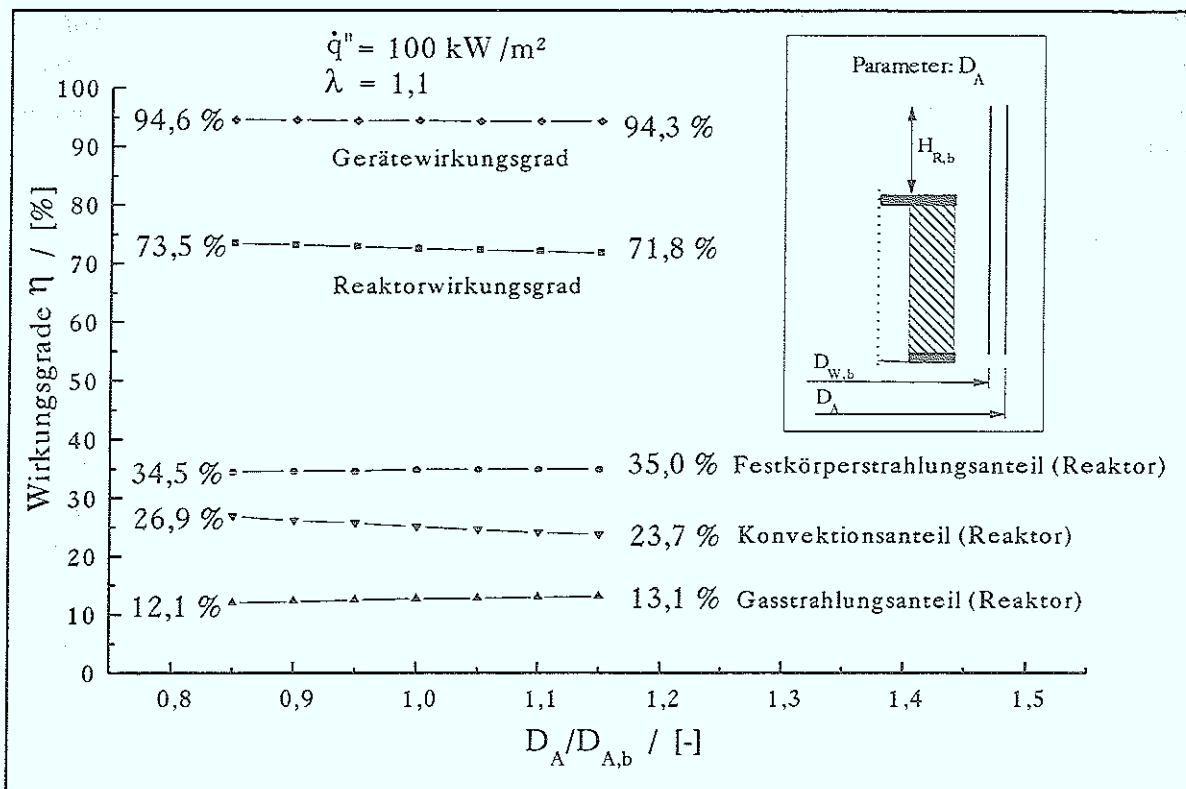


Abb. 7.13 Wirkungsgrade in Abhängigkeit vom Verhältnis der Außendurchmesser

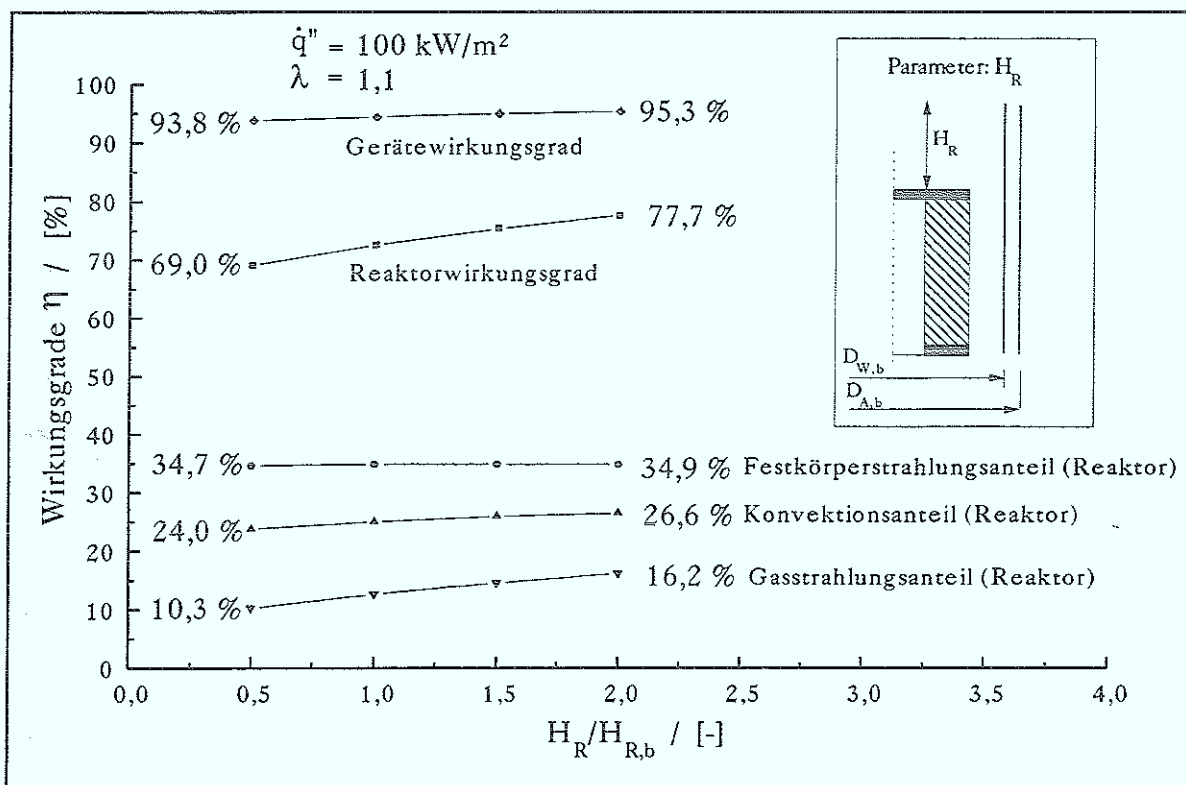


Abb. 7.14 Wirkungsgrade in Abhängigkeit vom Verhältnis der Rohrlängen

Die Verbesserung des gerätetechnischen Wirkungsgrad ist im Fall der Absenkung des Außendurchmessers mit 0,0038 %/mm im Vergleich zur Steigerung des Innendurchmessers (0,0167 %/mm) deutlich geringer. Der Einfluß der Verlängerung des Rohransatzes zur Steigerung des Wirkungsgrades beträgt 0,005 %/mm. Damit wirkt sich die Erhöhung des Innenwanddurchmessers im Hinblick auf eine Optimierung des Brennraumwärmeaustauschers als die effektivste bauliche Veränderung aus. Die Erweiterung des Innendurchmessers um 60 mm bei gleichbleibendem hydraulischem Durchmesser für den Wasserkanal ($D_A = 260$ mm) liefert beispielsweise eine Wirkungsgradverbesserung um 1 % auf 95,5 %.

Die Steigerung des Anlagenwirkungsgrades mit wachsender Wärmeaustauscherfläche des Abgaswärmeaustauschers bei gleichzeitiger Senkung der Abgastemperatur ist in der Abbildung 7.15 wiedergegeben. Die Vergrößerung der Rohrwendelfläche um 30 % hat demnach eine Erhöhung des feuerungstechnischen Wirkungsgrades um 2 % zur Folge. Die Abgastemperatur beträgt dann 116 °C. Die optimale Rohrwendelanordnung innerhalb des Abgasrohres des Brennraumwärmeaustauschers bzw. Verlängerung der Höhe der Rohrwendel zur Vergrößerung der Austauscherfläche stellt damit eine wirkungsvolle Maßnahme zur Steigerung des Gerätewirkungsgrades dar. Diese bauliche Veränderung ist insbesondere im Hinblick auf die Entwicklung eines Brennwertkessels bei gleichbleibenden Abmessungen des Brennraumwärmeaustauschers von Interesse.

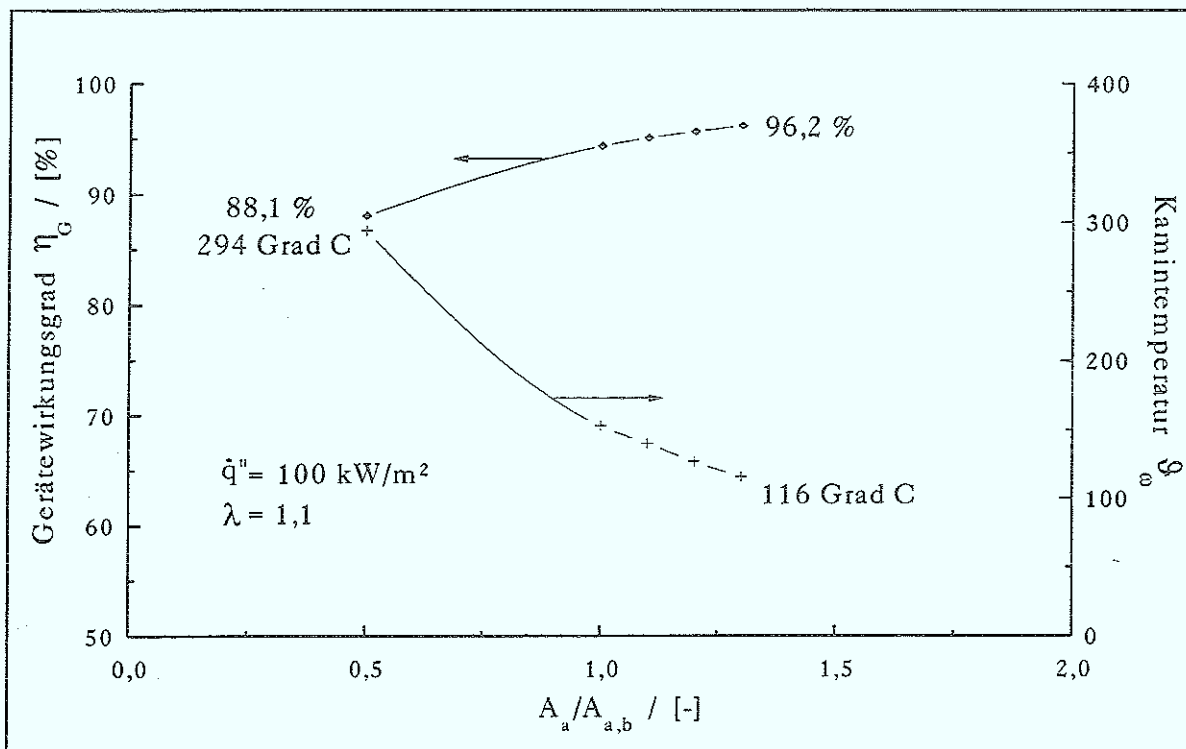


Abb. 7.15 – Gerätewirkungsgrad und Kamintemperatur in Abhängigkeit vom Verhältnis der Austauscherflächen des Abgaswärmeaustauschers

7.3.2 Charakteristische Temperaturen

Die Abbildungen 7.16 und 7.17 zeigen charakteristische Temperaturen in Abhängigkeit von der Leistungsdichte und Luftzahl. Die Abmessungen des Brennraumwärmeaustauschers und Brennerkörpers sowie der Wärmeaustauscherfläche des Abgaswärmeaustauschers entsprechen den Bezugsdaten ($\rightarrow$ Abb. 7.9).

Die mittleren Wandtemperaturen des Ringspalt und Rohres wachsen mit steigender Leistungsdichte, zu größeren Luftzahlen fallen sie. Sie betragen zwischen 180-280 °C bzw. 85-115 °C. Dies zeigt einen deutlichen Temperatursprung am Übergang "Ringspalt-Rohr" an. Die hohe thermische Belastung im Bereich des Ringspalt und der starke Temperaturabfall der Wand an der Übergangsstelle von Ringspalt und Rohr erfordern eine robuste Konstruktionsausführung. Dies wird durch die Verwendung von Mantelrohren aus Edelstahl für den Bau des Brennraumwärmetauschers mit stirnseitig angeschweißter Flanschverbindung zur Bodenbefestigung gewährleistet.

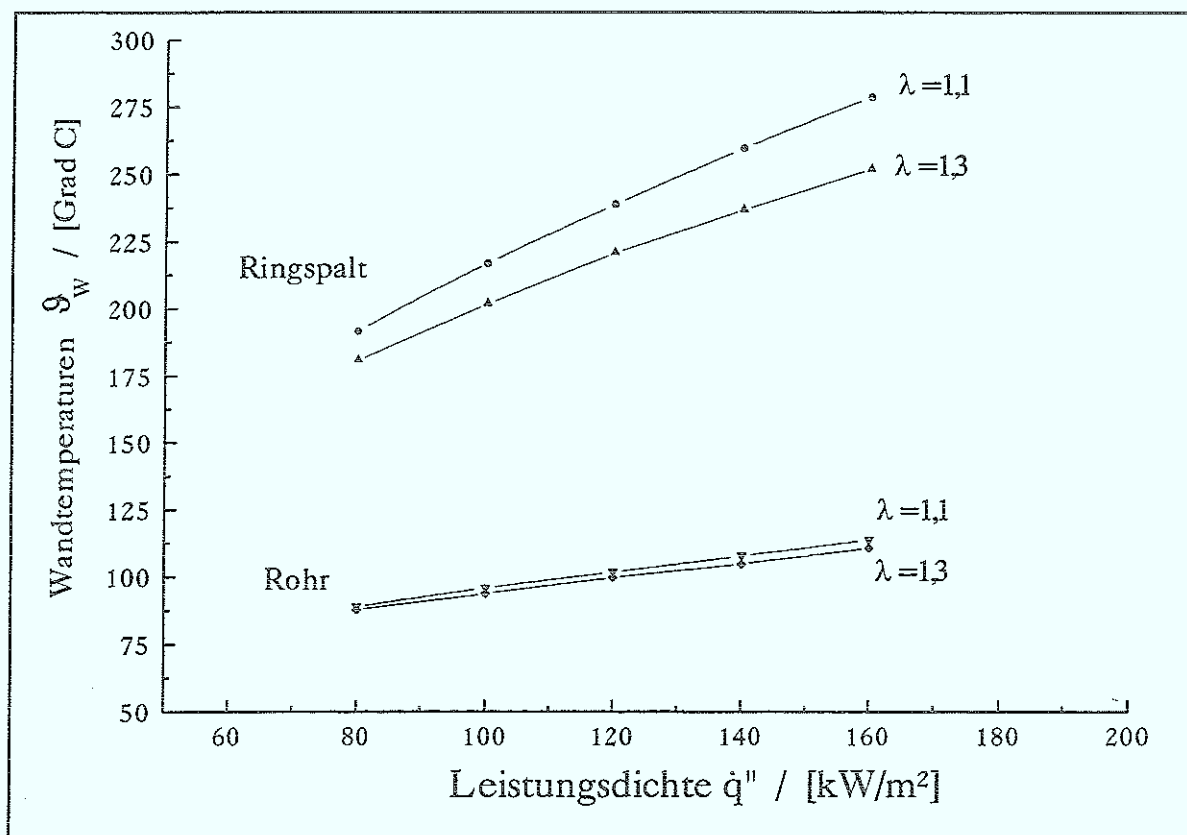


Abb. 7.16 Wandtemperaturen in Abhängigkeit von der Leistungsdichte und Luftzahl

Als charakteristische Abgastemperaturen sind in der Abbildung 7.17 die mittlere Ringspalt-, Reaktoraustritts- und Kamintemperaturen dargestellt. Die Höhe der Ringspalttemperaturen von 750-950 °C ist der Grund für eine im Ringspalt nicht zu vernachlässigende Gasstrahlung. Diese hat neben der Erhöhung des Reaktorwirkungsgrades auch einen Einfluß auf die Oberflächentemperatur des Brennerkörpers. Die Ringspalttemperatur ist nur schwach von der Luftzahl abhängig. Die Steigerung der Enthalpie des Ringspaltes mit wachsender Luftzahl infolge einer deutlichen Absenkung der Wammentemperatur T_{WI} wird durch den gleichzeitig zunehmenden Massenstrom ausgeglichen ($\rightarrow$ Gl. 7.19). Die Gastemperatur des Ringspaltes, die proportional dem Quotienten aus Ringspaltenthalpie und Gasmassenstrom ist, bleibt dann unter der Voraussetzung gleicher Energie- und Massenzuwächse des Gases nahezu konstant. Die Reaktoraustrittstemperaturen liegen ca. 200 °C unter denen des Ringspaltes. Sie betragen zwischen 550-750 °C. Die Kamintemperaturen liegen zwischen 120-220 °C. Reaktoraustritts- und Kamintemperaturen steigen zu größeren Luftzahlen hin. Dies ist auf die schlechtere Wärmeauskopplung im Reaktor bei ansteigenden Massenströmen zurückzuführen ($\rightarrow$ Abb. 7.11).

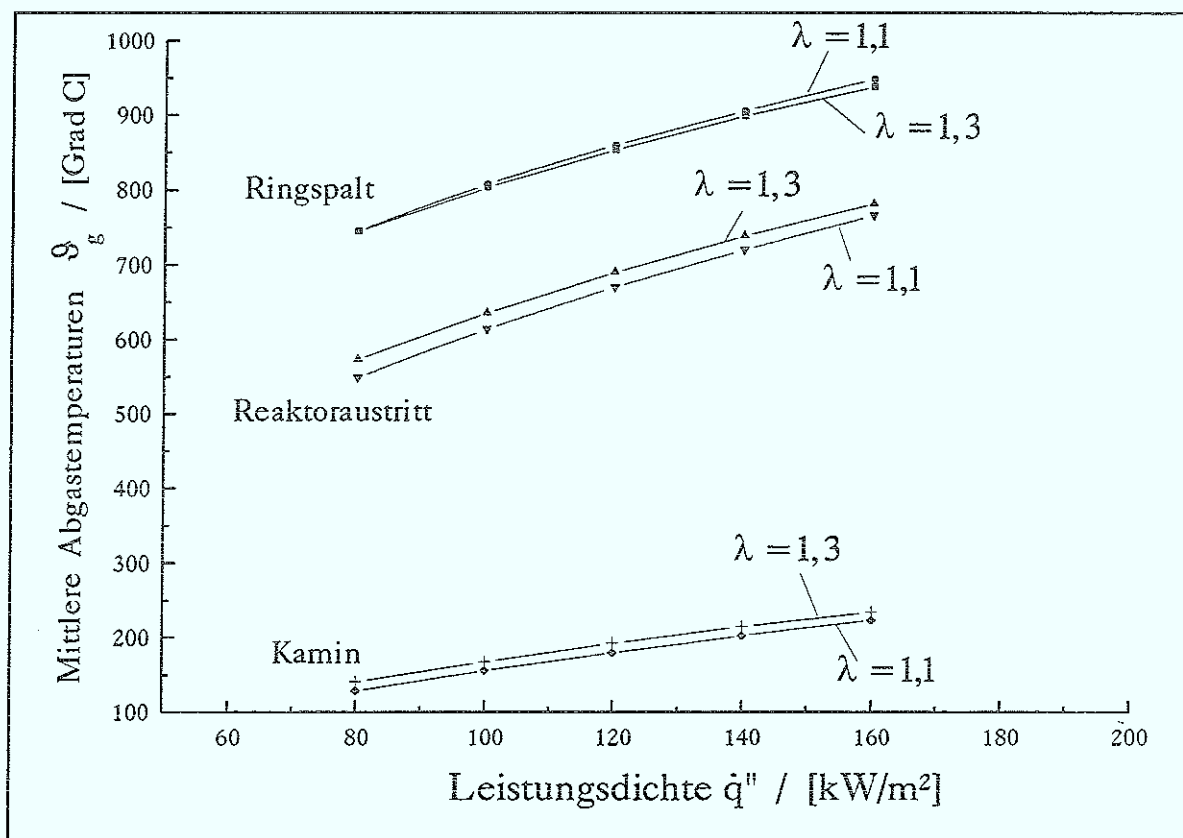


Abb. 7.17 Abgastemperaturen in Abhängigkeit von der Leistungsdichte und Luftzahl

7.4 Experimentelle Überprüfung

Im folgenden wird die Reaktorsimulation anhand theoretisch und experimentell ermittelter Wasser- und Körperoberflächentemperaturen im Leistungsdichtebereich 80-160 kW/m² und für die Luftzahlen 1,1 sowie 1,3 überprüft, siehe die Abbildungen 7.18 und 7.19. Der Wassermassenstrom wurde dabei zur Erzielung moderater Wassertemperaturen von ca. 70 °C parallel zur Steigerung der Leistungsdichte hochgeregelt. Die Außenwandtemperatur T_A des Brennraumwärmeaustauschers ergab einen Mittelwert von 45 °C. Dieser fließt in die Modellierung zur Berücksichtigung der Wandverluste ein. Die Gastemperatur am Eintritt betrug 35 °C. Die Wassertemperaturen wurden mit Pt-100 Widerstandsthermometern erfasst. Die Messung der Körperoberflächentemperaturen erfolgte berührungslos durch ein Quarzfenster mittels Gesamtstrahlungs-pyrometer. Der Meßkopf ist mit einem Dünnschicht-Thermosäulen-Detektor plus Spektralfilter ausgestattet. Die über das Filter eingestellte spektrale Empfindlichkeit zwischen 2,0-2,5 µm erlaubt eine Temperaturmessung, unbeeinflusst von CO₂- und H₂O-Atmosphäre und durch Quarz- und Glasfenster sowie durch weißblau brennende Flammen. Die Ermittlung des für die Temperaturmessung notwendigen Emissionsfaktors des Gerätes erfolgte mit Hilfe einer Materialprobe, die in einem Ofen auf bekannte Temperatur erhitzt wurde. Die Temperatur des Objektes wurde mit dem Pyrometer gemessen und durch Anpassung des gerätetechnischen Emissionsfaktors auf die bekannte Temperatur eingestellt.

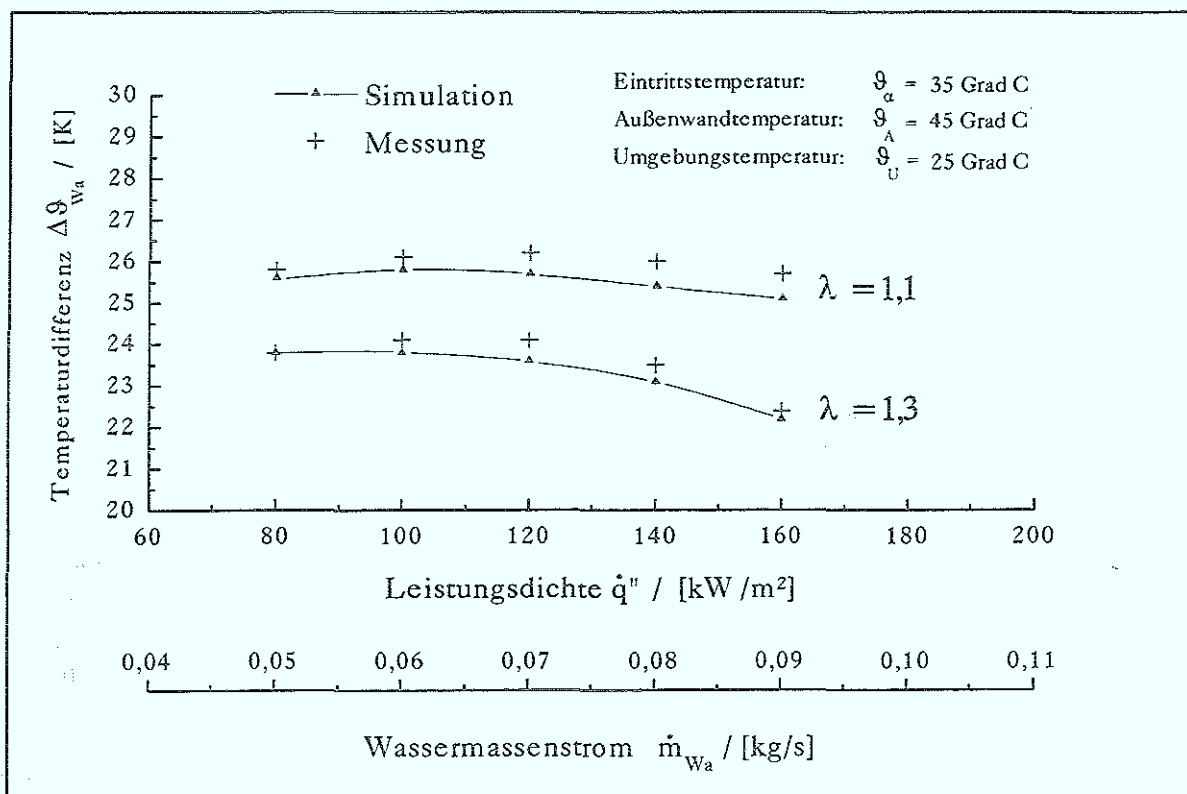


Abb. 7.18 Vergleich experimentell und theoretisch ermittelter Wassertemperaturen

In der Abbildung 7.18 werden experimentell und theoretisch ermittelte Temperaturdifferenzen im Wasserkanal zwischen Ein- und Austritt des Reaktors miteinander verglichen. Es zeigt sich eine in qualitativer wie quantitativer Hinsicht gute Übereinstimmung von Theorie und Praxis. Dabei liegen die theoretisch ermittelten Werte unterhalb denen der gemessenen Resultate. Dies ist auf die Unterteilung des Abgaskanals in zwei Strömungsbereiche unter Vernachlässigung der Übergangzone zwischen Ringspalt- und Rohrabschnitt zurückzuführen. Damit liegt der berechnete Wert für den konvektiven Wärmestrom unterhalb des tatsächlichen. Die maximalen Abweichungen betragen 0,6 K. Dies entspricht einer fehlenden Wärmeleistung von 225 W ($160 \text{ kW/m}^2/1,1$). Die prozentuale Abweichung beträgt 1,5 %.

Experimentell und theoretisch bestimmte Körperoberflächentemperaturen sind in der Abbildung 7.19 dargestellt. Aufgrund der fehlenden Rückstrahlung der Wand wird die Körperoberfläche im Bereich des Meßflecks zu niedrig gemessen. Daher erfolgt ein Vergleich der Meßresultate mit den Simulationsergebnissen ohne Rückstrahlung. Der Emissionsfaktor im Modell beträgt 0,9 ($\rightarrow$ Kap. 3.4). Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung von Theorie und Praxis. Die maximalen Abweichungen von 25°C ($160 \text{ kW/m}^2, 1,1$) sind gering. Sie treten erst für größere Leistungsdichten und Luftzahlen auf. Dies ist auf die in diesen Bereichen zu niedrig berechnete Temperatur, deren Bestimmung auf die analytische Gleichung des Kapitels 5.3 zurückgeht, zurückzuführen.

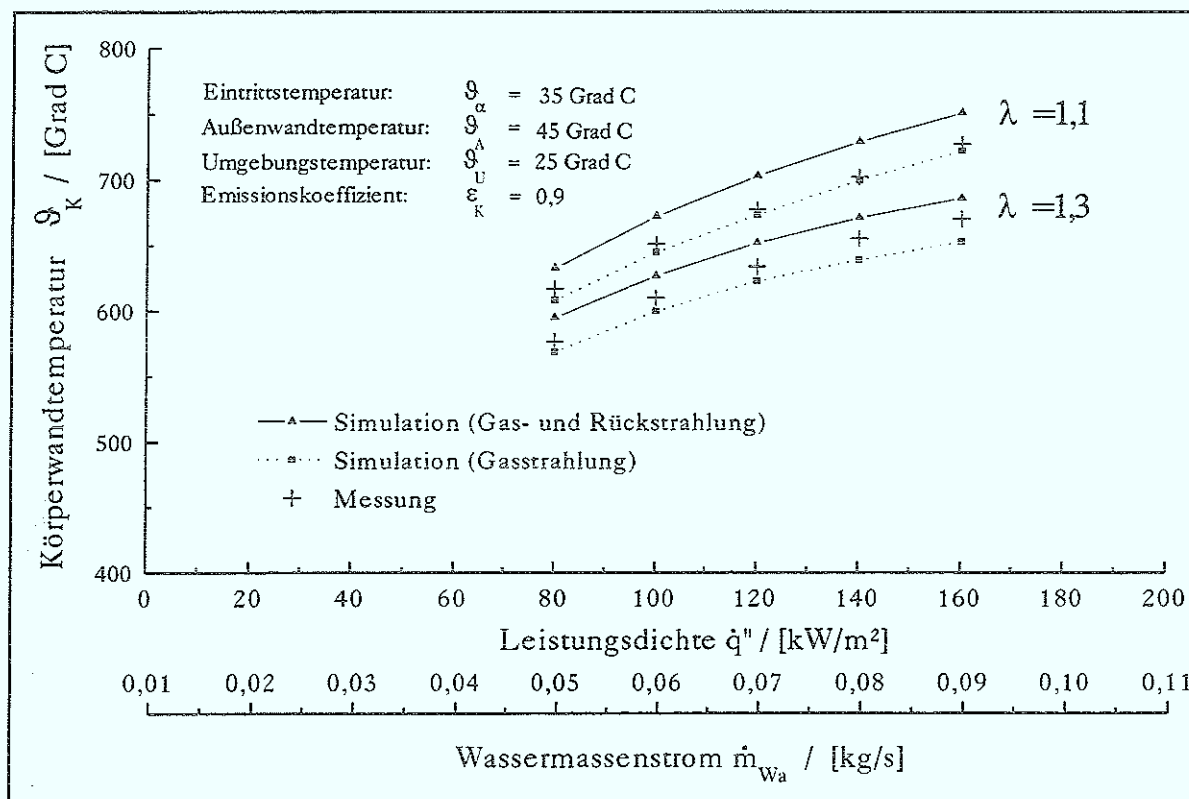


Abb. 7.19 Vergleich experimentell und theoretisch ermittelter Körperwandtemperaturen

Der Vergleich von Messung und Rechnung bestätigt die Wahl des im Kapitel 3.4 abgeschätzten Emissionskoeffizienten von 0,9. Darüber hinaus zeigt er, daß die Gasstrahlung bei der Erhöhung der Oberflächentemperatur des Brennerkörpers nicht vernachlässigbar ist. Die Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse unter Berücksichtigung von Gas- und Rückstrahlung entsprechend der Abbildung 7.19 mit den Resultaten der Abbildung 5.6 zeigt, daß die Temperaturerhöhungen bis zu 60 K (160 kW/m^2 , 1,1) betragen können. Somit kann der Strahlungswirkungsgrad der Körperoberfläche durch die Gasstrahlung im Ringspalt und die Rückstrahlung der Brennraumwärmeaustauscherwand um bis zu 14 % gesteigert werden.

7.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Auf der Grundlage der Modellierung des unbeschichteten Strahlungsbrenners erfolgte die Simulation des Heizsystems. Diese liefert folgende Aussagen:

- Die Wirkungsgrade der Anlage betragen für den zur Zeit installierten Teststand zwischen 95,6 % (80 kW/m^2 / 1,1) und 91,2 % (160 kW/m^2 / 1,1). Die Steigerung der Luftzahl von 1,1 auf 1,3 bewirkt eine Wirkungsgradreduzierung um ca. 1,5 %.
- Die Anlagenwirkungsgrade steigen mit zunehmenden Innendurchmessern des Abgaskanals und Reaktorrohrlängen sowie sinkenden Außendurchmessern der Außenwand des Brennraumwärmeaustauschers. Hierbei zeigt die Zunahme des Innendurchmessers der Brennraumwärmeaustauscherwand die effektivste Wirkungsgradsteigerung.
- Der feuerungstechnische Gesamtwirkungsgrad setzt sich zusammen aus dem Reaktor- und Abgaswärmeaustauscheranteil. Dabei beträgt die Wärmeauskopplung im Abgaswärmeaustauscher 30-20 %. Die Vergrößerung seiner derzeitigen Wärmeaustauscherfläche um 30 % hat eine Steigerung des Gerätewirkungsgrad um 2 % zur Folge.
- Die mittleren Wandtemperaturen im Ringspalt betragen zwischen 180-280 °C, die der Rohrwand zwischen 80-120 °C. Damit ist am Übergang von Ringspalt und Rohrerweiterung ein starker Temperaturabfall von über 100 K zu erwarten.
- Die mittleren Gastemperaturen im Ringspalt und Reaktorausstritt betragen zwischen 750-950 °C bzw. 550-750 °C. Infolge dieser hohen Temperaturen ist die Gasstrahlung nicht zu vernachlässigen. Sie hat einen Anteil am übertragenen Gesamtwärmestrom des Reaktors von ca. 12-13 %. Die Erhöhung der Körpertemperatur infolge Gasstrahlungswärme aus dem Brennraum beträgt bis zu 60 K.

8.0 Zusammenfassung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit beschreibt Untersuchungen an einem Heizsystem mit keramischem Strahlungsbrenner, das mit überstöchiometrischen Erdgas/Luft-Gemischen betrieben wird. Für theoretische Betrachtungen wird Erdgas durch Methan ersetzt. Unter Zugrundelegung eines für den technischen Einsatz im Haussektor interessanten Betriebsparameterbereiches von 80-160 kW/m² ($A_K = 0,1 \text{ m}^2$) und $\lambda \leq 1,3$ ist der Schwerpunkt der Untersuchung die Modellierung und Simulation folgender Systeme:

- Unbeschichteter Brennerkörper
- Mit Edelmetall/Washcoat direktbeschichteter Brennerkörper
- Heizsystem mit integriertem Strahlungsbrenner

Die Modellierung des un- sowie direktbeschichteten Brennerkörpers basiert auf den eindimensionalen, stationären Erhaltungsgleichungen für Masse, Stoff und Energie im Bereich der Brennerkörperwand mit und ohne Katalysatorschicht und der wandnahen, äußeren Randzone. Die Stoffwerte werden in Abhängigkeit von der Temperatur beschrieben. Bei der Aufstellung der Energiegleichung wird von einer Einphasenströmung innerhalb des Faserkörpers, das bedeutet lokales Gleichgewicht zwischen Gas- und Feststoffphase, ausgegangen. Die Beschreibung der Strahlung des Feststoffes erfolgt über die Einführung einer effektiven Wärmeleitfähigkeit. Die differentielle energetische Bilanz berücksichtigt dann die für die vorliegende Anwendung dominierenden Mechanismen des Wärme- und Stofftransportes infolge Fourier'scher Wärmeleitung, erzwungener Konvektion und Reaktion in Strömungsrichtung. Analog dazu setzen sich die Stofferhaltungsgleichungen aus den Anteilen Fick'sche Diffusion, Konvektion und Reaktion zusammen. Die Sauerstoffkonzentration wird in Abhängigkeit von der Brennstoffkonzentration beschrieben ($Le = 1$). Somit reduziert sich die Anzahl der zu beschreibenden Erhaltungsgleichungen nach Integration der Massenbilanz in die Brennstoff- und Energiebilanz auf 2.

Die Beschreibung der homogenen Gasphasenreaktion und heterogen katalysierten Reaktion basiert auf der Zugrundelegung einer Einschnitt-Kinetik. Im Fall der Simulation homogener Gasphasenreaktionen werden die reaktionskinetischen Daten durch einen Vergleich analytisch und numerisch berechneter laminarer Brenngeschwindigkeiten bestimmt. Für die Modellierung der Oberflächenkinetik wurde der Einfluß von Transportwiderständen infolge Porendiffusion und molekularem Antransport der Edukte zur Katalysatoroberfläche durch die Ableitung einer effektiven Reaktionsgeschwindigkeit berücksichtigt. Die Abschätzung dieser Einflüsse ergibt für die vorliegende Katalysatorstruktur eine vernachlässigbare Hemmung der Oberflächenreaktion durch den Stofftransport. Die reaktionskinetischen Parameter zur Beschreibung der Oberflächenkinetik basieren auf Literaturangaben.

Die Lösung der Differentialgleichungen erfolgt numerisch mit Hilfe der Methode "Finiter Differenzen". Darüber hinaus werden für den Fall des unbeschichteten Brennerkörpers auf der Grundlage der thermischen Flammentheorie analytische Berechnungsgleichungen zur Bestimmung der charakteristischen Betriebsgrößen Flammentemperatur, Körperoberflächentemperatur sowie Position der Reaktionszone entwickelt. Dabei zeigen die analytisch ermittelten Ergebnisse für Flammen- und Körperoberflächentemperaturen trotz erheblicher Vereinfachungen für die mathematische Ableitung im technisch interessanten Betriebsbereich gute Übereinstimmungen im Vergleich mit numerischen Berechnungen.

Im Fall des unbeschichteten Brennerkörpers ist aufgrund der hohen optischen Dichte der Fasermatrix eine stabile Position der Flammenfront nur außerhalb des Brennerkörpers möglich. Die Körpermatrix dient dann als Flammenhalter. Sie koppelt einen Teil der aus dem Flammenrücken an die Oberfläche antransportierten Energie infolge Festkörperstrahlung an die gegenüberliegende Wärmetauscherwand aus. Dieser Abtransport gewährleistet einen stabilen Wärmehaushalt, auch für Anströmgeschwindigkeiten unterhalb der adiabaten Brenngeschwindigkeit. Die Untersuchung konnte die für das Brennerverhalten wichtigen wärme- und strömungstechnischen Prozesse herausarbeiten und liefert folgende Ergebnisse:

- Die Kühlung der Reaktionszone durch Strahlung bewirkt eine starke Absenkung der Flammentemperaturen, infolgedessen die Stickoxidproduktion auf unter 10 ppm, bezogen auf 0 % O₂ im Abgas, absinkt.
- Mit zunehmender Leistungsdichte wandert die Reaktionszone auf den Körper zu, erreicht einen minimalen Abstand zur Oberfläche und entfernt sich wieder. Analog dazu steigt die Oberflächentemperatur des Körpers mit wachsender Leistungsdichte an, erreicht ein Maximum und fällt zu größeren Leistungsdichten hin ab.
- Bei Unterschreiten einer charakteristischen Leistungsdichte kommt es zum Erliegen des Verbrennungsprozesses (Löschpunkt). Bei Überschreiten der adiabaten Leistungsdichte hebt die Flamme von der Oberfläche ab.
- Die Veränderung der Körperdichte innerhalb technisch sinnvoller Grenzen hat keinen nennenswerten Einfluß auf den Verbrennungsprozeß in der Randzone.
- Die Oberflächentemperaturen des Körpers liegen weit unterhalb stationärer Zündtemperaturen. Thermische Effekte für auftretende Rückzündungen können demnach ausgeschlossen werden.

- Die Geschwindigkeitsverteilung am Austritt der Oberfläche kann ungleichförmig sein. Dabei erweisen sich die Zonen mit lokal höheren Geschwindigkeiten als kritisch im Hinblick auf auftretende Rückzündungen. Die Geschwindigkeitsverteilung wurde mit zunehmenden Körperdichten besser. Zudem zeigten Körper mit gleichmäßigeren Verteilungen eine geringere Rückzündungsneigung, so daß auftretende Instabilitäten während des Betriebes auf strömungstechnische Randeffekte an der Oberfläche zurückgeführt werden können.
- Die Rückzündungsgefahr sinkt mit fallender Leistungsdichte, steigender Luftzahl und zunehmender Körperdichte.
- Rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen zeigen, daß das Innere des Faserkörpers neben einem Faseranteil mit einheitlichem Faserdurchmesser von 3 μm auch Anteile an Fasern dickeren Durchmessers und Füllstoffe aufweisen. Zur Verbesserung der Homogenität und damit Verringerung der Rückzündungsgefahr ist demnach der Anteil an "Reinen Fasern" zu steigern.

Aus der Modellierung und experimentellen Untersuchung des Betriebsverhaltens eines mit Platin direktbeschichteten Brennerkörpers können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

- Je nach Edelmetallmenge und Betriebspunkt ist theoretisch ein vollständiger Umsatz in der Katalysatorschicht zu erreichen. Die Reaktionszone ist dann im Körper. Die Verbrennung ist flammenlos und die Stickoxidproduktion strebt gegen Null.
- In der Praxis übersteigt die Katalysatortemperatur infolge einer schlechten Wärmeabfuhr aus der Katalysatorschicht thermische Belastungsgrenzen. Ein Aktivitätsverlust ist die Folge.
- Die Rückzündungsneigung des Strahlungsbrenners wird durch die Aufbringung einer katalytisch aktiven Schicht auf die Oberfläche deutlich verringert. Innerhalb des technisch interessanten Bereiches ist ein rückzündungsfreier Betrieb möglich.

Auf der Grundlage der Modellierung des Strahlungsbrenners erfolgte die Simulation des Heizsystems. Diese liefert folgende Aussagen:

- Die gerätetechnischen Wirkungsgrade liegen im Bereich moderner Brennersysteme. Sie können durch eine gezielte Optimierung der Geometrie des Brennraum- und Abgaswärmeaustauschers noch gesteigert werden.

- Der gerätetechnische Wirkungsgrad setzt sich zusammen aus dem Reaktor- und Abgaswärmeaustauscheranteil. Bei der Wärmeübertragung im Reaktor kann in die Anteile Festkörperstrahlung, Konvektion und Gasstrahlung unterschieden werden. Dabei ist die Festkörperstrahlung der dominierende Anteil bei der Wärmeauskopplung im Gerät. Die Anteile an der Wärmeübertragung betragen in etwa:
 - 25 % (Abgaswärmeaustauscher)
 - 33 % (Festkörperstrahlung im Reaktor)
 - 25 % (Konvektion im Reaktor)
 - 17 % (Gasstrahlung im Reaktor)
- Die Modellierung des Gesamtsystems wurde durch Messungen überprüft. Es zeigte sich eine in quantitativer wie qualitativer Hinsicht gute Übereinstimmung.
- Der Leistungsbereich des Heizsystems ist im technisch interessanten Bereich im Gegensatz zu konventionellen Brennersystemen stufenlos regelbar.

9.0 Literaturverzeichnis

- [1] P. Bröckerhoff: Neue Wege zur emissionsarmen Verbrennung in der Wärmeerzeugung, in: W. Terhorst, Erdöl und Erdgas in der Kernforschungsanlage Jülich, Jül-Conf-58, S. 199-212 (1986)
- [2] B. Emonts: Entwicklung und Untersuchung eines katalytischen Strahlungsbrenners zur NO_x -armen Verbrennung von Methanol, Dissertation, Jül-2275 (1989)
- [3] C. B. von der Decken, H. Dötsch, B. Höhle, H. Fedders, E. Riensche, P. Bröckerhoff, F. Pischinger, U. Hilger, H. Barnert, H. Niessen, M. Wahlbeck: Energie-Alkohole: Herstellung und Nutzung eines synthetischen flüssigen Energieträgers, Jül-Spez-392, S. 1-11 (1987)
- [4] P. Bröckerhoff, B. Emonts: Catalytic Combustion of Natural Gas for Heating Appliances, Holmen et al. (Editors), Natural Gas Appliances, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, S. 557-563 (1991)
- [5] P. Bröckerhoff, B. Emonts: Catalytic Two-Component Burner, 2nd European Congress on Economics and Management of Energy in Industry, 5-9 April 1994, Estoril (Portugal)
- [6] P. Bröckerhoff, B. Emonts: Test of a Premixing Radiant Burner for the Low NO_x Combustion of Natural Gas/Hydrogen Mixtures, Int. J. Hydrogen Energy, Vol. 19, No.4, S. 395-398 (1994)
- [7] M. Fuchs: Photovoltaikanlage des Solar-Wasserstoff-Projektes Neunburg vorm Wald: Betriebserfahrungen und Wirtschaftlichkeitsanalysen, VDI-GET: "Regenerative Energien", Tagung am 12./13. März 1991 in Kassel
- [8] M. Fuchs, K. Hassmann: Stand und Aussichten der Solar-Wasserstoff-Wirtschaft, Energiewirtschaftliche Tagesfragen 40, S. 372-376 (1990)
- [9] W. V. Krill, R. J. Schreiber: Assessment of Infrared and Catalytic Burner Appliances, International Gas Research Conference, Rockville, S. 1436-1450 (1981)
- [10] Deutsche Hoval GmbH: "Produktinformation, Hoval Ultra Gas", Rottenburg/Neckar (1993)

- [11] H. Berg, T. Jannemann: Entwicklung eines schadstoffarmen Vormischbrenners für den Einsatz in Haushalts-Gasheizkesseln mit zylindrischer Brennkammer, Sonderdruck aus Gas-Wärme-International, Vol. 38, No. 1, S. 28-34 (1989)
- [12] J. F. Clarke, A. C. McIntosh: The Influence of a Flameholder on a Plane Flame Including its Static Stability, Proc. R. Soc. Lond. A., Vol. 372, S. 367-392 (1980)
- [13] J. Buckmaster: Stability of the Porous Plug Burner Flame, Siam J. Appl. Math., Vol. 43, No. 6, S. 1335-1349 (1983)
- [14] C. R. Ferguson, J. C. Keck: Stand-Off Distances on a Flat Flame Burner, Combustion and Flame, Vol. 34, S. 85-98 (1979)
- [15] J. A. Eng, F. N. Egolfopoulos, C. K. Law: On the Dual Response and Surface Recombination in Burner-Stabilized Flames, ASME, Heat Transfer in Fire and Combustion Systems, Vol. 166, S. 35-42 (1991)
- [16] R. M. Kendall, S. T. DesJardin: Basic Research on Radiant Burners, Annual Report, GRI-88/0097 (Feb. 1987-Jan. 1988)
- [17] R. M. Kendall, S. T. DesJardin, J. D. Sullivan: Basic Research on Radiant Burners, Annual Report, GRI-89/0212 (Feb. 1988-Jan. 1989)
- [18] R. M. Kendall, S. T. DesJardin, J. D. Sullivan: Basic Research on Radiant Burners, Annual Report, GRI-90/0325 (Feb. 1989-März 1990)
- [19] R. M. Kendall, S. T. DesJardin, J. D. Sullivan: Basic Research on Radiant Burners, Final Report, GRI-92/0181 (Feb. 1987-Feb. 1992)
- [20] S. B. Sathe, R. E. Peck and T. W. Tong: A Numerical Analysis of Heat Transfer and Combustion in Porous Radiant Burners, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 33, No. 6, S.1331-1338 (1990)
- [21] T. W. Tong, S. B. Sathe and R. E. Peck: Improving the Performance of Porous Radiant Burners Through Use of Sub-Micron Size Fibers, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 33, No. 6, S. 1339-1346 (1990)
- [22] A. C. McIntosh, A. Prothero: A Model of Large Heat Transfer Surface Combustion with Radiant Heat Emission, Combustion and Flame, Vol. 83, S. 111-126 (1991)

- [23] M. Golombok, A. Prothero, L. C. Shirvill and L. M. Small: Surface Combustion in Metal Fibre Burners, *Combust. Sci. and Tech.*, Vol. 77, S. 203-223 (1991)
- [24] M. R. Dongworth, A. Melvin : Diffusive Catalytic Combustion, Sixteenth Symposium on Combustion, The Combustion Institute, S. 255-264 (1977)
- [25] S. W. Radcliffe, R. G. Hickman: Diffusive Catalytic Combustion, *Journal of the Institution of Fuel*, Vol. 208, S. 218-214 (1975)
- [26] D. L. Trimm, Ch. W. Lam: The Combustion of Methane on Platinum-Alumina Fibre Catalysts-1, Kinetics and Mechanism, *Chemical Engineering Science*, Vol. 35, S.1405-1713 (1980)
- [27] D. L. Trimm, Ch. W. Lam: The Combustion of Methane on Platinum-Alumina Fibre Catalysts-2, Design and Testing of a Convective-Diffusive Type Catalytic Combustor, *Chemical Engineering Science*, Vol. 35, S. 1731-1739 (1980)
- [28] P. C. Carman: *Flow of Gases Through Porous Media*, London: Butterworths (1956)
- [29] B. N. Furber, J. Davidson: The Thermal Performance of Porous Insulants in a High Pressure Gas Environment, The Nuclear Power Group Limited, Paper No. 28, Brussels: Second Conference on Prestressed Concrete Reactor Vessels and Their Thermal Insulation (1969)
- [30] Th. Tebroke: Berechnung des Wärmetransportes durch einen waagerechten porösen Ringspalt infolge Leitung, Strahlung und Konvektion bei variablen Stoffwerten, Dissertation, Jül-2586 (1992)
- [31] D. Rath, A. Steiff, P. M. Weinspach: Zur Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von evakuierten Dämmmaterialien, *Chem.-Ing.-Tech.* MS 1901/1990 (1990) (Synopsis erschienen in *Chem.-Ing.-Tech.*, Vol. 62, No. 11, S. 956-957 (1990))
- [32] R. Siegel, J. R. Howell: *Thermal Radiation Heat Transfer*, Int. Student ed., Tokyo: McGraw-Hill Kogakusha, Ltd. (1972)
- [33] E. Achenbach: Computation of Heat Transfer Through a Horizontally Arranged HTR-Fiber Insulation, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 126, S. 379-386 (1991)
- [34] R. E. Bedford, C. K. Ma: Emissivities of Diffuse Cavities: Isothermal and Nonisothermal Cones and Cylinders, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 64, S. 339-349 (1974)

- [35] R. E. Bedford, C. K. Ma, Z. Chu, Y. Sun, S. Chen: Emissivities of Diffuse Cavities 4: Isothermal and Nonisothermal Cylindro-Inner-Cones, *Applied Optics*, Vol. 24, No.18, S. 2971-2980 (1985)
- [36] M. Golombok, L. C. Shirvill: Emissivity of Layered Fibrous Materials, *Applied Optics*, Vol. 27, No. 18, S. 3921-3925 (1988)
- [37] B. K. C. Chan, C. M. Ivey, J. M. Barry: Natural Convection in Enclosed Porous Media with Rectangular Boundaries, *ASME, J. Heat Transfer*, Vol. 92, S. 52-58 (1970)
- [38] Ya. B. Zeldovich, D. A. Frank-Kamenetskii: Theory of Uniform Flame Propagation, *Compt. Rend. Acad. Sci. U.R.S.S.*, Vol. 19, S. 693-697 (1938)
- [39] J. More, B. Garbow, K. Hillstrom: User Guide for MINBACK-1, Argonne National Labs Report ANL-80-74, Argonne, Illinois (1980)
- [40] J. Göttgens, P. Terhoeven, N. Peters: Calculation of Lean Flammability Limits Based on Analytical Approximations of Burning Velocities, *Bull. Soc. Chim. Belg.*, Vol. 101, No.9 (1992)
- [41] N. Peters: Flamelet Libraries, RWTH Aachen, Institut für Technische Mechanik (Kurzbeschreibung in: N. Peters, B. Rogg: Reduced Kinetic Mechanisms for Combustion Applications, Springer-Verlag (1993))
- [42] J. Warnatz: Elementarreaktionen in Verbrennungsprozessen, *BWK*, Vol. 37, No. 1-2, S. 11-19 (1995)
- [43] J. Warnatz: Eighteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., S. 369-384 (1981)
- [44] N. Peters: ERCOFTAC-Summer School Umdruck, Laminar and Turbulent Combustion, RWTH Aachen, Lehrstuhl für technische Thermodynamik (1992)
- [45] N. Peters, B. Rogg: Reduced Kinetic Mechanisms for Combustion Applications, Springer-Verlag (1993)
- [46] N. Peters; F. A. Williams: The Asymptotic Structure of Stoichiometric Methane-Air Flames, *Combustion and Flame*, Vol. 68, S. 185-207 (1987)

- [47] C. K. Westbrook, F. L. Dryer: Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames, *Combustion Science and Technology*, Vol. 27, S. 31-43 (1981)
- [48] F. L. Dryer: I. Glassman: High-Temperature Oxidation of CO and CH₄, *Forteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, S.987 (1972)
- [49] A. Williams, R. Woolley, M. Lawes: The Formation of NO_x in Surface Burners, *Combustion and Flame*, Vol. 89, S. 157-166 (1992)
- [50] Humphrey Davy: Some New Experiments and Observations on the Combustion of Gaseous Mixtures, *The Collected Works of Sir Humphrey Davy* (J. Davy, ed.), Vol.6, Smith, Elder and Co., Cornhill, London, S. 81-88 (1840)
- [51] D. L. Trimm: Catalytic Combustion (Review), *Applied Catalysis*, Vol. 7, S. 249-282 (1983)
- [52] R. Presad, L. A. Kennedy, E. Ruckenstein: Catalytic Combustion, *Catal. Rev. Sci. Eng.*, Vol. 26, No.1, S. 1-58 (1984)
- [53] J. P. Kesselring: Catalytic Combustion, in *Advanced Combustion Methods*, Academic Press Inc. (London) Limited (1986)
- [54] L. D. Pfefferle, W. C. Pfefferle: Catalysis in Combustion, *Catal. Rev. Sci. Eng.*, Vol.29, No.2 & 3, S. 219-267 (1987)
- [55] C. Wagner: *Chem. Technol. (Berlin)*, Vol. 18, S. 28ff (1945)
- [56] W. C. Pfefferle, L. D. Pfefferle: Catalytically Stabilized Combustion, *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 12, S. 25-41 (1986)
- [57] J. P. Kesselring, W. V. Krill, R. M. Kendall: Design Criteria for Stationary Source Catalytic Combustors, *Proc. of the Second Stationary Source Combustion Symposium*, EPA-600/7-77-073/3c, Vol. 3, S. 193-228 (1977)
- [58] R. F. Hicks, H. Qi, M. L. Young, R. G. Lee: Effect of Catalyst Structure on the Rate of Methane Oxidation over Palladium on Alumina, *International Gas Research Conference*, S. 1508-1514 (1989)

- [59] H. H. Kung, J. B. Butt: Mechanistic and Kinetic Studies of the Elementary Processes in Catalytic Combustion of Methane, Northwestern State University, Evanston, Illinois, Grant No. 5081-360-0481, Final Report (1985)
- [60] H. Wise, M. A. Quinlan: Elementary Processes in the Catalytic Combustion of Methane, SRI International, Menlo Park, California, SRI Projekt PYH-3671, GRI Contract No. 5081-360-0490, Final Report (1986)
- [61] S. Sicardi, V. Specchia, F. Ferrero: Kinetics of Combustion of Methane with Different Catalysts, *Chimica Industriale*, Vol. 64, No. 3, S. 217-320 (1982)
- [62] R. B. Anderson, K. C. Stein, J.J. Feenan, L. J. E. Hofer: Catalytic Oxidation of Methan, *Ind. and Engng. Chem.*, Vol. 53, No. 10, S. 809-812 (1961)
- [63] A. Schwartz, L. L. Holbrook, H. Wise: Catalytic Oxidation Studies with Platinum and Palladium, *Journal of Catalysis*, Vol. 21, S. 199-207 (1971)
- [64] M. Baerns, H. Hofmann, A. Renken: *Chemische Reaktionstechnik, Lehrbuch der Technischen Chemie, Band 1*, Georg Thieme Verlag Stuttgart, New York (1992)
- [65] S. B. Pandya: Untersuchung über die Strahlung von Gaskörpern ungleicher Temperatur, Dissertation, RWTH Aachen (1982)
- [66] VDI-Wärmeatlas Düsseldorf: VDI, 5. Auflage (1988)
- [67] S. W. Churchill: A Comprehensive Correlating Equation for Laminar, Assisting, Forced and Free Convection, *AIChE J.*, Vol. 10, S. 10-16 (1977)
- [68] T. Fujii, H. Uehara: Laminar Natural-Convective Heat Transfer from the Outer Surface of a Vertical Cylinder, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 13, S. 607-615 (1970)
- [69] Th. v. Karman: Über Laminare und turbulente Reibung, *ZAMM* 1, S. 233-252 (1921)
- [70] K. Pohlhausen: Zur näherungsweisen Integration der Differentialgleichung der laminaren Reibungsschicht, *ZAMM* 1, S. 252-268 (1921)
- [71] H. Schlichting: *Grenzschicht-Theorie*, G. Braun Verlag, Karlsruhe 1982
- [72] U. Renz: *Kalorische Apparate, Umdruck zur Vorlesung*, RWTH Aachen, Lehrstuhl für Wärmeübertragung und Klimatechnik (1990)

- [73] N. Kostka, K. Hammeke: Ermittlung von Stoffdaten der Gase O_2 , N_2 , CO , CO_2 , He , H_2O , H_2 , CH_4 , CH_3OH und C_2H_5OH und der Mischungen aus diesen Gasen, Jül-2112 (1987)
- [74] A. Mersmann: Stoffübertragung, Herausgegeben von Ulrich Grigull, Springer-Verlag (1986)
- [75] K. Schack: Chemie-Ing.-Techn., Vol. 42, S. 53-58 (1970)
- [76] K. Schack: Zur Berechnung der Wasserdampfstrahlung, Chemie-Ing.-Techn., Vol. 43, No. 2, S. 1151-1153 (1971)
- [77] U. Renz: Grundlagen der Wärmeübertragung, Umdruck zur Vorlesung, RWTH Aachen, Lehrstuhl für Wärmeübertragung und Klimatechnik (1987)

10. Anhang

10.1 Stoffwerte

Stoffwerte zur Charakterisierung der Faserkörper:

1. Faserdichte

$$\rho_s = \left(\frac{w_{SiO_2}}{\rho_{SiO_2}} + \frac{w_{Al_2O_3}}{\rho_{Al_2O_3}} \right)^{-1} \quad \rho_{SiO_2} = 2650 \text{ kg/m}^3 \quad \rho_{Al_2O_3} = 3400 \text{ kg/m}^3 \quad (10.1)$$

2. Koeffizienten zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit nach Gleichung 3.7

$$K_F = 0$$

$$\lambda_s = 4 \text{ W/mK (Mischfaser)}$$

$$K_g = 1,2$$

$$e = 25 \text{ m}^2/\text{kg}$$

3. Emissionskoeffizient

$$\varepsilon_s = 0,45-0,65 \text{ (Standardfaser)} ; 400 \leq T \leq 800 \text{ }^\circ\text{C}$$

Stoffwertefunktionen für analytische Berechnungen:

1. Quotient aus Wärmeleitfähigkeit und spezifischer Wärmekapazität

Der Quotient aus Wärmeleitfähigkeit und spezifischer Wärmekapazität wurde an die Daten des Stoffwerteprogramms von Kostka und Hammeke [73] angepaßt. Dabei ist der Einfluß der Veränderung der Gemischzusammensetzung infolge Luftzahlvariation zu vernachlässigen.

$$\left(\frac{\lambda}{c_p} \right) = 2,27 \cdot 10^{-5} \frac{\text{kg}}{\text{m s}} \left(\frac{T}{298 \text{ K}} \right)^{0,7} \quad (10.2)$$

2. Laminare Brenngeschwindigkeit: ($\rightarrow$ Gleichungen 5.4, 5.5, 5.6)

$$\text{Gesamtbilanz: } HCP_{B,ad}(\lambda; T_\alpha) = a\lambda^3 + b\lambda^2 + c\lambda + d + e \exp(f T_\alpha) \quad (10.3)$$

$$a = 9602 \text{ K}; b = -4956 \text{ K}; c = 88229 \text{ K}; d = -33160 \text{ K}; e = 22747 \text{ K}; f = -4.6 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$$

$$\text{Reaktionszone: } HCP_{B,ad} = 33000 \text{ K}$$

3. Analytisches Berechnungsmodell: ($\rightarrow$ Gleichungen 5.12, 5.13, 5.17)

$$\text{Gesamtbilanz: } HCP_{B,m}(\lambda; T_m) = \frac{\Delta h_{R,B}}{c_p(\lambda, T_m)} \quad (10.4)$$

Die Reaktionsenthalpie wird als konstant angenommen. Sie beträgt $50,2 \times 10^6$ J/kg_B. Die spezifische Wärmekapazität c_p wurde an die Daten von Kostka und Hammeke [73] in einem Luftzahlbereich von 1,0-1,5 angepaßt. Als Gaszusammensetzung wurde die Mischung am Eintritt in das System mit den Komponenten N₂, O₂ und CH₄ zugrunde gelegt. Die Anpassung lieferte folgenden Zusammenhang:

$$c_p(\lambda; T_m) = A(\lambda) + B(\lambda) T_m \quad (10.5)$$

$$\begin{aligned} A(\lambda) &= a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2; a_0 = 998,250 \text{ J/(kg K)}; a_1 = -38,232 \text{ J/(kg K)}; \\ a_2 &= 8,036 \text{ J/(kg K}^2\text{)} \\ B(\lambda) &= b_0 + b_1 \lambda + b_2 \lambda^2; b_0 = 0,5641 \text{ J/(kg K}^2\text{)}; b_1 = -0,283 \text{ J/(kg K}^2\text{)}; \\ b_2 &= 0,0743 \text{ J/(kg K}^2\text{)} \end{aligned}$$

$$T_m = 0,5 (T_\alpha + T_b)$$

$$\text{Randzone} : HCP_{B,Kb} = 35000 \text{ K}$$

$$\text{Reaktionszone} : HCP_{B,b} = 33000 \text{ K}$$

Stoffwerte für numerische Berechnungen:

$$1. \text{ Reaktionsenthalpie: } \Delta h_{R,B} = 50,2 \times 10^6 \text{ J/kg}_B$$

$$2. \text{ Molekulare Diffusionskoeffizienten für Methan und Sauerstoff:}$$

Das Produkt aus Gasdichte und molekularem Diffusionskoeffizienten der Komponente i in einer inerten Stickstoffatmosphäre ($g=N_2$) ist eine Funktion von der Temperatur. Nach Mersmann [74] gilt:

$$[\rho_g D_{i,g}]_T = 6,37 \cdot 10^{-5} \frac{T^{0,5}}{\sigma_{ig}^2 \Omega_{D,ig}} \sqrt{\frac{1}{M_i} + \frac{1}{M_g}} \quad (10.6)$$

$$\sigma_{ig} = 0,5 (\sigma_g + \sigma_i) \quad (10.7)$$

Der Stoßdurchmesser σ_{ig} (in Angström) und das Stoßintegral Ω_D sind Stoffparameter der Komponenten in der Gasmischung. Das Stoßintegral ist eine Funktion des Verhältnisses kT/ϵ_{ig} . Die Größe ϵ_{ig} stellt die maximale Anziehungsenergie zwischen zwei Molekülen dar. Es gilt:

$$\epsilon_{ig} = \sqrt{\epsilon_g \epsilon_i} \quad (10.8)$$

Die Daten für $(\epsilon/k)_i$ und σ_i mit i stellvertretend für Stickstoff, Sauerstoff und Methan können der Arbeit von Koska und Hammeke [73] entnommen werden. Für die Stoßdurchmesser von Methan und Sauerstoff ergeben sich Werte von $\sigma_{B,g} = 3.8 \times 10^{-10}$ m und $\sigma_{O_2,g} = 3.6 \times 10^{-10}$ m. Die Stoßintegrale $\Omega_{D,ig}$ für Methan und Sauerstoff haben nach Mersmann [74] im Temperaturbereich von 30-1500 °C einen Wert zwischen 1 und 0,7. Für das mittlere Produkt aus Gasdichte und molekularem Diffusionskoeffizienten erhält man dann in Abhängigkeit von der Temperatur

$$[\rho_g D_{B,g}]_T = 1,6 \cdot 10^{-6} T^{0,5} \left[\frac{kg}{m \cdot s \cdot K^{0,5}} \right] \quad (10.9)$$

mit $D_{B,g}/D_{O_2,g} = 1,09$. Hieraus ergibt sich für das Verhältnis der Stoffübergangskoeffizienten $\beta_{B,g} / \beta_{O_2,g}$ entsprechend der Stoffübergangsgesetze 10.13 und 10.15 ein Wert von 1,06.

3. Wärmekapazität und Wärmeleitfähigkeit

Die spezifische Wärmekapazität c_p und Wärmeleitfähigkeit λ der Gasgemische werden mit dem Stoffwertprogramm von Kostka und Hammeke [73] bestimmt. Dieses ermittelt die Stoffdaten der Gase O_2 , N_2 , CO , CO_2 , He , H_2O , H_2 , CH_4 , CH_3OH und C_2H_5OH und der Mischungen aus diesen Gasen.

10.2 Katalysatorstruktur und Stoffübergangsgesetze

10.2.1 Eigenschaften der Katalysatorstruktur

Für die Berechnung der Stoffübergangskoeffizienten der Katalysatorstruktur ist es notwendig, Aussagen hinsichtlich der charakteristischen Geometrie Größen, wie Eindringtiefe δ_{Kat} und Korndurchmesser d_p , zu treffen. Die Auswertung von REM-Aufnahmen der Katalysatorstruktur ergab eine Eindringtiefe zwischen 0,8 und 1,2 mm. Der mittlere Korndurchmesser des Washcoates beträgt ca. 5 μm . Die Beschreibung der beschichteten Fläche unterscheidet zwischen der Dichte der Gesamtstruktur und der aktiven Zentren ohne Faseranteil. Der Faseranteil der Matrix in der Beschichtung wird als nichtaktive Unterlage betrachtet.

Bei der Direktbeschichtung der Körperwandoberfläche beträgt die Washcoat-Masse 5,5 g. Hieraus läßt sich mit einer mittleren Eindringtiefe von 1 mm eine Katalysatordichte von ca. 60 kg/m³ berechnen. Mit der Feststoffdichte für γ -Aluminiumoxid beträgt die Porosität der Katalysatorschicht ohne Faseranteil P_{oF} demnach 98 %. Die auf das Volumen der Schicht bezogene aktive äußere Oberfläche a der Struktur läßt sich auf den Korndurchmesser und die Porosität zurückführen:

$$a = 6 \frac{(1 - P_{oF})}{d_p} \quad (10.10)$$

Diese ist von der Größenordnung $2,4 \times 10^4$ m²/m³. Die auf die Washcoat-Masse bezogene äußere Oberfläche beträgt dann etwa 0,4 m²/g_{WC}. Diese wird vom Hersteller mit 1 m²/g angegeben. Die innere Struktur des Washcoates wird beschrieben durch die Pelletporosität P_p und Tortusität τ [64]. Daraus ist der effektive Diffusionskoeffizient im Katalysatorkorn in Abhängigkeit von dem molekularen Diffusionskoeffizienten berechenbar. Es gilt:

$$D_{B,g}^e = D_{B,g} \frac{P_p}{\tau} \quad (10.11)$$

Charakteristische Werte für die Pelletporosität und Tortuosität liegen bei 50 % und 4 [64]. Für den hydraulischen Durchmesser der Katalysatorschicht ohne Faseranteil wird angesetzt:

$$d_h = 4 \frac{P_{oF}}{a} \quad (10.12)$$

Die Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit der Katalysatorschicht orientiert sich an der Gleichung 3.7, die für eine optisch dichte Faserisolierung gilt. Die Feststoffleitung wird vernachlässigt ($K_F = 0$). Der Gasexponent K_g wird zu Null gesetzt. Die spezifische Extinktion e beträgt für einen Korndurchmesser von 5 μ m ca. 40 m²/kg ($\rightarrow$ Gl. 3.8.)

10.2.2 Stoffübergangsgesetze bei laminarer Strömung

Summe durchströmter Rohre (Kapillarmodell) [74]

$$Sh_{d_h} = \frac{1,61}{P^{1/3}} Re_{d_h}^{1/3} Sc^{1/3} \left(\frac{d}{L}\right)_R^{1/3} \quad (10.13)$$

Mersmann [74] gibt das Verhältnis $(d/L)_R$ als Funktion des Quotienten aus hydraulischem Durchmesser zu Partikeldurchmesser an. Für Quotienten d_h/d_p größer als 20 gilt:

$$\left(\frac{d}{L}\right)_R = \frac{d_h}{d_p} \quad (10.14)$$

Summe umströmter Einzelkörper [64]

$$Sh_{d_p} = \frac{1,15}{\sqrt{P}} Re_{d_p}^{1/2} Sc^{1/3} \quad (10.15)$$

10.3 Analytische Herleitung der laminaren Brenngeschwindigkeit

Die Ableitung basiert auf den Aussagen der thermischen Flammentheorie nach Zeldovich und Frank-Kamenetzki [38]. Ausgangspunkt ist die Bruttoreaktion der Form $\kappa_F F + \kappa_{O_2} O_2 \rightarrow$ Produkte mit der Reaktionsgeschwindigkeit

$$\dot{r}_{Hom} = k_0 \frac{\rho}{M_B} \frac{w_B}{M_B} \frac{\rho}{M_{O_2}} \frac{w_{O_2}}{M_{O_2}} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (10.16)$$

Der Exponentialterm wird durch eine Reihenentwicklung um T_{ad} approximiert. Bei Einführung der dimensionslosen Temperatur

$$\Theta = \frac{E(T - T_{ad})}{RT_{ad}^2} \quad (10.17)$$

ergibt sich mit der Taylor-Formel unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung:

$$-\frac{E}{RT} = -\frac{E}{RT_{ad}} + \Theta \quad (10.18)$$

In der Reaktionszone ($T \geq T^0$) kann der konvektive Term auf der linken Seite der Erhaltungsgleichungen 4.29 und 4.30 gegenüber dem diffusiven Term und dem Reaktionsterm vernachlässigt werden. Die Stoffwerte in der Reaktionszone werden auf die adiabate Flammentemperatur bezogen. Dieser Annahme liegt die Vorstellung zugrunde, daß die Reaktionszone eine sehr dünne Grenzschicht ist ($\rightarrow$ Kap. 4.4). Hieraus wird nach Addition der Gleichungen 4.29 und 4.30 ein Zusammenhang zwischen der Temperatur T^* und der Konzentration w_i hergeleitet:

$$T^* + \frac{1}{Le_i} w_i = C_1 x^* + C_2 \quad (10.19)$$

Mit den Randbedingungen kurz hinter der Flammenfront $w_{B,b} = 0$, $T^* = T_{ad}^*$, $dT^*/dx^* = 0$ und $dw/dx^* = 0$ sowie der Definition 10.17 wird schließlich die Brennstoffkonzentration auf die dimensionslose Temperatur Θ zurückgeführt:

$$w_B = - Le_B \frac{T_{ad}^2}{E/R HCP_{B,ad}} \Theta \quad (10.20)$$

Analog gilt für den Zusammenhang zwischen der Sauerstoffkonzentration und der Temperatur mit $w_{O_2,b} > 0$:

$$w_{O_2} = - Le_{O_2} \frac{|v_{O_2}|}{|v_B|} \frac{M_{O_2}}{M_B} \frac{T_{ad}^2}{E/R HCP_{B,ad}} \Theta + w_{O_2,b} \quad (10.21)$$

Die Beziehungen 10.18, 10.20 und 10.21, in Gleichung 10.16 eingesetzt, liefern für die dimensionslose Reaktionsgeschwindigkeit nach Gleichung 4.31:

$$W_B^* = \frac{(\lambda/c_p)_{ad} \rho_{ad}^2}{\dot{M}''} k_0 e^{\left(-\frac{E}{RT_{ad}}\right)} \frac{T_{ad}^2}{E/R HCP_{B,ad}} S(\Theta) \quad (10.22)$$

$$S(\Theta) = e^{\Theta} \left(- \frac{|v_B|}{M_{O_2}} w_{O_2,b} Le_B \Theta + Le_{O_2} Le_B \frac{|v_{O_2}|}{M_B} \frac{T_{ad}^2}{E/R HCP_{B,ad}} \Theta^2 \right) \quad (10.23)$$

Im stationären Zustand ist die Brenngeschwindigkeit gleich der Geschwindigkeit der Anströmung. Für den spezifischen Massenstrom gilt dann:

$$\dot{M}'' = \rho_\alpha s_L \quad (10.24)$$

In der Vorwärmzone ($T \leq T_o$) wird die Reaktionsgeschwindigkeit vernachlässigt. Die Integration von Gleichung 4.30 liefert den linksseitigen Temperaturgradienten an der Stelle x_o^* unter Berücksichtigung der Randbedingung $T^* = T_\alpha^*$ bei $x^* = -\infty$:

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_o^L = \frac{\dot{M}''}{(\lambda/c_p)_{T_o}} (T_o - T_\alpha) \quad (10.25)$$

Mit der Umformung $d/dx^* (dT^*/dx^*) = 0,5 d/dT^* (dT^*/dx^*)^2$ gewinnt man die Temperatur T^* als unabhängige Variable. Die einmalige Integration von Gleichung 4.30 unter Vernachlässigen des konvektiven Anteils ergibt den rechtsseitigen Temperaturgradienten an der Schnittstelle zwischen Vorheiz- und Reaktionszone:

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_o^R = \frac{\dot{M}''}{(\lambda/c_p)_{T_o}} HCP_{B,ad} \sqrt{2 \frac{T_{ad}^2}{E/R HCP_{B,ad}} \int_{\Theta_o}^0 W_B^* d\Theta} \quad (10.26)$$

Zeldovich und Franck-Kamenetzki setzen nun die Ableitungen aus der Vorwärmzone (10.25) und der Reaktionszone (10.26) gleich. Unter Berücksichtigung einer asymptotischen Entwicklung für große Aktivierungsenergien kann T_0 gleich T_{ad} gesetzt werden. Die Bestimmungsgleichung für die Brenngeschwindigkeit lautet dann:

$$\rho_\alpha s_L = \sqrt{2 k_o \frac{T_{ad}^4 \rho_{ad}^2 (\lambda/c_p)_{ad}}{(E/R)^2 (T_{ad} - T_\alpha)^2} e^{-\frac{E/R}{T_{ad}}} \int_{\Theta_\alpha}^0 S(\Theta) d\Theta} \quad (10.27)$$

Die Auswertung des Integrals liefert:

$$\begin{aligned} \int_{\Theta_\alpha}^0 S(\Theta) d\Theta = & \left[Le_{O_2} Le_B \frac{|v_{O_2}|}{M_B} \frac{T_{ad}^2}{E/R HCP_{B,ad}} (2 - e^{\Theta_\alpha} (\Theta_\alpha^2 - 2\Theta + 2)) \right. \\ & \left. + Le_B \frac{|v_B|}{M_{O_2}} w_{O_2,b} (1 + e^{\Theta_\alpha} (\Theta_\alpha - 1)) \right] \end{aligned} \quad (10.28)$$

Für große Aktivierungsenergien nimmt Θ_α große negative Werte an. Die Terme, die $\exp \Theta_\alpha$ enthalten, streben gegen Null. Als Endergebnis erhält man den in Kapitel 5.1.2 dargestellten Zusammenhang zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit.

10.4 Berechnungsgrundlagen zur Modellierung des Reaktors

10.4.1 Einstrahlzahlen

Die Einstrahlzahl $\Phi_{WL,K}$ zwischen der Ringspaltwand und der Körperoberfläche wird nach einer Berechnungsgleichung des VDI-Wärmeatlasses [66] bestimmt:

$$X = \frac{R_W}{R_K}; Y = \frac{H_K}{R_K} \quad (10.29)$$

$$A = Y^2 + X^2 - 1; B = Y^2 - X^2 + 1 \quad (10.30)$$

$$\Phi_{WL,K} = \frac{1}{X} - \frac{1}{\pi X} \left[\arccos \frac{B}{A} - \frac{1}{2Y} \left[\sqrt{(A+2)^2 - 4X^2} \arccos \frac{B}{XA} + B \arcsin \frac{1}{X} - \frac{\pi A}{2} \right] \right] \quad (10.31)$$

Für die Einstrahlzahlen zwischen Körperwand und Ringspaltwand bzw. Rohrwand gilt unter Verwendung der Reziprozitäts- und Summenbeziehung:

$$\Phi_{K,WI} = \frac{A_{WI}}{A_K} \Phi_{WI,K} \quad (10.32)$$

$$\Phi_{K,WI} = \frac{1}{2}(1 - \Phi_{K,WI}) \quad (10.33)$$

10.4.2 Emissions- und Absorptionskoeffizienten des Abgases

Emissionskoeffizienten

Für die Berechnung der Emissionskoeffizienten eines $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ -dampfreichen Abgases gibt Schack [75]-[76] bei einem Gesamtdruck p_{ges} von 1 bar die folgenden Gleichungen an:

$$\epsilon_{\text{CO}_2} = a_0 + a_1\gamma + a_2\gamma^2 + a_3\gamma^3 \quad (10.34)$$

$$\gamma = (1273 - T_{g,m}) / 1000 \quad (10.35)$$

$$a_i = \frac{b_i (p_{\text{CO}_2} s)^{n_i}}{c_i + (p_{\text{CO}_2} s)^{n_i}} + (a_{\infty i} - b_i) \frac{(p_{\text{CO}_2} s)^{m_i}}{d_i + (p_{\text{CO}_2} s)^{m_i}} \quad (10.36)$$

i	a_{∞}	b	c	d	m	n
0	0,252	0,1166	0,04	0,477	1,542	0,802
1	0,01	0,0658	0,0245	1,712	0,25	0,715
2	-0,0955	-0,0535	0,013	0,115	2,45	1,076
3	-0,0303	-0,0806	0,0816	0,691	0,13	0,495

Tab. 10.1: Werte der Koeffizienten der Gl. 10.36

$$\epsilon_{H_2O} = \exp(f + gu + h \tanh 3u) \quad (10.37)$$

$$u = (T_{g,m} - 625) / 625 \quad (10.38)$$

$$f, g = d + \frac{c_1 \ln(p_{H_2O} s / z) + c_2 p_{H_2O} s}{l + q (p_{H_2O} s)^2} \quad (10.39)$$

$$h = 0,12 (p_{H_2O} s)^{0,568} / [0,342 + (p_{H_2O} s)^{0,568}] \quad (10.40)$$

Die gleichwertige Schichtdicke s wird in unbekannten Fällen aus der Näherungsgleichung

$$s = 0,9 \frac{4 V}{A} \quad (10.41)$$

berechnet [66]. V ist das Volumen und A die Oberfläche des Gaskörpers. Für die Partialdrücke p_{CO_2} und p_{H_2O} gilt unter der Voraussetzung einer vollständigen Verbrennung:

$$p_i = \frac{C_i}{3 + \lambda l_{\min} - 0,21 l_{\min}} \quad \text{mit} \quad C_{CO_2} = 1 ; C_{H_2O} = 2 \quad (10.42)$$

	f (p s)	g (p s)
d	-0,37	-0,27
c_1	0,683	0,143
c_2 [m bar] ⁻¹	-1,857	0,226
q [m bar] ⁻²	1,83	0,721
z [m bar]	0,607	0,612

Tab. 10.2: Werte der Koeffizienten der Gl. 10.39

Absorptionskoeffizienten

Während der Emissionsgrad nur vom Zustand des Gases ($T_{g,m}$, Gesamtdruck p_{ges} , Partialdruck p_i) sowie von der gleichwertigen Schichtdicke s abhängt, wird der Absorptionsgrad noch zusätzlich von der Wandtemperatur T_W beeinflusst. Entsprechend der Darstellung des VDI-Wärmeatlasses [66] gilt für einen Gesamtdruck von 1 bar :

$$A_{V,CO_2} = \left(\frac{T_{g,m}}{T_W} \right)^{0,65} \epsilon_{CO_2}(T_W ; s \ p_{CO_2} \frac{T_W}{T_{g,m}}) \quad (10.43)$$

$$A_{V,H_2O} = \left(\frac{T_{g,m}}{T_W} \right)^{0,45} \epsilon_{H_2O}(T_W ; s \ p_{H_2O} \frac{T_W}{T_{g,m}}) \quad (10.44)$$

10.4.3 Wärmeübergangsgesetze

Natürliche Konvektion an einer vertikalen Platte [77]

Im Fall der laminaren Grenzschicht ($Gr < 4 \times 10^9$) und einer isothermen Wandtemperatur gilt für den mittleren Wärmeübergang und eine charakteristische Länge L :

$$Nu_L = C(Pr) (Gr_L Pr)^{1/4} \quad (10.45)$$

$$Gr_L = \frac{g \ L^3 \ \rho^2}{\eta^2} \beta (T_{g,m} - T_W) \quad (10.46)$$

Die Prandtl-Zahl Pr beträgt im Temperaturbereich von 25-800 °C zwischen 0,71-0,73. Für die Simulation wird von einem konstanten Wert von 0,72 ausgegangen. Die Konstante $C(Pr)$ beträgt dann 0,516. Die Stoffwerte dynamische Zähigkeit η , Dichte ρ und thermischer Ausdehnungskoeffizient β ($= 1/T$ für ein ideales Gas) werden bei einer mittleren Fluidtemperatur ermittelt.

Erzwungene Konvektion im konzentrischen Ringspalt (Wasserkanal) [66]

$$Nu = [Nu_{\infty} + f \left(\frac{D_W}{D_A} \right) \frac{0,19 \ (RePr \frac{d_h}{L})^{0,8}}{1 + 0,117 \ (RePr \frac{d_h}{L})^{0,467}}] \left(\frac{Pr}{Pr_W} \right)^{0,11} \quad (10.47)$$

$$f\left(\frac{D_W}{D_A}\right) = 1 + 0,14 \sqrt{D_A / D_W} \quad (10.48)$$

$$Nu_\infty = 3,66 + 1,2 (D_W / D_A)^{-0,8} \quad (10.49)$$

$$d_h = D_A - D_W \quad (10.50)$$

$$Re = \frac{w d_h \rho}{\eta} = \frac{4 \dot{m}_{Wa} \rho}{\pi (D_A + D_W) \eta} \quad (10.51)$$

Die Stoffwerte werden auf eine mittlere Stoffbezugstemperatur von 50 °C bezogen. Die Strömungsform im Wasserkanal ist laminar.

Erzwungene Konvektion in einer ebenen Grenzschicht (Abgaskanal)

Die dimensionlose Geschwindigkeitsfunktion $u/U(z)$ in Abhängigkeit von dem dimensionslosen Wandabstand $\eta_u = y/\delta_u(z)$ wird nach Pohlhausen [70] für den allgemeinen Fall einer ebenen Grenzschicht mit Druckgradient durch einen Ansatz in Form eines Polynoms 4. Grades dargestellt. Nach Substitution der freien Konstanten durch die Randbedingungen in der Grenzschicht erhält man nach [71]:

$$\frac{u}{U(z)} = (2\eta_u - 2\eta_u^3 + \eta_u^4) + \frac{\Lambda}{6} (\eta_u - 3\eta_u^2 + 3\eta_u^3 - \eta_u^4) \quad (10.52)$$

$$\Lambda = \frac{\delta_u^2(z)}{\eta/\rho} \frac{dU(z)}{dz} \quad (10.53)$$

Die Grenzschichtdicke wird nach folgender Näherungsformel ermittelt [71]:

$$\delta_u^2(z) = 0,47 \frac{\eta/\rho}{\left[\frac{1}{63} \left(\frac{37}{5} - \frac{\Lambda}{15} - \frac{\Lambda^2}{144} \right) \right]^2} \frac{\int_0^z U(z)^5 dz}{U(z)^6} \quad (10.54)$$

Die Bestimmung des örtlichen Wärmestroms an der Wand setzt die Kenntnis der Temperaturverteilung in der Grenzschicht zur Bestimmung des Temperaturgradienten an der Wand

voraus. Der örtliche Wärmestrom wird dann mit der Beziehung

$$\dot{q}''(z) = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_W = \alpha_{erzw} (T_{g,m} - T_W) \quad (10.55)$$

ermittelt. Hieraus läßt sich die örtliche Nusselt-Zahl, bezogen auf eine Bezugslänge z , ableiten. Unter Einführung des dimensionslosen Wandabstandes $\eta_T = y/\delta_T(z)$ und der dimensionslosen Übertemperatur $T^* = (T - T_W) / (T_{g,m} - T_W)$ gilt:

$$Nu_{erzw} = -\frac{z}{\delta_T(z)} \left(\frac{\partial T^*}{\partial \eta_T} \right)_W \quad (10.56)$$

Der Ansatz zur Berechnung der dimensionslosen Temperaturverteilung $T^*(\eta_T)$ wird so gewählt, daß für $\delta_T = \delta_u$ die Gleichheit der Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile erfüllt ist. Dann gilt in Anlehnung an die Beziehung 10.52 für den dimensionlosen Gradienten an der Wand:

$$\left(\frac{\partial T^*}{\partial \eta_T} \right)_W = -(2 + \frac{\Lambda}{6}) \quad (10.57)$$

Die Ermittlung der Grenzschichtdicke $\delta_T(z)$ wird analog zur Bestimmung für $\delta_u(z)$ wieder auf eine analytische Berechnungsformel zurückgeführt [71]:

$$\delta_T^2(z) = 46,72 \frac{\eta/\rho}{U(z)^{2,87}} \int_0^z U(z)^{1,87} dz \quad (Pr = 0,7) \quad (10.58)$$

Die mittlere Prandl-Zahl Pr des Abgases beträgt im Temperaturbereich von 25-800 °C in etwa 0,72. Somit ist die Anwendbarkeit der Gleichung 10.58 in guter Näherung erfüllt.

Im Abgasringspalt wird aus den Gleichungen 10.52 und 10.53 mit der Geschwindigkeitsverteilung $U(z) = a \cdot z$ für den dimensionslosen Parameter Λ ein Wert von 7,052 hergeleitet. Für die mittlere Nusselt-Zahl bei erzwungener Konvektion ergibt sich dann aus der Gleichung 10.56 unter Berücksichtigung der Beziehungen 10.57 und 10.58:

$$Nu_{erzw,Ring} = 1,49 \sqrt{Re} \quad \text{mit} \quad Re = \frac{a H_K^2}{\eta/\rho} \quad (10.59)$$

Im Abgasrohr beträgt der dimensionslose Parameter Λ bei einer konstanten Überströmung mit $U(z) = b = 0$. Mit diesem Ergebnis ergibt sich für die mittlere Nusselt-Zahl:

$$Nu_{erzw,Rohr} = 0,59 \sqrt{Re} \quad \text{mit} \quad Re = \frac{b H_R}{\eta/\rho} \quad (10.60)$$

10.4.4 Potentialtheorie

Ausgangspunkt der Potentialtheorie ist eine inkompressible, reibungsfreie, stationäre Strömung. Die Bedingung der Drehungsfreiheit

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \nabla \times \vec{v} = 0 \quad (10.61)$$

erfüllt dann die Wirbeltransportgleichung. Diese ist eine andere Form der Impulsgleichung. Hieraus folgt für eine zweidimensionale Strömung die Beziehung:

$$\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial r} = 0 \quad (10.62)$$

Darüber hinaus wird für zweidimensionale Strömungen anstelle des Potentials eine skalare Funktion $\psi(r,z)$, die Stromfunktion, mit

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} ; \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (10.63 \text{ a,b})$$

eingeführt. Diese erfüllt die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial r}(rv) + \frac{\partial}{\partial z}(ru) = 0 \quad (10.64)$$

Setzt man die Gleichungen 10.63a und 10.63b in die Beziehung 10.62 ein, so resultiert daraus unter Einführung dimensionsloser Kennzahlen die Differentialgleichung für die Stromfunktion:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} - \frac{1}{\eta} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} = 0 \quad (10.65)$$

Dabei werden die folgenden dimensionslosen Größen definiert:

$$\xi = \frac{z}{R_K} ; \quad \eta = \frac{r}{R_K} ; \quad u^* = \frac{u}{v_\infty} ; \quad v^* = \frac{v}{v_\infty} ; \quad \Psi = \frac{\psi}{v_\infty R_K^2} \quad (10.66)$$

Die Bezugsgeschwindigkeit v_∞ ist die Geschwindigkeit v_b des Gases nach dem Austritt aus der Flammenfront an der Stelle $r = R_K$. Sie läßt sich mit Hilfe der Beziehung 5.18 zur Berechnung des spezifischen Massenstroms bestimmen zu

$$v_\infty = \frac{\dot{M}''}{\rho_b} \quad (10.67)$$

Die Flammentemperatur T_b hat damit einen Einfluß auf die Bezugsgeschwindigkeit und fließt in die Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung $U(z)$ ein. Zur Lösung der Differentialgleichung 10.65 sind 6 Randbedingungen erforderlich ($\rightarrow$ Abb. 10.1). Die dimensionslose Geschwindigkeit am Austritt der Flammenfront ($\eta = 1$, $0 \leq \xi \leq H_K/R_K$) beträgt 1. Mit

$$\Psi = -\eta \int_{\xi}^0 \bar{v} d\xi \quad (10.68)$$

entsprechend der Gleichung 10.63b gilt dann auf dem Körperperrand $\Psi = \xi$. Der Abgaskanalrand auf Höhe der Unterkante des Brennerkörpers und die Wandkontur des Brennraumwärmeaustauschers stellen jeweils eine Stromlinie dar. Hier gilt $\Psi = \xi_{z=H_K}$. Da am Austritt des Reaktors keine Querbewegung mehr existiert, gilt dort $d\Psi/d\xi = 0$. Der differentielle Volumenstrom $d\Psi$ beträgt auf der Symetrielinie ($\eta = 0$, $H_K/R_K \leq \xi \leq (H_K+H_R)/R_K$ und der Oberseite des Brennerkörperdeckels ($0 \leq \eta \leq 1$, $\xi = H_K/R_K$) Null. Mit diesen Randbedingungen und der Differentialgleichung 10.65 ist die Stromfunktion $\Psi(\xi;\eta)$ eindeutig bestimmt.

Der Gradient der Stromfunktion an der Wand legt die Strömungsgeschwindigkeit entlang der Kontur fest. Mit der Geschwindigkeitskomponente

$$u^*_{Kontur} = \frac{1}{\eta} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \eta} \right)_{Kontur} \quad (10.69)$$

läßt sich die Geschwindigkeit $U(z)$ am Grenzschichtrand ermitteln:

$$U(z) = v_{\infty} u^*_{Kontur} \quad (10.70)$$

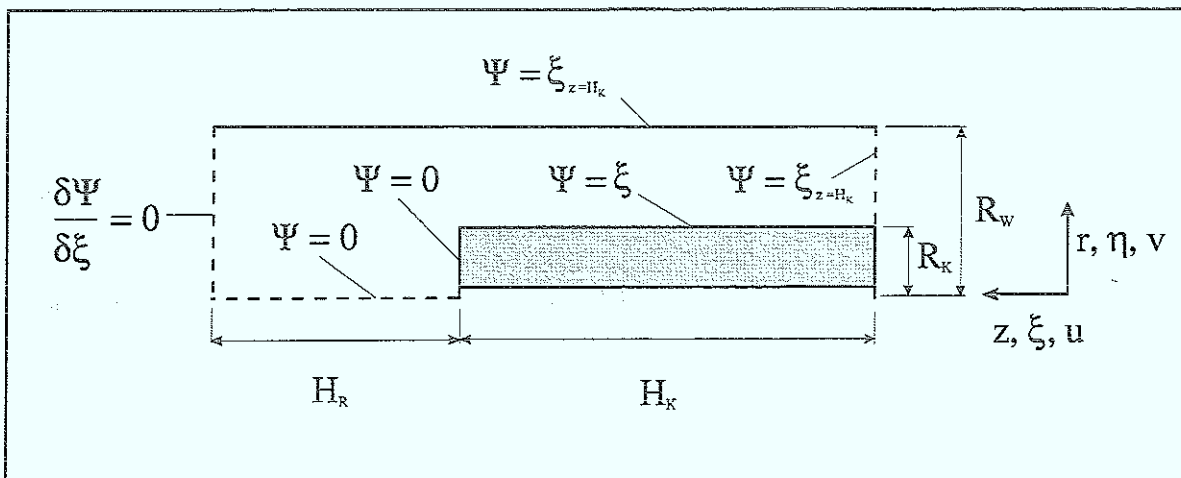


Abb. 10.1 Bezeichnungen und Randbedingungen für den Abgaskanal

10.4.5 Numerische Behandlung der Stromfunktionsgleichung

Eine Möglichkeit, die Differentialgleichung 10.65 zu lösen, bietet das Differenzenverfahren. Dabei werden die Differentialoperatoren der betrachteten Differentialgleichung durch finite Differenzen angenähert. Die Differentialgleichung wird dadurch nur an endlich vielen Punkten, den Knotenpunkten des Netzes, betrachtet. An diesen Netzknoten erhält man eine Näherungslösung für die Stromfunktion. Infolge einer Verfeinerung des Netzes kann die Lösung beliebig verbessert werden. Über den gesamten Einströmbereich wird ein rechtwinkliges Netz mit N_i Knoten in η -Richtung und N_k Knoten in ξ -Richtung gelegt. Die Abstände zwischen den Knoten sind äquidistant und in beiden Richtungen gleich groß ($\Delta\eta = \Delta\xi = \Delta$). Die zentralen Differenzen lauten:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \eta} = \frac{\Psi_{k,i+1} - \Psi_{k,i-1}}{2\Delta} \quad (10.71)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} = \frac{\Psi_{k,i+1} + \Psi_{k,i-1} - 2\Psi_{k,i}}{\Delta^2} \quad (10.72)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} = \frac{\Psi_{k+1,i} + \Psi_{k-1,i} - 2\Psi_{k,i}}{\Delta^2} \quad (10.73)$$

Setzt man die Gleichungen 10.71-10.73 in die Differentialgleichung 10.65 ein und löst nach $\Psi_{k,i}$ auf, so erhält man für einen beliebigen Knoten die folgende Iterationsvorschrift:

$$\Psi_{k,i} = \frac{1}{4}(\Psi_{k+1,i} + \Psi_{k-1,i} + \Psi_{k,i+1} + \Psi_{k,i-1}) - \frac{\Delta}{8\eta_i} (\Psi_{k,i+1} - \Psi_{k,i-1}) \quad (10.74)$$

In gleicher Weise werden die Randbedingungen diskretisiert. Dies stellt mit Ausnahme des Eintritts- und Austrittsquerschnitts kein Problem dar, da die übrigen Konturen mit konstanten Werten besetzt sind ($\rightarrow$ Abb. 10.1). Im Eintrittsquerschnitt gilt:

$$\Psi(\xi_k; \eta_i=1) = \xi_k \quad (10.75)$$

Im Austrittsquerschnitt wird ein Vorwärtsgradient über eine Taylor-Reihenentwicklung gebildet:

$$\Psi_{N_k,i} = \frac{1}{3} (4 \Psi_{N_k-1,i} - \Psi_{N_k-2,i}) \quad (10.76)$$

Die Iteration zur Berechnung von $\Psi_{k,i}$ beginnt bei $\xi_{k=1} = 0$. Man rechnet mit zunehmendem k bis zum Austrittsquerschnitt. Die unbekannten Werte von $\Psi_{k,i}$ werden aus dem letzten

Iterationsschritt genommen. Für die erste Iteration genügt es, alle Unbekannten gleich Null zu setzen. Die Iteration ist beendet, wenn für alle $\Psi_{k,i}$ folgende Beziehung gilt:

$$|\Psi_{k,i}^j - \Psi_{k,i}^{j-1}| < \epsilon \quad (10.77)$$

Dabei bezeichnet j den Iterationsschritt und ϵ die geforderte Genauigkeit. Aus der bekannten Stromfunktion läßt sich nun die Geschwindigkeitsverteilung an der Wand berechnen. Dabei wird die Ableitung der Stromfunktion an der Kontur nach Gleichung 10.69 durch den Vorwärtsgradienten ersetzt:

$$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial \eta}\right)_{Kontur} = 3\Psi_{k,N_i} - 4\Psi_{k,N_i-1} + \Psi_{k,N_i-2} \quad (10.78)$$

10.5 Nomenklatur

Lateinische Formelzeichen:

a	spezifische Oberfläche	$[m^2/m^3]$
a	Konstante der Staupunktströmung	$[1/s]$
a	Reaktionsordnung des Brennstoffs	$[-]$
A	Fläche	$[m^2]$
A_V	Absorptionsgrad	$[-]$
b	Geschwindigkeit der Rohrüberströmung	$[m/s]$
b	Reaktionsordnung des Sauerstoffs	$[-]$
c	Molkonzentration	$[kmol/m^3]$
c_p	spezifische Wärmekapazität für konstanten Druck	$[J/(kg\ K)]$
C	Konstante	$[-]$
C_1	Konstante	$[W/K]$
C_2	Konstante	$[J/(kg\ K)]$
d/dr	Gradient	$[1/m]$
d_F	Faserdurchmesser	$[m]$
d_h	hydraulischer Durchmesser	$[m]$
d_p	Partikeldurchmesser	$[m]$
D	Diffusionskoeffizient	$[m^2/s]$
Da	Damköhler-Zahl	$[-]$
D_K	Körperdurchmesser	$[m]$
D_K	Kapillardurchmesser	$[m]$ spezifische
e	Extinktion	$[m^2/kg]$
E	Extinktion	$[1/m]$
E	Aktivierungsenergie	$[kJ/mol]$

f	Funktion	[-]
g	Erdbeschleunigung	[m/s ²]
Gr	Grashof-Zahl	[-]
$\dot{H}$	Enthalpiestrom	[J]
H _K	Körperhöhe	[m]
H _R	Rohrlänge	[m]
HCP	Quotient aus Reaktionsenthalpie und Wärmekapazität	[K]
k	Wärmedurchgangskoeffizient	[W/(m ² K)]
k(T)	Geschwindigkeitskoeffizient der Reaktion	[kmol/m ³] ^{1-a-b} s ⁻¹
		[m ^{3(a+b)} /(kg _{EM} kmol ^{a+b-1} s)]
k ₀	vorexponentieller Faktor	[kmol/m ³] ^{1-a-b} s ⁻¹
		[m ^{3(a+b)} /(kg _{EM} kmol ^{a+b-1} s)]
K _F	Leerstellenexponent	[-]
K _g	Gasexponent	[-]
l _F	Flammendicke	[m]
l _{min}	Mindestluftverhältnis	[-]
l _R	Reaktionsschichtdicke	[m]
L	Bezugslänge	[m]
Le	Lewis-Zahl	[-]
L _K	Kapillarlänge	[m]
$\dot{m}$	Massenstrom	[kg/s]
m''	Belegungsdichte	[kg _{EM} /m ²]
Nu	Nusselt-Zahl	[-]
M	Molmasse	[kg/kmol]
$\dot{M}'$	längenbezogener Massenstrom	[kg/(m s)]
$\dot{M}''$	flächenbezogener Massenstrom	[kg/(m ² s)]
M _i	integraler Mittelwert	[-]
n	Temperatur exponent	[-]
N _i	Gitteranzahl im Faserkörper	[-]
N _i	Anzahl der Meßpunkte	[-]
N _j	Gitteranzahl in der Katalysatorschicht	[-]
N _k	Gitteranzahl in der Randzone	[-]
p	Absolutdruck	[Pa]
P	Porosität	[-]
Pe	Peclet-Zahl	[-]
ppm	parts per million	[-]
Pr	Prandtl-Zahl	[-]
q''	Leistungsdichte	[W/m ²]

$\dot{Q}$	Wärmestrom	[W]
r	Laufkoordinate	[m]
$\dot{r}$	Reaktionsgeschwindigkeit	[kg _B /(m ³ s)]
R	allgemeine Gaskonstante = 8,3143	[kJ/(kmol K)]
R_b	Radius der Flammenfront	[m]
R_A	Außenradius des Brennraumwärmeaustauschers	[m]
Re	Reynolds-Zahl	[-]
R_E	Innenradius des Brennerkörpers	[m]
R_K	Außenradius des Brennerkörpers	[m]
R_W	Innenradius des Brennraumwärmeaustauschers	[m]
s	Standartabweichung	[-]
s	laminare Brenngeschwindigkeit	[m/s]
Sh	Sherwood-Zahl	[-]
T	Temperatur	[K]
u	Geschwindigkeit	[m/s]
U	Wandgeschwindigkeit	[m/s]
v	Geschwindigkeit	[m/s]
$\dot{V}$	Volumenstrom	[m ³ /s]
w	Massenanteil	[-]
W	dimensionslose Reaktionsgeschwindigkeit	[-]
x	Laufkoordinate	[m]
X	Konzentrationsverhältnis $c_{B,s}/c_{B,g}$	[-]
y	Molanteil	[-]
y	Wandabstand	[m]
z	Laufkoordinate	[m]
Ze	Zeldovich-Zahl	[-]

Griechische Formelzeichen:

α	Wärmeübergangskoeffizient	[W/(m ² K)]
β	Stoffübergangskoeffizient	[m/s]
β	Ausdehnungskoeffizient	[1/K]
δ_{Kat}	Dicke der Katalysatorschicht	[m]
δ_u	Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht	[m]
δ_T	Dicke der Temperaturgrenzschicht	[m]
Δ	Differenz	
Δh_R	Reaktionsenthalpie	[J/kg _B]
ε	Emissionskoeffizient	[-]
ε	Genauigkeitsschranke	[-]
η	dynamische Zähigkeit	[kg/(m s)]
η	Wirkungsgrad	[-]

η	dimensionsloser Wandabstand	[-]
η	dimensionslose Längenkoordinate	[-]
η_P	Porenwirungsgrad	[-]
η_{Kat}	Katalysatorwirkungsgrad	[-]
Θ	dimensionslose Übertemperatur	[-]
κ	stöchiometrischer Koeffizient	[-]
κ	Konzentrationsverhältnis $c_{O_2,g} / c_{B,g}$	[-]
κ	Wärmeübertragungskenngröße $kA_a / (c_{p,g} \dot{m}_g)$	[-]
Λ	dimensionsloser Parameter	[-]
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/(m K)]
λ	Luftzahl	[-]
λ_K	Druckverlustkennziffer	[-]
μ	Verhältnis $(\dot{m} c_p)_g / (\dot{m} c_p)_{Wa}$	[-]
ξ	Umsatzgrad in der Katalysatorschicht	[%]
ξ	dimensionslose Längenkoordinate	[-]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante = 5,6703	[W/(m ² K ⁴)]
σ	Stoßdurchmesser	[Å]
τ	Tortuosität	[-]
Φ	Einstrahlzahl	[-]
ϕ	Betriebscharakteristik	[-]
ϕ	Thiele-Modul	[-]
Ψ	dimensionslose Stromfunktion	[-]
ψ	Stromfunktion	[m ³ /s]
Ω	Stoßintegral	[-]
$\vec{\omega}$	Rotationsvektor	[1/s]
ϑ	Temperatur	[°C]

Indizes und Abkürzungen:

a	Wärmeaustausch	
ad	adiabat	
α	Eintrittszustand	
A	Außenwand des Brennraumwärmeaustauschers	
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid	
Aus	Gasaustrittszustand Reaktor	
b	Flammenfront	
b	Bezug	
B	Brennstoff	
CH ₄	Methan	
CO ₂	Kohlendioxid	

d_h	hydraulischer Durchmesser	Hydraulischer Durchmesser	
eff	effektiv	effektiv	
erzw	erzwungen	erzwungen	
E	Innenwand des Brennerkörpers	Innenwand des Brennerkörpers	
EM	Edelmetall	Edelmetall	
frei	frei	frei	
F	Flamme	Flamme	
g	gasförmiger Zustand	gasförmiger Zustand	
ges	gesamt	gesamt	
G	Gerät	Gerät	
GK	Gas-Körperoberfläche	Gas-Körperoberfläche	
GWI	Gas-Ringspaltwand	Gas-Ringspaltwand	
GWII	Gas-Rohrwand	Gas-Rohrwand	
H ₂ O	Wasser	Wasser	
Hom	homogen	homogen	
i	Stoffkomponente	Stoffkomponente	
Iso	Isolierung	Isolierung	
K	Körperoberfläche	Körperoberfläche	
K	Kapillare	Kapillare	
Kat	Katalysatorschicht	Katalysatorschicht	
Kb	Körperoberfläche-Flammenfront	Körperoberfläche-Flammenfront	
Kv	konvektiv	konvektiv	
K, WI	Körperoberfläche-Ringspaltwand	Körperoberfläche-Ringspaltwand	
K, WII	Körperoberfläche-Rohrwand	Körperoberfläche-Rohrwand	
KvWI	Konvektion an der Ringspaltwand	Konvektion an der Ringspaltwand	
KvWII	Konvektion an der Rohrwand	Konvektion an der Rohrwand	
KvWa	Konvektion auf der Wasserseite des Brennraumwärmeaustauschers	Konvektion auf der Wasserseite des Brennraumwärmeaustauschers	
K = W	Körperoberfläche - Brennraumwärmeaustauscherwand	Körperoberfläche - Brennraumwärmeaustauscherwand	
L	Luft	Luft	
L	laminar	laminar	
LF	Wärmeleitung Flammenfront	Wärmeleitung Flammenfront	
LG	Wärmeleitung Gas	Wärmeleitung Gas	
LK	Wärmeleitung Körperoberfläche	Wärmeleitung Körperoberfläche	
LS	Wärmeleitung Feststoff	Wärmeleitung Feststoff	
m	mittel	mittel	
max	maximal	maximal	
min	minimal	minimal	
n	normal	normal	
N ₂	Stickstoff	Stickstoff	
oF	ohne Faseranteil	ohne Faseranteil	

o	Übergangsstelle zwischen der Vorwärm- und Reaktionszone
O ₂	Sauerstoff
p	Druck
P	Pore
Pd	Palladium
Pt	Platin
r	Referenzgröße
R	Reaktion
R	Rohr
Ring	Ringspalt
R _{K-δ}	Eintritt in die Katalysatorschicht
s	Feststoff
s	Feststoffoberfläche
SS	Strahlung Feststoff
SiO ₂	Siliziumdioxid
SK	Strahlung der Körperoberfläche
St	Stoffübergang
Sw	schwarz
T	Temperatur
Trans	Transmission
W	Wärmeaustauscherwand
Wa	Wasser
Wä	Wärmeübergang
Wc	Washcoat
AI	Außenwand Brennraumwärmeaustauscher: Ringspaltbereich
AII	Außenwand Brennraumwärmeaustauscher: Rohrbereich
WI	Kanalwand
WII	Rohrwand
VI	Verlust Kanalwandbereich
VII	Verlust Rohrwandbereich
*	dimensionslos
'	Eintritt Wasserkanal
"	Wasserkanal: Austritt Brennraumwärmeaustauscher
'''	Wasserkanal: Austritt Abgaswärmeaustauscher
∞	Bezugsgröße
1	Körperbereich
2	Katalysatorbereich
3	Randzonenbereich

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Energieverfahrenstechnik der Forschungszentrum Jülich GmbH.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Univ.-Prof. em. Dr. rer. nat. C.-B. von der Decken, für die interessante Themenstellung, die wissenschaftliche Betreuung und die großzügige Förderung der Arbeit.

Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. U. Renz, Direktor des Lehrstuhls für Wärmeübertragung und Klimatechnik der RWTH Aachen, danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Herrn Dr.-Ing. P. Bröckerhoff als Betreuer und Herrn Dr.-Ing. B. Emonts gilt mein herzlicher Dank für die kollegiale Zusammenarbeit sowie die fruchtbaren Diskussionen und Ratschläge, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Darüber hinaus bedanke ich mich bei beiden für die Korrektur des Manuskriptes.

Für die Unterstützung bei der Programmerstellung und der Lösung rechnerischer Probleme bin ich Herrn D. Froning zu Dank verpflichtet.

Herrn H.-E. Fischer, Herrn H. Ploppa und Herrn H. Mommertz möchte ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Erstellung des Prüfstandes zur Messung der strömungstechnischen Güte eingesetzter Brennerkörper und der Durchführung von Brennerversuchen danken.

Schließlich gilt mein Dank allen übrigen Mitarbeitern des Institutes für Energieverfahrenstechnik, die mich ebenfalls bei der Anfertigung meiner Arbeit unterstützt haben und hier namentlich nicht erwähnt sind.

1. Introduction

The purpose of this study is to investigate the effects of the proposed system on the performance of the system.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

Conclusion

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

The system is designed to improve the performance of the system by providing a more efficient and effective way of handling the data.

1. The first part of the document is a list of the names of the members of the committee.

2. The second part of the document is a list of the names of the members of the committee.

3. The third part of the document is a list of the names of the members of the committee.

Jül-3044
März 1995
ISSN 0944-2952