

2.2 Wärmeübergang

2.2.1 Mechanismen der Wärmeübertragung

Der Wirkungsgrad sowie der Schadstoffausstoß eines Motors werden wesentlich durch den Wärmeverlust des Arbeitsgases durch die Brennraumwände an das Kühlwasser beeinflusst. Im häufig auftretenden Teillastbereich beträgt der integrale Wärmeverlust bis zu 30% der eingebrachten Kraftstoffenergie [1], [2]. Durch eine Reduzierung des Wandwärmestroms kann ein zusätzlicher Teil der Kraftstoffenergie in mechanische Arbeit umgewandelt und damit der Wirkungsgrad erhöht werden. Zudem verursachen die auftretenden Temperaturgradienten eine hohe thermische Beanspruchung der den Brennraum begrenzenden Bauteile. Die experimentelle und theoretische Bestimmung des Wärmeübergangs an die Brennraumwände ist deshalb für die Auslegung von Motoren von großer Bedeutung.

Die Wärmeübertragung spielt jedoch nicht nur bei dem an die Brennraumwand übertragenen Wärmestrom, sondern auch bei vielen anderen Vorgängen im Motor eine wichtige Rolle. So wird die Dauer der Gemischbildung insbesondere beim Dieselmotor durch die auf Kraftstofftropfen bzw. -film übertragene Wärme bestimmt. Weitere Beispiele sind die Vorwärmung der Luft im Saugrohr oder die Motorkühlung.

Die Wärmeübertragung erfolgt durch die drei grundlegenden Mechanismen Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung.

Die Wärmeleitung beschreibt den diffusiven Energietransport von Orten mit hoher zu solchen mit niedriger Temperatur. Die Wärmestromdichte berechnet sich nach dem Fourierschen Ansatz zu:

$$\dot{q}_x = -k \cdot \frac{dT}{dx} \quad (2.2-1)$$

Die Wärmeleitung ist vor allem bei der Bestimmung der Temperaturverteilung in der Brennraumwand von Bedeutung.

In strömenden Medien erfolgt eine verbesserte Wärmeübertragung durch Konvektion, d.h. durch Stofftransport und Wärmeleitung. Die Gleichung für die Wärmestromdichte an der Wand lautet:

$$\dot{q} = h_c \cdot (T - T_W) \quad (2.2-2)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient h_c läßt sich durch die dimensionslose Nusselt-Kennzahl ausdrücken, die wiederum eine Funktion der Reynolds-Zahl, der Prandtl-Zahl und der Geometrie ist /1/:

$$Nu = \frac{h_c \cdot L}{k} = C \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (2.2-3)$$

Hier ist L eine charakteristische Länge, während die Konstante C und die Exponenten m und n zumeist experimentell bestimmt werden müssen. Da sich viele Größen, wie Geschwindigkeit, Turbulenzgrad, Druck, Temperatur sowie Brennraumgeometrie während eines Verbrennungszyklus stark ändern, ist die meßtechnische Erfassung schwierig und die Bestimmung des Wärmeübergangs im Brennraum mit größeren Unsicherheiten verbunden /3/.

Beim Strahlungswärmeaustausch ist zwischen Festkörper- und Gasstrahlung zu unterscheiden. Erstere ist im Dieselmotor durch die Strahlung der Rußpartikel von Bedeutung, die bei einer Verbrennung unter Luftmangel entstehen. Da die Temperatur entsprechend dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz mit der vierten Potenz eingeht, wirkt sich die Strahlung vor allem bei hohen Temperaturen, also während der Verbrennung, aus. Der Strahlungswärmeaustausch läßt sich beispielsweise für zwei sich umschließende, graue Körper mit den jeweiligen Emissionsgraden ε wie folgt bestimmen:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)} \cdot A_1 \cdot \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4) \quad (2.2-4)$$

Der Index 1 beschreibt den inneren Körper, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ ist die Boltzmann-Konstante. Neben der Anordnung der Körper zueinander sind die Schichtdicke des strahlenden Bereiches bzw. die Rußkonzentration sowie die Emissions- und Absorptionseigenschaften der Partikel und der Brennraumwände entscheidend /1/.

Die Intensität der Gasstrahlung hängt von der Molekülstruktur ab und ist bei Verbrennungsmotoren lediglich für die Stoffe Wasserdampf, Kohlendioxid und Kohlenmonoxid von praktischer Bedeutung. Da der Strahlungswärmestrom von der Schichtdicke, d.h. primär vom Zylinderdurchmesser, sowie vom Druck abhängig ist, kann dieser im Vergleich zum konvektiven Wärmeübergang oft vernachlässigt werden /2/.

2.2.2 Wärmeübertragung im Ansaugsystem

Im Ansaugsystem wird die zur Verbrennung erforderliche Luft durch das im normalen Betrieb heiße Ansaugrohr durch konvektiven Wärmetransport erwärmt. Die Strömungsform ist sehr komplex, da es sich hier um eine pulsierende, instationäre, turbulente Strömung handelt. Durch die im Vergleich zur Zylinderinnenströmung wesentlich höhere Geschwindigkeit kann an Umlenkungen im Saugrohr eine Ablösung der Strömung auftreten, die zu einer Wirbelbildung führt. Trotzdem wird üblicherweise der Wärmeübergang im Ansaugrohr durch das Nusselt-Gesetz für eine stationäre, turbulente Rohrströmung beschrieben.

Bei einer Tropfenverdampfung im Saugrohr wird die Nusselt-Zahl für den konvektiven Wärmeübergang am Tropfen nach Ranz und Marshall /4/ aus der Beziehung:

$$Nu = 2 + 0,6 \cdot Re^{\frac{1}{2}} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \quad (2.2-5)$$

ermittelt. Als charakteristische Länge ist hier der Tropfendurchmesser einzusetzen. Bei den üblicherweise auftretenden höheren Verdampfungsraten ist diese Nusselt-Zahl aufgrund des Stoffstroms des übergehenden Dampfes durch einen Korrekturan-satz zum Beispiel nach der Filmtheorie zu reduzieren /5/. An dieser Stelle sei auf das Kapitel 3.1 zur Gemischbildung im Ottomotor sowie auf Kapitel 4.2 zur Tropfenverdampfung im Dieselmotor verwiesen.

Die zur Verdampfung benötigte Energie, wird zu einem großen Teil durch Abkühlung der Ansaugluft gedeckt. Zur besseren Gemischbildung beim Kaltstart wird daher oft eine elektrische Saugrohrbeheizung vorgesehen.

Häufig bildet sich durch auftreffende Tropfen ein Kraftstoffilm an der Saugrohrwand aus, wie in Kapitel 3.1 näher erläutert wird. Die Verdunstung eines solchen Films kann durch Ansätze für den gekoppelten Wärme- und Stoffübergang an einer überströmten Platte näherungsweise beschrieben werden. Die Nusselt-Zahl ist eine Funktion der Plattenlänge und lautet:

$$Nu = 0,332 \cdot Re^{\frac{1}{2}} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \quad (2.2-6)$$

Der zwischen Wand und Flüssigkeit übertragene Wärmestrom beeinflusst zusätzlich die Filmtemperatur, wobei zwischen verschiedenen Mechanismen unterschieden werden muß.

Bei niedrigen Wandtemperaturen erfolgt der Wärmetransport in den Flüssigkeitsfilm durch Leitung. Bei Wandtemperaturen über Siedetemperatur der Flüssigkeit bilden sich vereinzelte Dampfblasen direkt an der Wand, die durch Unregelmäßigkeiten der Oberfläche initiiert werden. Man spricht von Blasensieden, wobei der Wärmestrom zunächst mit steigender Wandtemperatur zunimmt, ehe er bedingt durch den Wärmeleitungswiderstand des Dampfes wieder sinkt. Bei weiterer Temperaturerhöhung bildet sich ein stabiles Dampfpolster zwischen Wand und Flüssigkeit aus, wodurch der Wärmestrom auf ein relatives Minimum abfällt. Diese Wandtemperatur wird als Leidenfrost-Temperatur bezeichnet und liegt für viele höhere Alkane etwa 100 K oberhalb der Siedetemperatur.

In Kapitel 3.1 sind die Ergebnisse von Messungen der Wandtemperatur und der Wärmestromdichte beim Auftreffen von Tropfen auf eine heiße Wand dargestellt.

2.2.3 Wärmeübertragung im Brennraum

Der zwischen Gas und Brennraumwand übertragene Wärmestrom ist eine Funktion des thermodynamischen Zustandes der Zylinderladung und der Ladungsbewegung und verändert sich daher sowohl örtlich als auch zeitlich während eines Arbeitsspiels. Im Kompressionstakt und besonders während der Verbrennung treten die höchsten Wärmestromdichten auf.

Für die Analyse und Vorausberechnung von motorischen Kreisprozessen wird bisher überwiegend mit Modellen gearbeitet, bei denen räumlich gemittelte Werte für den Brennraumdruck und die Gastemperatur und somit für die Wärmestromdichte verwendet werden.

Der gebräuchlichste Ansatz wurde von Woschni /6/ aufgestellt und basiert auf der Ähnlichkeit des Wärmeübergangs im Brennraum mit dem in durchströmten Rohren. Damit ist eine einfache Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten für Gleichung (2.2-2) aus dem instationären Druckverlauf möglich:

$$h_c = 0,013 \cdot B^{-0,2} [\text{m}] \cdot p^{0,8} [\text{bar}] \cdot T^{-0,53} [\text{K}] \cdot w^{0,8} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right] \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} \right] \quad (2.2-7)$$

Hier ist B [m] der Bohrungsdurchmesser, p [bar] der Druck, T [K] die Temperatur und w [m/s] die mittlere Gasgeschwindigkeit, die aus der Kolbengeschwindigkeit ermittelt wird und zusätzlich einen Einfluß der Verbrennung beinhaltet. Die Details sind der Literatur /1/, /2/, /6/ zu entnehmen.

In einer Erweiterung von Hohenberg /7/ wird die Änderung des Strömungsfeldes und der Bezugslänge während der Kompressionsphase berücksichtigt. Huber /8/ überarbeitete den Geschwindigkeitsterm, um die Abweichungen der Voraussagen von Meßwerten bei niedrigen Lasten zu reduzieren. Ein neuerer Ansatz von Bargende /9/ berücksichtigt die Ladungsbewegung durch einen Term, der sich aus einer von der aktuellen Kolbengeschwindigkeit abhängigen Grundgeschwindigkeit und der momentanen Turbulenzintensität zusammensetzt.

Da diese Ansätze auf Meßergebnissen an Forschungsmotoren basieren, bleibt deren Genauigkeit bei der Übertragung auf andere Brennraumgeometrien beschränkt. Der gerade im Dieselmotor aufgrund der Rußbildung auftretende Strahlungswärmestrom wird dabei nicht getrennt berücksichtigt. Verbesserungen erreicht man durch sogenannte Zwei-Zonen-Modelle, bei denen die Volumenanteile des verbrannten und unverbrannten Gases separat betrachtet werden. Mit diesen Ansätzen kann jedoch nur ein über die Brennraumbofläche gemittelter Wärmestrom bestimmt werden. Die für die Auslegung von Bauteilen wichtige örtliche Verteilung des Wärmeübergangs aufgrund unterschiedlicher Gastemperaturen und Strömungsgrößen kann nicht einbezogen werden /10/.

Numerische Verfahren auf der Grundlage der Erhaltungsgleichungen sind zur zeitlichen als auch örtlichen Vorhersage der im Brennraum ablaufenden Vorgänge einschließlich des Wärmeübergangs geeignet. Dazu ist eine dreidimensionale Betrachtung der turbulenten Strömung im Ansaugkanal und im Brennraum sowie der Reaktionsvorgänge erforderlich. Zur Beschreibung der Turbulenz vor allem in den wandnahen Zonen müssen gewisse vereinfachende Annahmen getroffen werden.

Der Wärmeübergang an die Brennraumwände wurde in verschiedenen Teilprojekten sowohl experimentell als auch theoretisch untersucht. Dazu wurde die Wärmestromdichte zusammen mit allen relevanten Größen, wie der Gasgeschwindigkeit und deren turbulenter Schwankung sowie des turbulenten Längenmaßes, gemessen /10/, /11/. Diese Ergebnisse flossen in ein Rechenverfahren zur Strömungssimulation /12/ und die Modellierung des wandnahen Bereichs ein /12/, /13/.

Der Beitrag der Wärmeübertragung zur Gemischbildung bei der Tropfenverdunstung im Dieselmotor oder im direkteinspritzenden Ottomotor wird den Kapiteln 3.1 und 4.2 beschrieben.

2.2.3.1 Bestimmung der Wandwärmeverluste im geschleppten Motor

Die Untersuchungen im Teilprojekt A7 befaßten sich mit den Wandwärmeverlusten an einem geschleppten Einzylinder-Viertakt-Ottomotor mit Scheibenbrennraum. Durch die einfache rotationssymmetrische Brennraumgeometrie mit einem zentral angeordneten Ventil ist eine zweidimensionale numerische Berechnung der Strömungs- und Temperaturfelder möglich.

Zur Bestimmung der lokalen Wandwärmestromdichte wurden verschiedene neuentwickelte Wärmestromsonden eingesetzt. Aus Temperaturmessungen an der Oberfläche und im Sondeninneren kann durch Lösen der instationären Wärmeleitungsgleichung der gesamte Temperaturverlauf in der Sonde und somit die Wärmestromdichte berechnet werden. Die Messung der Oberflächentemperatur erfolgte mit Thermoelementen oder mit Widerstandsfilmen.

Der integrale Wärmeverlust läßt sich zusätzlich durch eine thermodynamische Analyse des gemessenen zeitlichen Druckverlaufs im Brennraum ermitteln. Dazu müssen die zum Zeitpunkt „Einlaß schließt“ im Brennraum befindliche Gasmasse, die Oberfläche und das Volumen des Brennraums als Funktion des Kurbelwinkels sowie die „Blow-by“-Verluste über die Kolbenringe bekannt sein. Die Fläche der Feuerstege wird entsprechend einem Vorschlag von Hohenberg /7/ mit einer Gewichtung von 40 % berücksichtigt.

Weiterhin wurden an diesem Versuchsmotor die instationären Verläufe der Strömungsgeschwindigkeit im Brennraum, deren Schwankung sowie das turbulente Längenmaß mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) gemessen. Diese Ergebnisse sind in Kapitel 3.3 „Verbrennung und Schadstoffbildung, Turbulenz“ sowie in Kapitel 2.1 dargestellt.

In Kapitel 6 sind die Grundlagen der Meßtechnik beschrieben, insbesondere zur Prozeßrechnung bzw. Druckindizierung sowie zum Funktionsprinzip und Aufbau der Wärmestromsonde und der Laser-Doppler-Anemometrie. Detailliertere Beschreibungen der Versuchsanlage und der Meßverfahren sind bei Hüppelshäuser /10/ zu finden.

Die numerische Bestimmung der Strömung und des Wärmeübergangs im Brennraum erfordert die Lösung der instationären turbulenten Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls, Energie und Stoff. Für die folgenden dreidimensionalen Berechnungen wurde das am Imperial College, London, entwickelte Programm SPEED /14/ verwendet¹⁾.

1) Der Volkswagen AG sei für die Ermöglichung der Berechnungen mit dem SPEED-Code gedankt.

Die Beschreibung des Turbulenzeinflusses erfolgt mit dem k,ϵ -Modell und zur Bestimmung des Wandwärmeübergangs werden Wandfunktionen eingesetzt. Eine Messung der Einlaßgeschwindigkeit im Ventilspalt mit der Laser-Doppler-Anemometrie dient zur Vorgabe der Randbedingungen /13/. Dabei wurde festgestellt, daß trotz der rotationssymmetrischen Geometrie unsymmetrische Geschwindigkeitsverteilungen auftreten, so daß ein selbstentwickeltes zweidimensionales Rechenverfahren nicht eingesetzt werden konnte, sondern der erwähnte dreidimensionale SPEED-Code herangezogen wurde /13/. Aufgrund der Bewegung des Kolbens und des Ventils ist die Verwendung von nichtorthogonalen, unstrukturierten Gittern mit konturangepaßten Koordinaten erforderlich. An dieser Stelle sei auf eine ausführliche Beschreibung der entsprechenden Verfahren in Kapitel 7 verwiesen.

Die numerisch vorhergesagten Ergebnisse werden an ausgewählten Monitorpunkten bei einer Drehzahl von 1000 min^{-1} mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Komplette Feldmessungen mit der LDA-Technik sind wegen des enormen Meßaufwandes nicht möglich. Zusätzlich durchgeführte Lichtschnittaufnahmen einer partikelbeladenen Ladungsströmung bestätigen qualitativ die berechneten Strömungsverläufe /10/. Die berechneten Axialgeschwindigkeiten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Meßwerten, Abbildung 2.2-1.

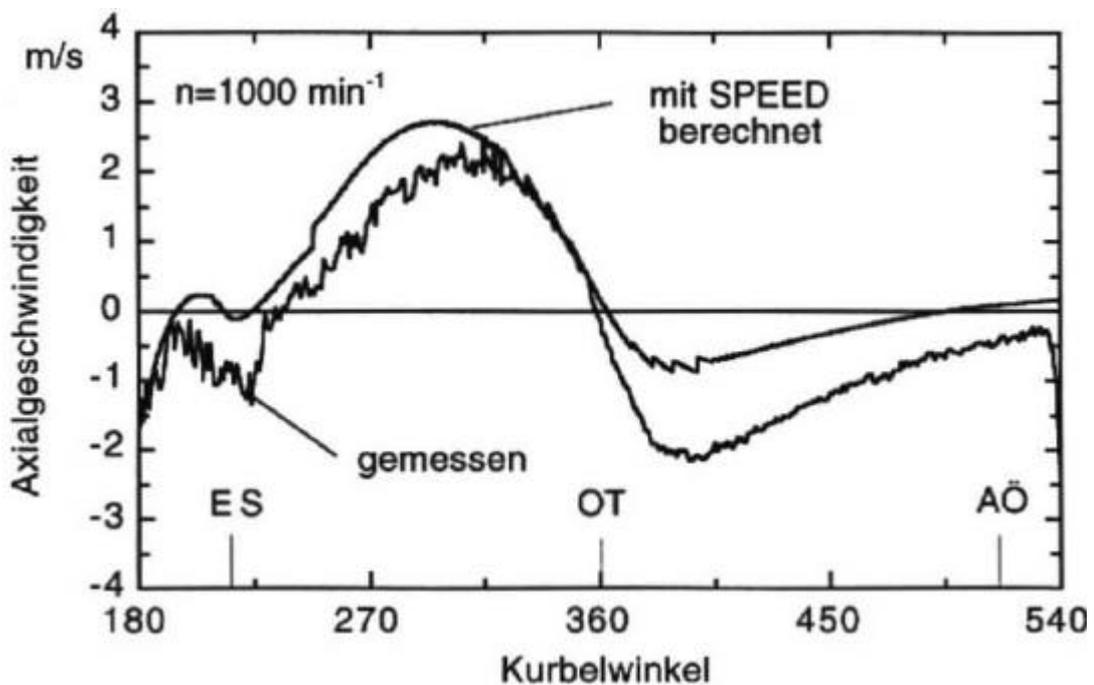


Abbildung 2.2-1 Axialgeschwindigkeit am Monitorpunkt ($z = 10 \text{ mm}$, $r = 40 \text{ mm}$)

Der Einbruch der Geschwindigkeit bei einem Kurbelwinkel von 210 Grad ist durch das Schließen des Einlaßventils bedingt. Am oberen Totpunkt (OT) kehrt sich die Strö-

mungsrichtung am betrachteten Monitorpunkt um. Auf eine detaillierte Beschreibung der Strömungsvorgänge wird hier verzichtet und auf das vorhergehende Kapitel 2.1 verwiesen.

Die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten sind in Abbildung 2.2-2 dargestellt. Für deren Bewertung muß je nach Definition der zugrundegelegten Grundgeschwindigkeit zwischen der zyklusgemittelten Grundgeschwindigkeit und der ensemblegemittelten Geschwindigkeit unterschieden werden.

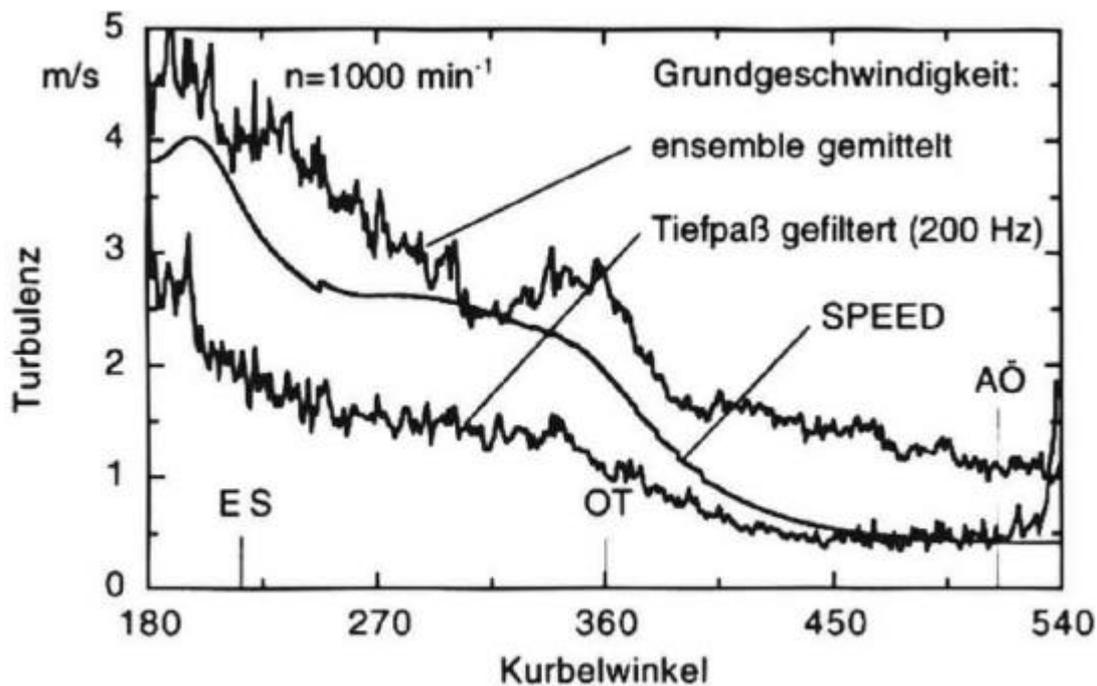


Abbildung 2.2-2 Turbulenz am Monitorpunkt ($z = 10 \text{ mm}$, $r = 40 \text{ mm}$)

Variationen zwischen einzelnen Motorzyklen werden bei der Ensemblemittelung der Turbulenz zugeschlagen, was zu einer künstlichen Überhöhung der turbulenten Schwankungen führt. Bei der zyklusspezifischen Mittelung wird die Grundgeschwindigkeit durch eine Tiefpaßfilterung berechnet, wozu eine geeignete Grenzfrequenz, hier 200 Hz, ausgewählt werden muß. Die numerisch berechneten turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten liegen zwischen den mit beiden Auswerteverfahren bestimmten experimentellen Ergebnissen.

In Abbildung 2.2-3 ist der mit einem schnellen Druckaufnehmer gemessene und der berechnete Druckverlauf über einen vollständigen Zyklus aufgetragen. Der berechnete Spitzendruck liegt etwas unter dem gemessenen. Schon sehr geringe Abweichungen bei der Vorgabe der Gasmasse und der Gastemperatur zum Zeitpunkt "Einlaß schließt" (ES) können zu derartigen Differenzen führen. Daher ist eine sehr genaue Bestimmung der Eintrittsbedingungen erforderlich.

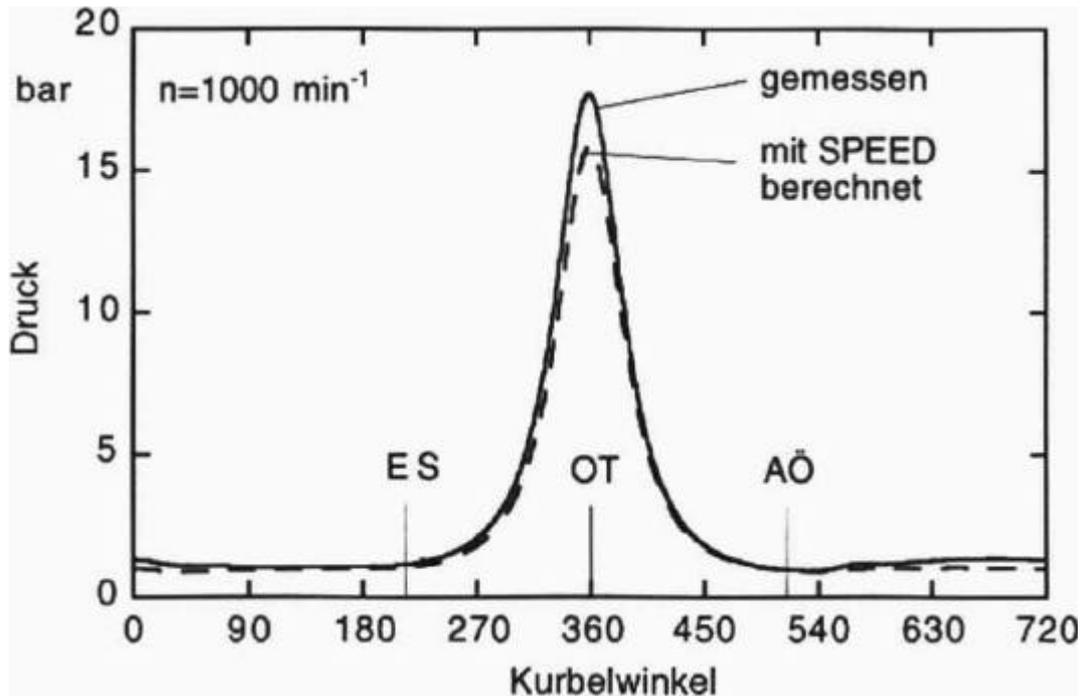


Abbildung 2.2-3 Berechneter und gemessener Druckverlauf

Aber auch bei der Druckverlaufsanalyse können sehr geringe Fehler bei der Meßwertaufnahme deutliche Abweichungen des daraus bestimmten Wandwärmestroms bewirken. Dies wird bei der Betrachtung sehr ungünstiger Bedingungen deutlich: eine Verschiebung des Drucksignals um $0.1 \text{ }^\circ\text{KW}$, ein um 0.5% abweichendes Kompressionsverhältnis sowie ein Fehler von 1% bei der Vorgabe der im Brennraum enthaltenen Gasmasse zum Zeitpunkt "Einlaß schließt" bewirken Abweichungen von $+8 \%$ bzw. -14% beim maximalen Wärmestrom. Ähnlich große Unsicherheiten sind auch bei der Berechnung aufgrund nicht genau bekannter Randbedingungen zu erwarten.

In Abbildung 2.2-4 ist die mit verschiedenen Verfahren bestimmte mittlere Gastemperatur dargestellt. Mit einer Prozeßrechnung läßt sich aus dem Druckverlauf eine gemittelte Gastemperatur bestimmen. Die Messung mit einem Kaltdraht, der als Widerstandsthermometer wirkt, ergibt eine charakteristische lokale Temperatur, die zum Vergleich herangezogen werden kann.

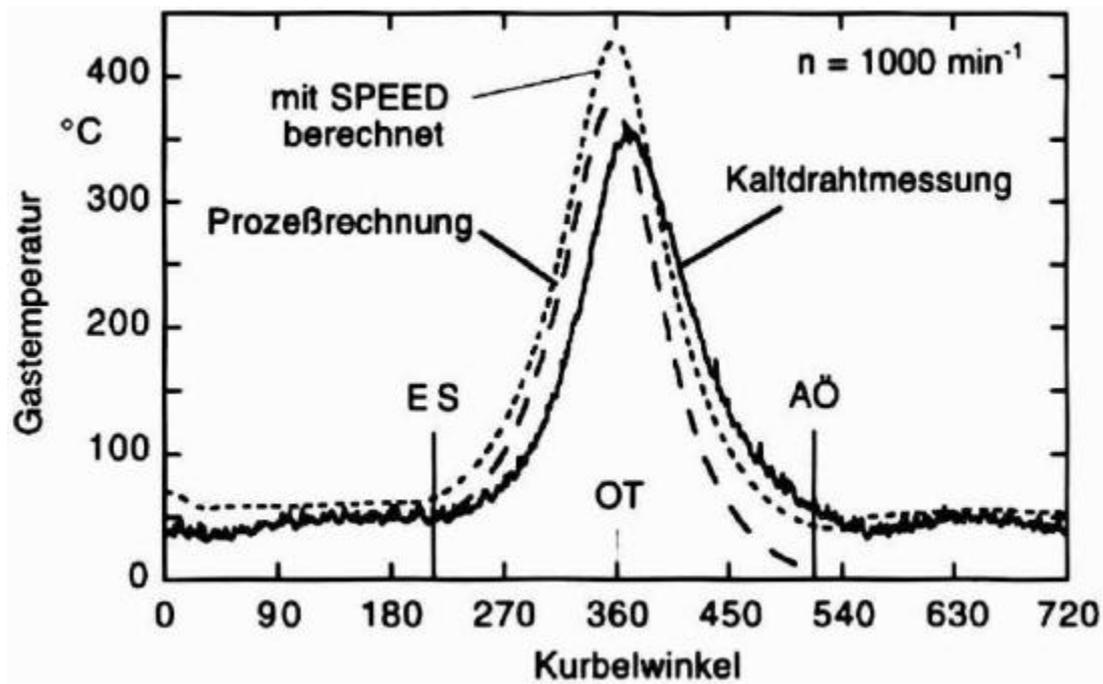


Abbildung 2.2-4 Berechnete und gemessene Gastemperatur

Die Ergebnisse zeigen deutlich die Trägheit des Kaltdrahtmeßverfahrens. Das sich aus der Prozeßrechnung ergebende Maximum wird nicht erreicht, und in Bereichen schneller Änderungen liegt eine zeitliche Verschiebung vor. Der zum Zeitpunkt „Einlaß schließt“ gemessene Wert ist mit guter Genauigkeit als Eingabewert für die Prozeßrechnung verwendbar. Die numerisch berechnete Gastemperatur zeigt einen ähnlichen Verlauf mit einer zu hohen maximalen Temperatur.

Der mit verschiedenen Methoden bestimmte zeitliche Verlauf der Wärmestromdichte ist in der folgenden Abbildung 2.2-5 gezeigt. Die Werte sind soweit möglich über die gesamte Brennraumoberfläche gemittelt.

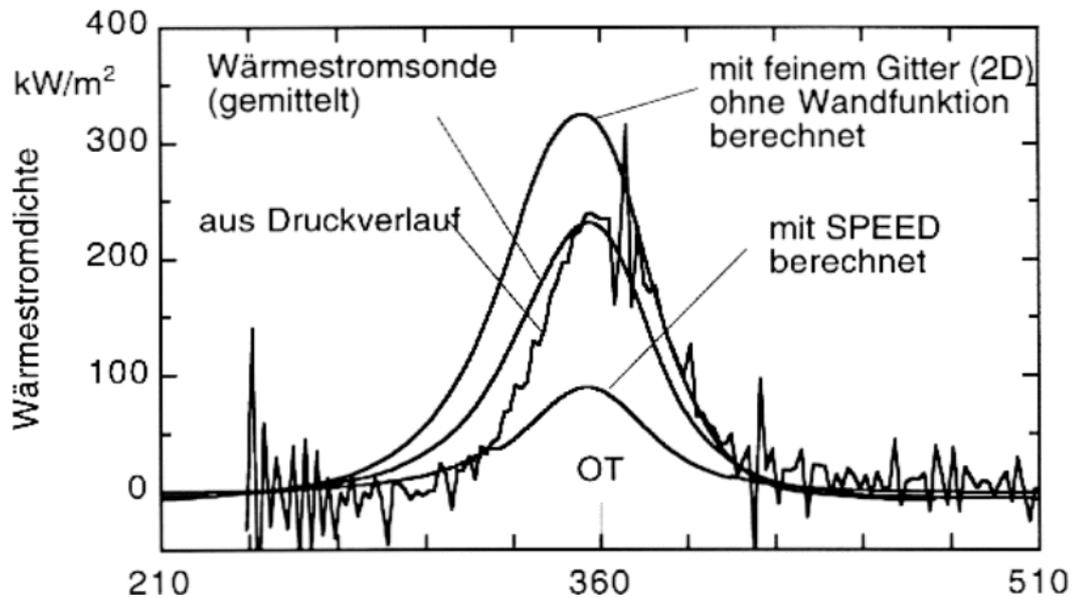


Abbildung 2.2-5 Berechnete und gemessene Wärmestromdichte

Das Maximum der Wärmestromdichte wird aufgrund der hohen Gastemperatur und Dichte am oberen Totpunkt während der Kompressionsphase erreicht. Der mit der Wärmestromsonde gemessene und über die Meßpositionen gemittelte Wert stimmt sehr gut mit den Ergebnissen der Druckverlaufsanalyse überein.

Der mit dem SPEED-Code vorhergesagte Wärmestrom liegt deutlich unterhalb der Meßwerte. Dies ist durch die Verwendung der für stationäre Strömungen gültigen Wandfunktionen bedingt. Durch eine Variation des Berechnungsgitters und der Drehzahl konnte ein ungeeigneter dimensionsloser Wandabstand, der die Lage der wandnächsten Zelle in der turbulenten Grenzschicht beschreibt, als Ursache ausgeschlossen werden. Da die Entstehungszeit einer Grenzschicht ungefähr die gleiche Größenordnung wie die Periodendauer eines gesamten Motorzyklus besitzt, sind Wandfunktionen für diese Anwendung nur sehr eingeschränkt anwendbar. Trotz der Abweichungen bei der Bestimmung des Wandwärmestromes ist das Programm SPEED bei sorgfältiger Vorgabe der Randbedingungen hervorragend geeignet, die dreidimensionale zeitlich veränderliche Strömung im Brennraum eines Motors vorauszusagen.

Pohlmann /12/ verwendete bei seinen zweidimensionalen Berechnungen ein sehr feines Rechengitter in Wandnähe. Damit kann die Grenzschicht bis zur laminaren Unterschicht aufgelöst werden, so daß sich die Verwendung von Wandfunktionen erübrigt. Dabei mußte aufgrund der zur Verfügung stehenden maximalen Anzahl an Zellen ein stark expandierendes Gitter in Kauf genommen werden. Der daraus resultierende numerische Fehler ist sicherlich eine Ursache für die im Vergleich zum Experiment

deutlich überhöhten Rechenergebnisse. Für dreidimensionale Strömungen ergibt sich mit diesem physikalisch sinnvollerem Ansatz jedoch eine sehr große Anzahl an Berechnungszellen, so daß der dadurch bedingte Rechenaufwand zumindest mit den derzeitigen Computern zu einer nicht akzeptablen Verlängerung der Rechenzeit führt.

Von Pohlmann wurden ebenfalls verschiedene Erweiterungen des k,ϵ -Turbulenzmodells untersucht /12/. Berücksichtigt man nur die Ergebnisse der spielspezifischen Auswertung neuerer Messungen von Hüppelshäuser, so ergibt sich die beste Übereinstimmung mit dem Standard- k,ϵ -Modell, das keine Erweiterung zur Berechnung kompressibler Strömungen enthält. Eine endgültige Bewertung kann erst anhand weiterer dreidimensionaler Vergleichsrechnungen für die real vorliegende Motorgeometrie unter Verwendung exakter Randbedingungen getroffen werden, wobei auch der Einfluß des Kompressionsverhältnisses zu klären ist.

Ein Vergleich von verschiedenen halbempirischen Wärmeübergangsansätzen mit den aus der Druckverlaufsanalyse bestimmten gemittelten Wärmestromdichte ist in Abbildung 2.2-6 dargestellt.

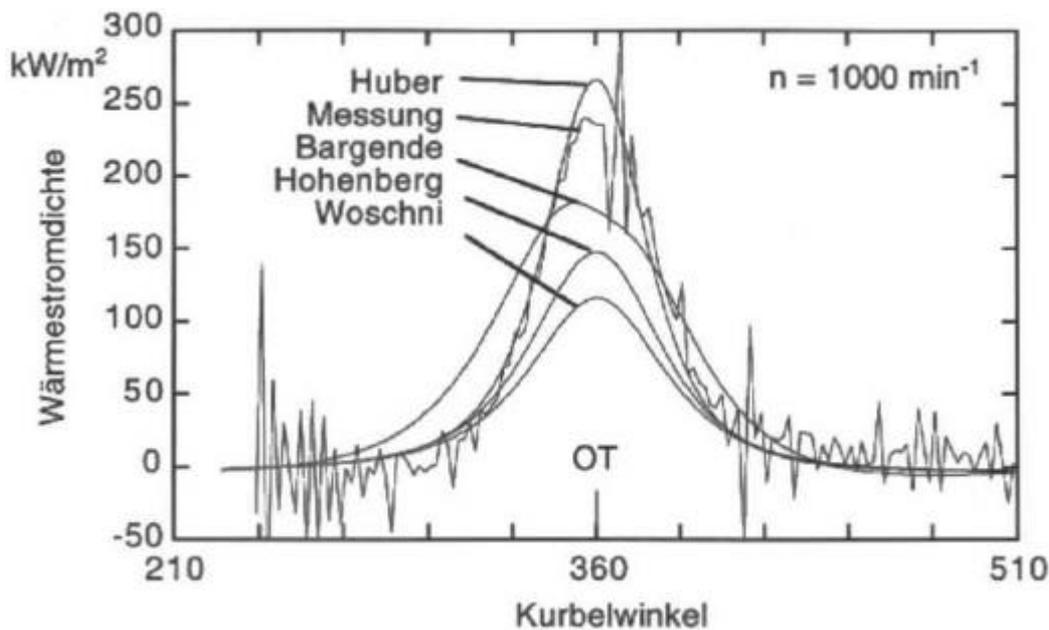


Abbildung 2.2-6 Empirische Ansätze für den Wärmeübergang im Vergleich zur Messung

Die beste Übereinstimmung ergibt sich mit dem Ansatz von Huber /8/, der eine Anpassung des Geschwindigkeitsterms enthält und auf der Formel von Woschni basiert. Bei der Herleitung wurden verschiedene Brennraumgeometrien, Drallzahlen und Kompressionsverhältnisse untersucht, letztere in einem Bereich von 8 bis 20. Der

Ansatz von Bargende /9/ ist durch die Verwendung von 182 lokalen Wärmestromsonden im Zylinderkopf meßtechnisch am umfassendsten belegt. Das Versuchsprogramm beinhaltet jedoch nur zwei Brennraumgeometrien und nur eine Einlaßgeometrie. In diesem Ansatz besitzt die Turbulenzintensität einen entscheidenden Einfluß. Da der Verlauf der Turbulenzintensität während nahezu des gesamten Kompressionstaktes durch die Einlaßströmung bestimmt ist, muß die Übertragbarkeit dieser Gleichung auf andere Einlaßgeometrien noch überprüft werden. Die älteren Ansätze von Woschni /6/ und Hohenberg /7/ zeigen zumindestens bei den hier zum Vergleich vorliegenden niedrigen Lasten deutliche Abweichungen.

Weiterhin wurde der Einfluß der Drehzahl auf den Wärmeübergang untersucht. In Abbildung 2.2-7 sind mit der Druckverlaufsanalyse bestimmte örtlich gemittelte Wärmestromdichten gezeigt. Die Kurven sind durch eine Tiefpaßfilterung geglättet. Die Wärmestromdichten nehmen mit steigender Drehzahl zu, da die Gasgeschwindigkeiten und damit der konvektive Wärmeübergang ebenfalls mit der Drehzahl ansteigen.

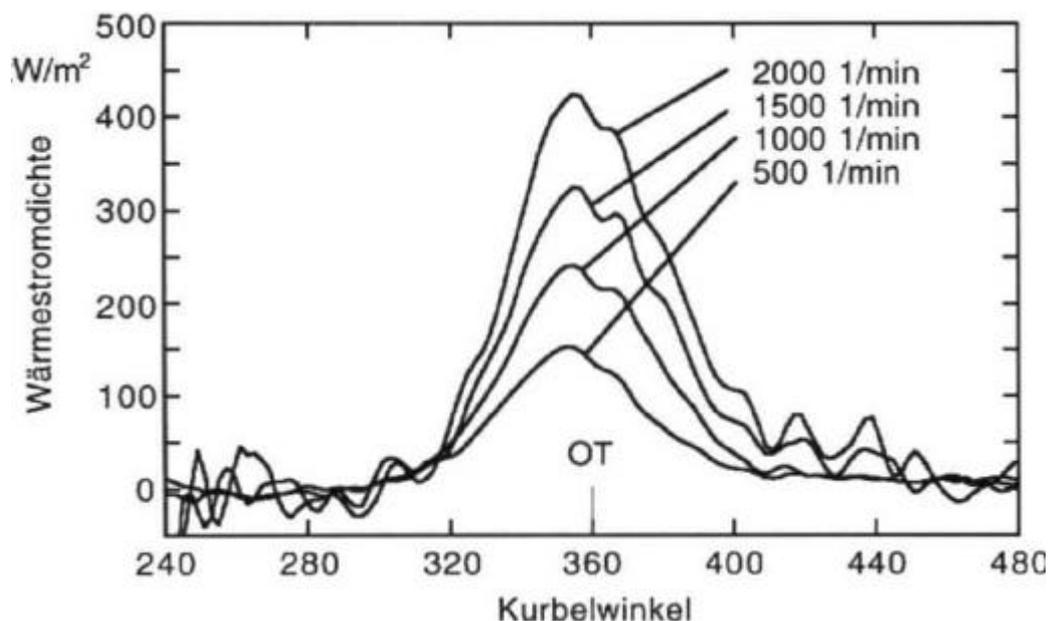


Abbildung 2.2-7 Einfluß der Drehzahl auf die Wärmestromdichte

Auch die Berechnungen ergeben einen solchen nahezu linearen Anstieg mit der Drehzahl, wobei die Absolutwerte wie schon angesprochen nur etwa 40 % der experimentell ermittelten Werte betragen /15/.

In der folgenden Abbildung 2.2-8 sind die örtlichen Unterschiede der mit den Wärmestromsonden gemessenen Wärmestromdichte dargestellt. Die drei Meßstellen befinden sich auf demselben Radius von 35 mm und sind um 60° versetzt. Bei rotationssymmetrischer Strömung müßte an allen Meßstellen die gleiche Wärmebe-

stung vorliegen; das Ergebnis ist ein weiterer Beleg für die Dreidimensionalität der Strömung im Versuchsmotor.

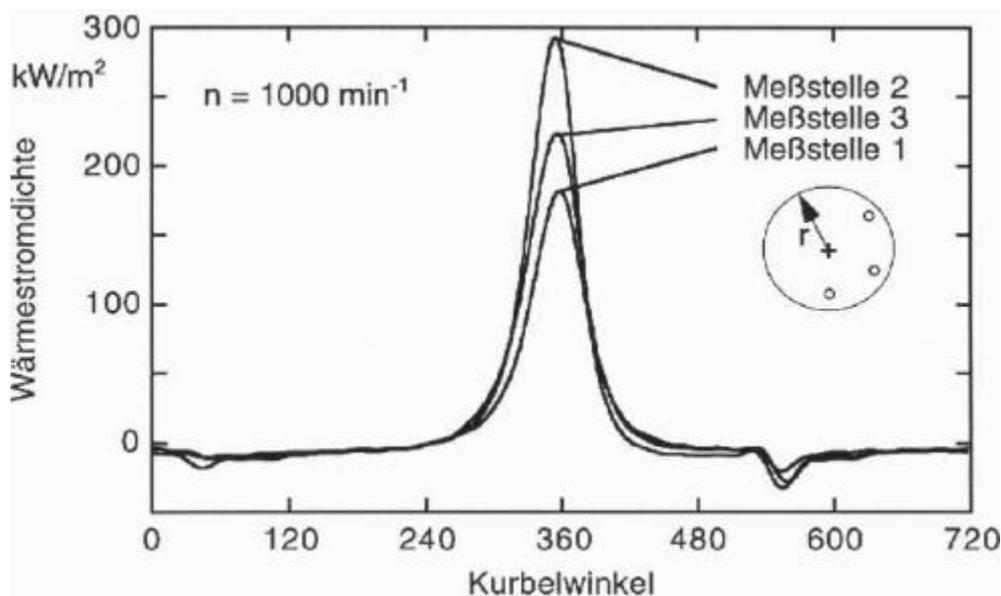


Abbildung 2.2-8 Örtliche Abweichungen der Wärmestromdichte an drei um jeweils 60° versetzten Positionen

Der örtliche Unterschied der Wärmestromdichte beträgt etwa 100 kW/m², das entspricht etwa 30 % des Maximalwertes. Mit steigender Drehzahl reduzieren sich die lokalen Unterschiede auf ca. 10 % /10/. Dieses Phänomen kann durch die Rechnungen nicht bestätigt werden, die lokale Unterschiede von etwa 20 % bei Drehzahlen von über 1000 min⁻¹ vorhersagen /15/. Im Vergleich dazu betragen die von Bargende /9/ im Schubbetrieb gemessenen Schwankungen der Wärmestromdichte maximal etwa 10 %. Im gefeuerten Betrieb sind diese um ein Mehrfaches größer.

Mit der beschriebenen Meßtechnik wurden von Hüppelshäuser /10/ zusätzlich lokale Wärmestrom- und Geschwindigkeitsmessungen gleichzeitig durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, daß der Wandwärmeübergang maßgeblich durch die Gasgeschwindigkeiten parallel zur Brennraumoberfläche beeinflusst wird. Die hochfrequenten turbulenten Schwankungen und die Gasgeschwindigkeiten senkrecht zur Wand besitzen nur einen sehr geringen Einfluß.

2.2.3.2 Wandwärmeverluste im gefeuerten Motor

An einem gefeuerten Einhubtriebwerk mit quadratischem Kolben und Turbulenzgenerator wurde am Institut für Allgemeine Mechanik der instationäre Wandwärmeübergang experimentell und theoretisch untersucht. Zur örtlich und zeitlich hoch aufgelösten Messung der Oberflächentemperatur wird ein Sondenarray mit

16 Platinfilmern im Zylinderkopf eingesetzt. Nach dem Einbringen des Gemisches bewegt sich eine Lochplatte nach unten und erzeugt dadurch hohe turbulente Schwankungsgeschwindigkeiten bei noch vernachlässigbaren mittleren Geschwindigkeiten. Anschließend verdichtet der Kolben das Gemisch, bevor es mit Hilfe einer Funkenstrecke gezündet wird.

Infolge einer Erwärmung der Sondenoberfläche beim Überstreichen der Flammenfront und des heißen Abgases ergibt sich eine Spannungsänderung, die in eine Temperaturänderung und damit in eine Oberflächentemperatur der Sonde umgerechnet wird. Der Sondenkörper wird als halbumendliche Wand betrachtet, woraus sich der vom Gas an die Brennraumwand übertragene Wärmestrom berechnen läßt:

$$\dot{q} = 2 \sqrt{\frac{k \cdot \rho \cdot c_p}{\pi}} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{T(t_i) - T(t_{i+1})}{\sqrt{t_n - t_i} + \sqrt{t_n - t_{i-1}}} \quad (2.2-8)$$

Die Indizes drücken den zeitlichen Verlauf der Meßwerte aus. Der Stoffwerteterm wurde anhand einer Kalibration in einem heißen Ölbad ermittelt.

Die Vorhersage des Wandwärmestromes kann mit den im vorherigen Kapitel beschriebenen Formeln und Ansätzen erfolgen. Hier wird jedoch auf ein Modell von Puzinauskas und Borgnakke /16/ zurückgegriffen. Ausgehend von den differentiellen Erhaltungsgleichungen für Masse und Energie sowie dem Fourierschen Gesetz, (2.2-1), werden zwei Beziehungen für die Dicke der Temperaturgrenzschicht und den effektiven Wärmeübergangskoeffizienten entwickelt, mit denen der Wandwärmestrom zeitlich aufgelöst bestimmt werden kann.

Es wird von einer homogenen Druckverteilung im Brennraum und idealem Gasverhalten ausgegangen. Die Wärmestrahlung sowie die Dissipation aufgrund von Scherkräften werden vernachlässigt. Die Integration der Energiegleichung über die Temperaturgrenzschicht ergibt nach Einsetzen der Kontinuitätsgleichung eine Differentialgleichung für die Dicke der Temperaturgrenzschicht d_T an der Brennraumwand:

$$\frac{d d_T}{d t} = \frac{2 \cdot d_T}{r_g - r_W} \cdot \left[\frac{d p_m}{d t} + \frac{R - c_p}{R \cdot c_p \cdot T_g} \cdot \frac{d p}{d t} + \frac{\dot{q}}{c_p \cdot T_g \cdot d_T} \right] \quad 2) \quad (2.2-9)$$

2) Es sei darauf hingewiesen, daß diese Formel in /15/ einen Druckfehler aufweist.

Aus dem Fourierschen Wärmeleitungsgesetz, Gleichung (2.2-1), läßt sich durch Integration eine Gleichung für den effektiven Wärmeübergangskoeffizienten ermitteln. Dieser besteht aus einem laminaren und einem turbulenten Anteil. Die Verläufe des integralen Längenmaßes und der Temperatur in Wandnähe werden durch eine lineare Funktion abgeschätzt, da keine Messungen dazu vorliegen. Für den Verlauf der turbulenten kinetischen Energie wird ein exponentieller Anstieg in der Grenzschicht verwendet. Schließlich ergibt sich die folgende Gleichung für den effektiven Wärmeübergangskoeffizienten:

$$h_{c, \text{eff}} = \frac{k}{d_T \cdot \int_{z=0}^{z=1} \left[1 + K \cdot \left(z \cdot \frac{d_T}{d_l} \cdot \frac{u}{s_l} \right)^{\left(1 + \frac{n}{2} \right)} \right]^{-1} dz} \quad (2.2-10)$$

Hierbei sind k die mittlere Wärmeleitfähigkeit, d_l die laminare Flammendicke, s_l die laminare Flammgeschwindigkeit, $z=y/d_T$ die dimensionslose Koordinate und u die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit. Für den Exponenten n wird der Wert $n = 1.55$ verwendet und die Konstante K beträgt $K = 1.93$. Aus den beiden miteinander gekoppelten Gleichungen (Gleichung (2.2-9) und Gleichung (2.2-10)) läßt sich auf numerischem Wege der Wärmeübergangskoeffizient $h_{c, \text{eff}}$ bestimmen.

Die mit diesem Ansatz ermittelten Ergebnisse sind zusammen mit den Meßdaten und den Ergebnissen der Wärmeübergangsbeziehung von Woschni /6/, Gleichung (2.2-7), in den folgenden Bildern wiedergegeben.

Die Versuchsbedingungen variieren hinsichtlich des verwendeten Kraftstoffs, des Verdichtungsverhältnisses und des Turbulenzniveaus. Zunächst wird Acetylen (C_2H_2) bei einem Luftverhältnis von $I=1.3$ eingesetzt. Es erfolgt keine Kompression durch den Kolben, so daß zu Beginn der Zündung Umgebungsdruck und -temperatur herrschen. Die Versuchsbedingungen entsprechen denen in einer Bombe mit konstantem Volumen.

In Abbildung 2.2-9 und Abbildung 2.2-10 sind die zeitlichen Verläufe der gemessenen und berechneten Wärmestromdichte für den Fall ohne bzw. mit Turbulenz aufgetragen. Die Zeitskala beginnt mit dem Zeitpunkt der Zündung. Den Berechnungen nach Woschni liegt jeweils der gemessene Druckverlauf zugrunde.

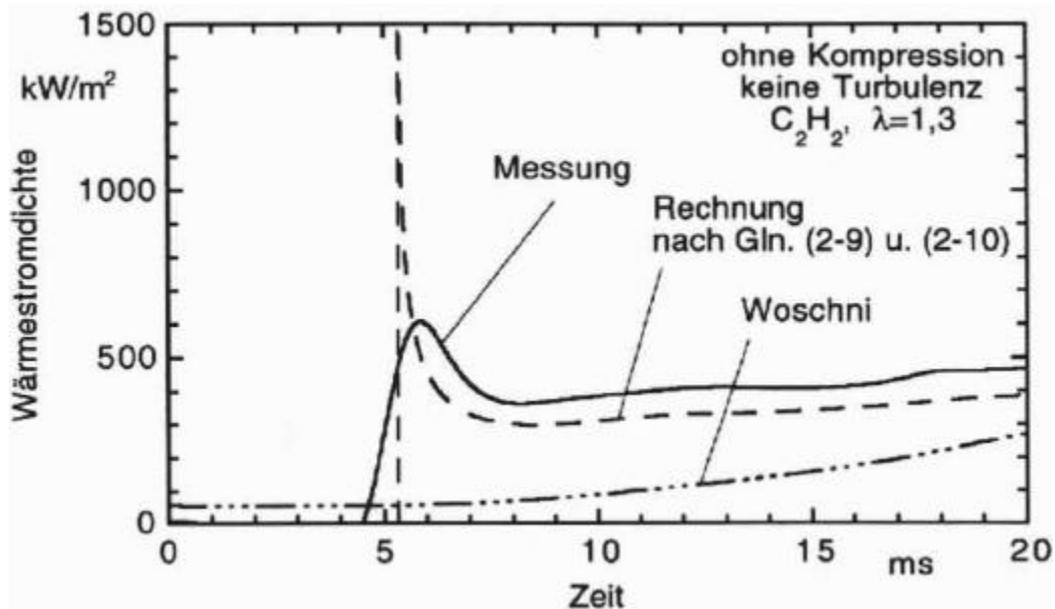


Abbildung 2.2-9 Wärmestromdichte ohne Turbulenz (Kraftstoff: Acetylen)

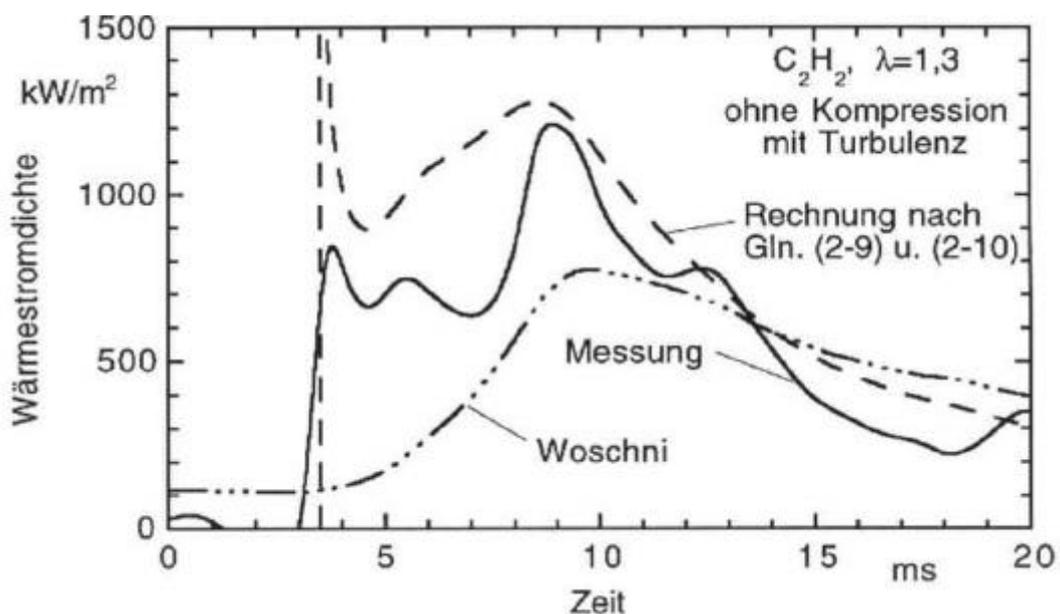


Abbildung 2.2-10 Wärmestromdichte mit Turbulenz (Kraftstoff: Acetylen)

Die Rechnung beginnt erst bei Auftreffen der Flammenfront auf die Meßstelle. Für den Zeitraum davor wurden keine Rechnungen vorgenommen, da die Wärmestromdichte um Größenordnungen kleiner ist. In den ersten Berechnungsschritten ergeben sich unrealistisch hohe Maximalwerte.

Man erkennt durchweg eine brauchbare Übereinstimmung von Messung und Rechnung. Der Anstieg der Wärmestromdichte beim Auftreffen der Flammenfront kann mit der Formel von Woschni nicht wiedergegeben werden. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen,

sichtigen, daß dem Ansatz von Woschni eine deutlich andere Geometrie zugrunde lag und ein über die Brennraumoberfläche gemittelter Wärmestrom wiedergegeben wird.

Die Erhöhung des Turbulenzgrades durch Einsatz der Lochplatte bewirkt einen deutlichen Anstieg und größere zeitliche Schwankungen der Wärmestromdichte. Weiterhin verkürzt sich die Zeit zwischen Zündung und Eintreffen der Flammenfront an der Meßposition von 5.5 auf 3.5 ms, was gleichbedeutend mit einer höheren Flammengeschwindigkeit ist (siehe auch Kap. 3.3.3.17 „Einfluß der Turbulenzintensität“).

Bei den folgenden Versuchen wurde das Gemisch durch den Kolben komprimiert, so daß zum Zeitpunkt der Zündung eine erhöhte Gastemperatur von ca. 600 K und ein Druck von 9 bar vorlag. Diese Parameter sind vergleichbar mit jenen in geschleppten Motoren, wie im vorherigen Kapitel beschrieben. Als Kraftstoff wurde Propan (C_3H_8) in stöchiometrischer Mischung eingesetzt, das im Vergleich zu Acetylen langsamer verbrennt. Abbildung 2.2-11 und Abbildung 2.2-12 zeigen die Wärmestromdichten wiederum für den Fall ohne und mit erhöhter Turbulenz.

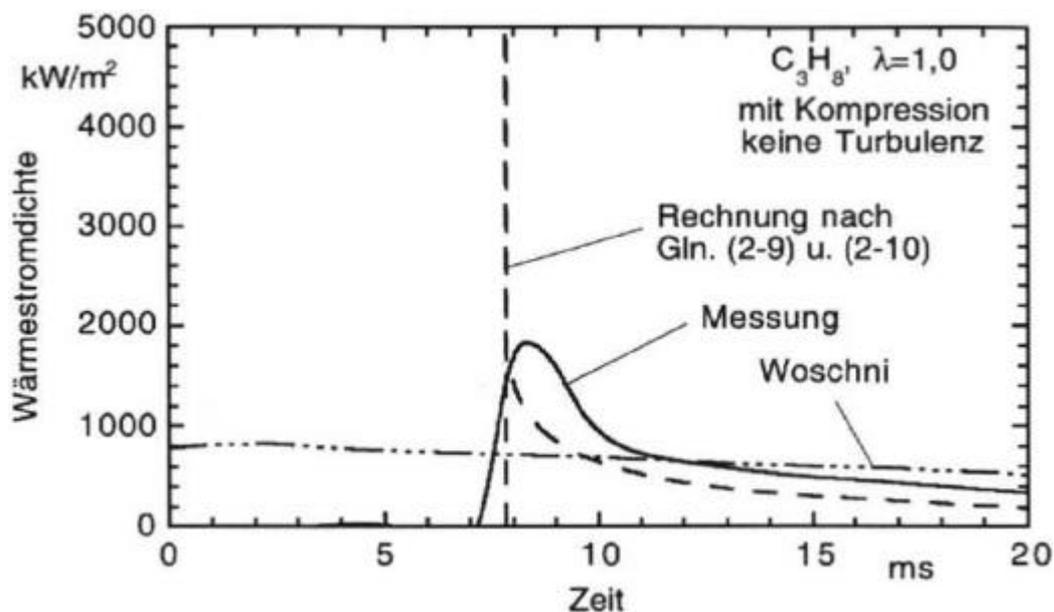


Abbildung 2.2-11 Wärmestromdichte ohne Turbulenz (Kraftstoff: Propan)

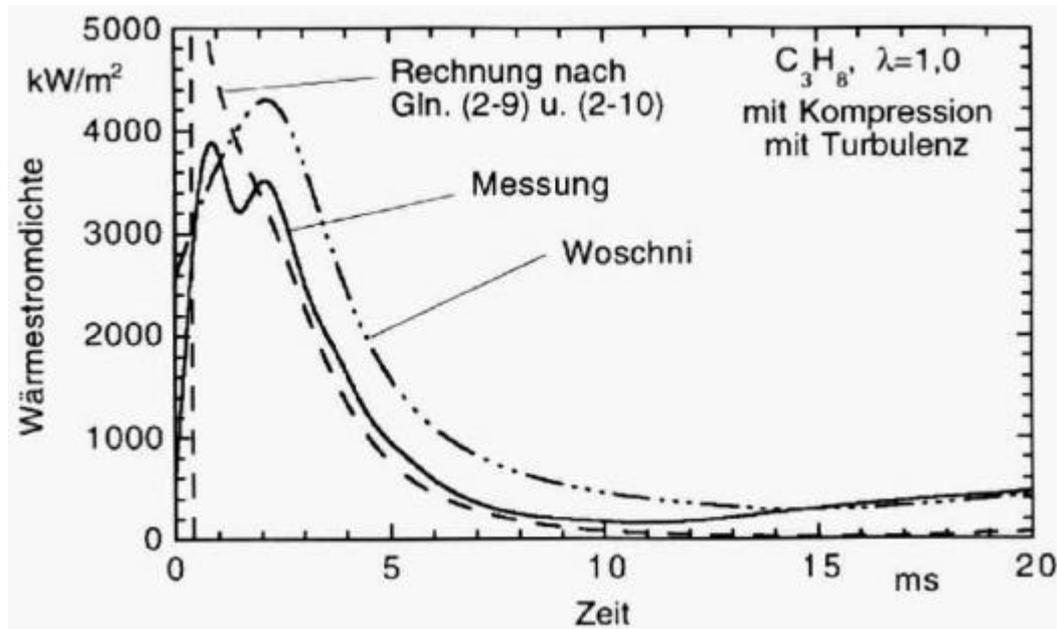


Abbildung 2.2-12 Wärmestromdichte mit Turbulenz (Kraftstoff: Propan)

Im Vergleich zu Acetylen sind die Wärmestromdichten wesentlich höher, da die freigesetzte Energie größer ist als bei Acetylen. Der Zeitabstand zwischen Zündung und Eintreffen der Flammenfront ist jedoch aufgrund der langsameren Verbrennung größer.

Im Falle erhöhter Turbulenz sind, wie schon bei Acetylen, eine schnellere Zündung und Flammenausbreitung sowie starke Schwankungen des Wärmestromes zu beobachten /17/. Auch bei diesen Randbedingungen ist das numerische Modell in der Lage, den zeitlichen Verlauf der Wärmestromdichte örtlich aufgelöst mit akzeptabler Genauigkeit wiederzugeben. Die hier dargestellten Werte stimmen ebenfalls gut mit Ergebnissen überein, die an einem kommerziellen Viertakt-Einzylindermotor ermittelt wurden (vgl. Harigaya et al. /18/). Weitere am Einhubtriebwerk erzielte Ergebnisse sowie eine ausführliche Behandlung der Zündung und Verbrennung sind in Kapitel 3 zu finden.

2.2.4 Zusammenfassung

Einführend wird die Bedeutung der verschiedenen Wärmeübertragungsmechanismen im Motor aufgezeigt. Für den besonders relevanten konvektiven Wärmeübergang zwischen heißem Gas und Brennraumwand werden neue experimentelle und numerische Ergebnisse präsentiert und mit herkömmlichen Berechnungsweisen verglichen.

Dies erfolgt zum einen am Beispiel eines geschleppten Motors, für den hochauflösende Wandwärmestrommessungen eine hohe Aussagekraft von Berechnungen mit

dem modifizierten 3D-Programm SPEED belegen. Es zeigt sich allerdings, daß die Randbedingungen für die Rechnung durch präzise Werte (z.B. Geschwindigkeitsmessungen) am Einlaßventil vorgegeben müssen, um zufriedenstellende Ergebnisse zu erhalten.

Zum anderen wird der Einfluß zusätzlicher Turbulenzgenerierung auf die Verbrennung und die Motorwärmeverluste an der einfachen Geometrie eines gefeuerten Einhubtriebwerks untersucht. Dazu kommen wiederum neuentwickelte schnelle Oberflächenthermometer zum Einsatz. Da gleichzeitig Zündung und Flammenausbreitung beobachtet werden, läßt sich der beschleunigende Einfluß der erhöhten Turbulenz quantifizieren. Der Wandwärmestrom wird zusätzlich durch einen eindimensionalen Ansatz für den lokalen gaseitigen Wärmeübergang für die Luftverhältnisse $I = 1.0$ und $I = 1.3$ berechnet.

2.2.5 Abbildungsverzeichnis

- Abbildung 2.2-1: Axialgeschwindigkeit am Monitorpunkt ($z = 10 \text{ mm}$, $r = 40 \text{ mm}$)
- Abbildung 2.2-2: Turbulenz am Monitorpunkt ($z = 10 \text{ mm}$, $r = 40 \text{ mm}$)
- Abbildung 2.2-3: Berechneter und gemessener Druckverlauf
- Abbildung 2.2-4: Berechnete und gemessene Gastemperatur
- Abbildung 2.2-5: Berechnete und gemessene Wärmestromdichte
- Abbildung 2.2-6: Empirische Ansätze für den Wärmeübergang im Vergleich zur Messung
- Abbildung 2.2-7: Einfluß der Drehzahl auf die Wärmestromdichte
- Abbildung 2.2-8: Örtliche Abweichungen der Wärmestromdichte an drei um jeweils 60° versetzten Positionen
- Abbildung 2.2-9: Wärmestromdichte ohne Turbulenz (Kraftstoff: Acetylen)
- Abbildung 2.2-10: Wärmestromdichte mit Turbulenz (Kraftstoff: Acetylen)
- Abbildung 2.2-11: Wärmestromdichte ohne Turbulenz (Kraftstoff: Propan)
- Abbildung 2.2-12: Wärmestromdichte mit Turbulenz (Kraftstoff: Propan)

2.2.6 Literatur

- /1/ W. Pflaum, K. Mollenhauer: „Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine“, Springer-Verlag, Wien, 1977
- /2/ J.B. Heywood: „Internal Combustion Engine Fundamentals“, Mc Graw Hill, New York, 1988
- /3/ R. Pischinger, G. Kraßnig, G. Tauca, Th. Sams.: „Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine“, Springer-Verlag, Wien, 1989
- /4/ W.E. Ranz, W.R. Marshall: „Evaporation from drops, Part II“, Chem. Eng. Prog., Vol. 48 (1952) 173-180
- /5/ B. Abramzon, W.A. Sirignano: „Droplet vaporization model for spray combustion calculations“, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 32 (1989) 1605-1618
- /6/ G. Woschni: „Die Berechnung der Wandverluste und der thermischen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren“, MTZ, Vol. 31 (1970) 491-499
- /7/ G. Hohenberg: „Experimentelle Erfassung der Wandwärme in Kolbenmotoren“, Habilitationsschrift, TU Graz, 1980
- /8/ K. Huber: „Der Wärmeübergang schnelllaufender, direkteinspritzender Dieselmotoren“, Dissertation, TU München, 1990
- /9/ M. Bargende: „Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren“, Dissertation, TH Darmstadt, 1991
- /10/ H. Hüppelshäuser: „Experimentelle Untersuchung der Strömung und des Wärmeübergangs im Kolbenmotor“, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 6 Nr. 278, VDI Verlag, Düsseldorf, 1992
- /11/ H. Hüppelshäuser, U. Renz: „Messung der Oberflächentemperatur und des Wärmestroms mit hoher zeitlicher Auflösung“, Sensor'91, Proceedings Band IV, Nürnberg, 1991
- /12/ H. Pohlmann: „Strömung und Wärmeübergang im Zylinder eines geschleppten Kolbenmotors“, Dissertation, RWTH Aachen, 1988
- /13/ U. Renz, H. Hüppelshäuser, A. Schneemann, F. Lange: „Strömung und Wärmeübergang im Zylinder eines geschleppten Motors“, Kolloquium des Sonderforschungsbereichs SFB 224, Motorische Verbrennung, RWTH Aachen, 11.-12. März 1993
- /14/ SPEED-DC User's Manual, Computational Dynamics Ltd., London, 1992
- /15/ F. Lange: „Berechnung des Strömungsfeldes und der Wärmeübertragung im Zylinder eines geschleppten Motors“, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Wärmeübertragung und Klimatechnik, RWTH Aachen, 1993
- /16/ P. Puzinauskas, C. Borgnakke: „Evaluation and improvement of an unsteady heat transfer model for spark ignition engines“, SAE Paper 910298, 1991
- /17/ A. Grudno: „Untersuchung der turbulenten Flammenausbreitung unter ottomotorischen Bedingungen“, Dissertation, RWTH Aachen, 1994
- /18/ Y. Harigaya, F. Toda, M. Suzuki: „Local heat transfer on a combustion chamber wall of a spark-ignition engine“, SAE Paper 931130, 1993

