

Diabate Simulation einer Schraubenspindel-Vakuumpumpe

Die Übertragung von Wärmeübergangsmodellen des viskosen Strömungsbereichs auf den Arbeitsbereich einer Verdränger-Vakuumpumpe führt in der Simulation zu einer guten Übereinstimmung berechneter und gemessener Wärmeströme

Dr.-Ing. **A. Rohe**, Siemens Power Generation, Mülheim an der Ruhr

Kurzfassung

Die Thermodynamik des Prozesses einer Verdränger-Vakuumpumpe wird geprägt durch das in aller Regel unangepasste Druckverhältnis, die Oszillation des Arbeitsgases und den entstehenden, periodischen Mischungsprozess des bereits ausgeschobenen Arbeitsgases mit dem Gas der Arbeitskammer. Dieser Prozess führt bei hohen vakuumtypischen Druckverhältnissen zu adiabaten Auslasstemperaturen, die die Auslasstemperaturen eines angepassten isentropen Prozesses deutlich übersteigen. Die Diskrepanz des adiabaten Modells zur Realität wächst mit niedrigeren Ansaugdrücken und begründet die Notwendigkeit der Berechnung der diabaten Prozessführung.

Zur Berechnung des Wärmeüberganges werden aufgrund fehlender Nusselt-Gleichungen für rotierende Systeme im Vakuum Wärmeübergangsmodelle des „Überdruckbereichs“ angewendet, denen zur Berechnung der druckabhängigen Stoffgrößen gaskinematische Modelle zugrunde gelegt werden. Die Modellierung des stationären Betriebs in der thermodynamischen Simulation geschieht durch einen iterativen Berechnungsmodus zwischen der thermodynamischen Simulation und einer thermischen Finite-Elemente-Simulation.

Die simulierten Wärmeströme von Rotor und Gehäuse stimmen mit Ausnahme des Betriebs bei sehr hohen Ansaugdrücken gut mit der experimentellen Energiebilanz überein. Auch Bauteiltemperaturen und maximalen Gastemperaturen zeigen einen hohen Grad an Übereinstimmung. Die Arbeit zeigt, dass trotz zahlreicher Vereinfachungen die Adaption der Wärmeübergangsmodelle des „Überdruckbereichs“ im rotierenden System einer Vakuumpumpe und die Implementierung gaskinematischer Stoffgrößenmodelle zu einer hinreichend guten Abbildung der thermischen Belastung führt.

Abstract

The thermodynamics of a screw-type vacuum pump process are characterized by a unadjusted pressure ratio, the oscillation of the working fluid and the periodic mixing process of

the working gas (that has already been expelled) and the gas in the working chamber. This process results in adiabatic outlet temperatures that are distinctly higher than the outlet temperatures of an adjusted isentropic process. Lower suction pressure results in a discrepancy between the adiabatic model and reality, which is the reason why a calculation of the diabatic process is necessary.

The lack of Nußelt equations for rotating systems in vacuum results in the application of heat transfer models of the overpressure range in order to calculate the heat transfer of those systems. Pressure-dependent substance properties have been based on gas cinematic models. In order to find out about body temperatures, the calculation of the steady state heat balance has to be carried out iteratively.

The calculated heat flows of the machine parts were acceptably close to the experimental energy balance. Moreover, both the body temperatures and the maximum gas temperatures during the working process displayed a high degree of concordance. The present study proves that the adaptation of heat transfer models of the overpressure range in the rotating system of a vacuum pump and the implementation of gas cinematic property models result in a good representation of the thermal load.

1. Die Temperaturproblematik des Auslassvorgangs

Die Ursache der hohen Gastemperaturen in volumetrisch arbeitenden Vakuumpumpen ist in der Art der Prozessführung zu suchen. Auch bei Pumpen mit innerer Verdichtung tritt in aller Regel beim Öffnen des zu verdrängenden Volumens zur Druckseite eine Rückströmung aus dem Druckstutzen in die Arbeitskammer auf. Dieser Vorgang, bei dem nicht nur die sich öffnende Arbeitskammer und der Druckstutzen in Wechselwirkung stehen, sondern zusätzlich die über Spalte verbundenen nachlaufenden Arbeitskammern [1], führt zu einer Erwärmung des Gases in der Arbeitskammer. Das erwärmte Gas wird in den Druckstutzen geschoben und ein Teil dieses Gases strömt so in die nächste sich öffnende Arbeitskammer zurück. Der sich einstellende stationäre Punkt, bei dem keine weitere Erwärmung stattfindet hängt von verschiedenen Aspekten ab.

Zur isolierten, thermodynamischen Betrachtung dieses druckseitigen Mischvorgangs soll die Vorgeschichte des Gases (z.B. innere Verdichtung) auf seinem Weg durch die Maschine zunächst vernachlässigt werden. Angenommen werde nur ein thermodynamischer Initialzustand (Index „i“) im unmittelbaren Zeitpunkt der Kammeröffnung. Die Indizes „K“ und „HD“ bezeichnen die Zustandgrößen des Gases in der Kammer beziehungsweise im Druckstutzen. Der Zustand der Kammer sei stets homogen. Die folgenden energetischen Berech-

nungen behalten im adiabaten Modell unabhängig von der Dauer des Ausgleichsvorgangs ihre Gültigkeit, solange andere Randeffekte, wie Spaltströmungen vernachlässigt werden können.

Die innere Energie der Arbeitskammer im Initialzustand bestimmt sich aus ihrer enthaltenen Gasmasse, deren Temperatur und spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen zu

$$U_{K,i} = m_{K,i} c_v T_{K,i}. \quad \text{Gl. 1}$$

Über die Dauer des nun stattfindenden Druckausgleich strömt eine Gasmasse $\Delta m_{i,i+1}$ mit der Enthalpie ΔH aus dem Druckstutzen in die Arbeitskammer:

$$\Delta H = \Delta m_{i,i+1} c_p T_{HD,i} \quad \text{Gl. 2}$$

Als Randbedingung für diesen Vorgang gilt, dass genau soviel Masse vom HD-Stutzen in die Kammer strömt, wie benötigt wird um den anliegenden Hochdruck zu erreichen.

$$p_{K,i+1} \cdot V = (m_{K,i} + \Delta m_{i,i+1}) R T_{K,i+1} \quad \text{Gl. 3}$$

Die Addition von Gl. 1 und Gl. 2 liefert die neue innere Energie und damit die neue Temperatur $T_{K,i+1}$ der Arbeitskammer. Durch Einsetzen von $\Delta m_{i,i+1}$ aus Gl. 3 und kurzer Rechnung erhält man:

$$T_{K,i+1} = \frac{p_{HD}}{\frac{p_{K,i}}{T_{K,i}} + \frac{p_{HD} - p_{K,i}}{\kappa T_{HD,i}}} \quad \text{Gl. 4}$$

Verläuft das Verdrängen der Arbeitskammer bis zu ihrem Verschwinden ohne Wärmeabgabe und Spaltverluste, so wird das enthaltene Gas isotherm und isobar in den Druckstutzen geschoben, dessen Temperatur dann die der Arbeitskammer annimmt:

$$T_{HD,i+1} = T_{K,i+1} \quad \text{Gl. 5}$$

Mit dem Öffnen der nächsten Arbeitskammer strömt nun bereits erwärmtes Gas in die Maschine zurück. Dieser Vorgang wiederholt sich solange, bis sich eine stationäre Temperatur im Druckstutzen einstellt:

$$T_{HD,i+1} = T_{HD,i} \quad \text{Gl. 6.}$$

Die Lösung von Gl. 6 liefert mit Gl. 4 und Gl. 5 die stationäre, adiabate Austrittstemperatur:

$$T_{HD} = \frac{(\kappa - 1)p_{HD} + p_{K,0}}{\kappa p_{K,0}} T_{K,0} \quad \text{Gl. 7.}$$

Der Ansatz, die zum Verdrängen notwendige mechanische Energie $W = V\Delta p$ der Enthalpieerhöhung der geförderten Masse gleichzusetzen, führt notwendigerweise zum gleichen Ziel, erlaubt es aber nicht, Aussagen über die Zustandsgrößen während des Prozesses zu treffen.

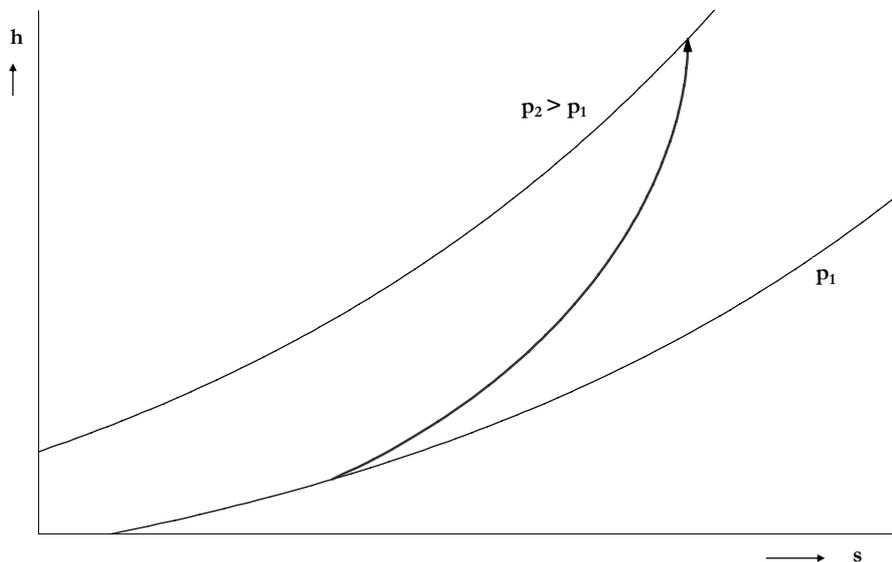


Bild 1: Prinzipieller Verdichtungsverlauf für eine Kompression von p_1 auf p_2 für eine adiabate Verdichtung durch eine Rückströmung im h-s-Diagramm.

Berechnet man den Mischungsvorgang (Addition von Gl. 1 und Gl. 2) für infinitesimal kleine Masseninkremente δm und stellt den Zustandsgrößenverlauf im h-s-Diagramm dar, so ergibt sich **Bild 1**. Der Punkt des Druckausgleichs ist wegen des im stationären Betrieb gleichzeitigen Temperatur- und Druckausgleichs gleichbedeutend mit dem Entropiemaximum. Verglichen mit den anderen (polytropen) Verdichtungsformen tritt hier die höchste Enthalpie auf. Die sich ergebende Auslasstemperatur der spaltfreien, adiabaten Maschine ist weitaus höher als die einer isentropen Verdichtung. Die zunehmende Abweichung dieser Temperatur von Auslasstemperaturen üblicher Vakuumpumpen hin zu niedrigen Ansaugdrücken begründet die Notwendigkeit der Wärmeabfuhr in der Simulation.

Eine innere Verdichtung ist zwar geeignet, die hohe thermische Belastung der Vakuumpumpe herabzusetzen, vermag aber dem hier beschriebenen Effekt wegen des im Normalfall vorliegenden unangepassten Betriebs nicht vollständig aus dem Wege zu gehen.

2. Wärmeübergang in der Simulation

Ein gängiges Mittel komplexe technische Vorgänge abzubilden ist die Simulation. Zur Abbildung des Betriebsverhaltens von Verdränger-Vakuumpumpen haben sich Methoden be-

währt, die das Arbeitsspiel der Pumpe als Arbeitskammern modellieren, die über Spalte wechselwirken. So zeigten Ioffe et al. 1995 [2], dass mit einem Arbeitskammermodell einer mehrstufigen Klauenpumpe und einem empirischen Ansatz zur Berechnung der Spaltmassenströme der Leistungsbedarf dieser Pumpe abgebildet werden kann. Eine ähnliche Methode, die auf einem isothermen Kammermodell beruht, stellten Su et al. 1996 zur Abbildung des Enddruckes einer Scroll-Pumpe vor [3].

Der hier verwendete erweiterte Ansatz bedient sich des von Kauder et al. entwickelten Programms KaSim. Das Programm wurde in den letzten Jahren soweit abstrahiert, dass keine maschinentyp- oder gasartabhängigen Daten im Quelltext des Simulationsablaufs verankert sind, [4], sondern prinzipiell alle Fluidenergiewandler der Verdrängerbauart simuliert werden können. Ferner wurden zur Anpassung an die vakuumtechnischen Erfordernisse spezielle Module zur Abbildung der Spaltströmungen im Vakuum implementiert, die auf Messdaten und Ähnlichkeitsbetrachtungen nach [5] basieren. Der Temperaturproblematik hoher Druckverhältnisse soll durch die Implementierung geeigneter Wärmeübergangsmodelle Rechnung getragen werden.

Da allgemein anwendbare Wärmeübergangsgleichungen für komplexe Rotor-Stator-Systemen fehlen, wurden bekannte Wärmeübergangsgleichungen des viskosen Strömungsbereichs übernommen. Da die notwendige Kenntnis der zustandsabhängigen Stoffgrößen für den betrachteten Druckbereich nicht aus Tabellenwerken übernommen werden kann, werden gaskinematische Modelle zur Berechnung der Viskosität und Wärmeleitfähigkeit angewendet, die auf dem Impulsaustausch zwischen Molekülen mit einem druckabhängigen Abstand voneinander basieren. Die numerische Strömungssimulation (CFD) stände hier zwar prinzipiell als alternative Methode zur Berechnung der Spaltströmung incl. Wärmeübergang zur Verfügung, jedoch ist die Anzahl der Aufrufe dieser Berechnungen derart hoch, dass eine Integration die Grenzen vertretbarer Rechenzeiten bei Weitem sprengen würde. Zudem wären die Ergebnisse einer Strömungssimulation, die auf den Navier-Stokes-Gleichungen basiert im Bereich sehr niedriger Drücke mindestens fragwürdig.

Wärmeübergänge stellen im Simulationsprogramm Verbindungen zwischen Wärmekapazitäten her. Diese Wärmekapazitäten sind sowohl spaltbegrenzende Bauteile (Rotor, Gehäuse) als auch Arbeitskammern. Aufgrund der diathermen Eigenschaft der hier betrachteten Luft als Fördermedium wird von der Abbildung der Wärmestrahlung abgesehen. Die betrachteten Wärmeübergänge besitzen ausschließlich konvektiven Charakter.

Die fehlenden universellen Gleichungen zur Bestimmung der Nusselt-Zahl führen dazu, dass für den komplexen Wärmeübergang in einer rotierenden Vakuumpumpe vorhandene Wärmeübergangsmodelle unter zahlreichen Vereinfachungen auf die zu simulierende Pumpe

übertragen werden müssen. Die hier benutzten Wärmeübergangsmodelle sind der vollständige Wärmeübergang, das einer längs angeströmten Wand und das einer Rohrströmung. Die Vereinfachungen betreffen insbesondere Annahmen bezüglich der Geometrie, der Bauteiltemperaturen, der Strömung und nicht zuletzt bezüglich der verwendeten Stoffgrößen.

Die mathematisch einfachste Form eines Wärmeübergangs von einem Arbeitsgas auf ein Bauteil ist der vollständige Wärmeübergang. Liegt ein vollständiger Wärmeübergang vor, so wird genau soviel Wärme ausgetauscht wie notwendig ist, um die Gasmasse (in einer Kammer) bzw. den Gasmassenstrom (in einem Spalt) auf die Bauteiltemperatur aufzuheizen oder abzukühlen. Der vollständige Wärmeübergang bildet den Grenzwert aller Wärmeübergangsmodelle hin zu verschwindenden Dichten des Arbeitsgases. Seine Berechnung erfordert keine Nusselt-Gleichungen und kann aus gegebenen Randbedingungen unmittelbar bestimmt werden. Die Übertragung dieses Modells in die Simulation erfordert bei mehreren verbundenen „reinen“ Wärmekapazitäten (Oberflächenelementen) allerdings eine Mittelung der Oberflächentemperaturen.

Eines der angenommenen Wärmeübergangsmodelle ist die längs angeströmte Wand [6], in deren Einlauf sich zunächst am Beginn der Wand eine laminare Grenzschicht ausbildet, die mit der Lauflänge der Strömung anwächst, vgl. **Bild 2**. Bei dem Erreichen einer kritischen Lauflänge x_{kr} schlägt die laminare Grenzschicht in eine turbulente Grenzschicht um. Die laminare Grenzschichtdicke δ wächst mit der Wurzel der Lauflänge, die turbulente mit $x^{0,8}$. Der Unterschied im Wachstum der Grenzschicht führt zu deutlichen Unterschieden im Wärmeaustausch, [7].

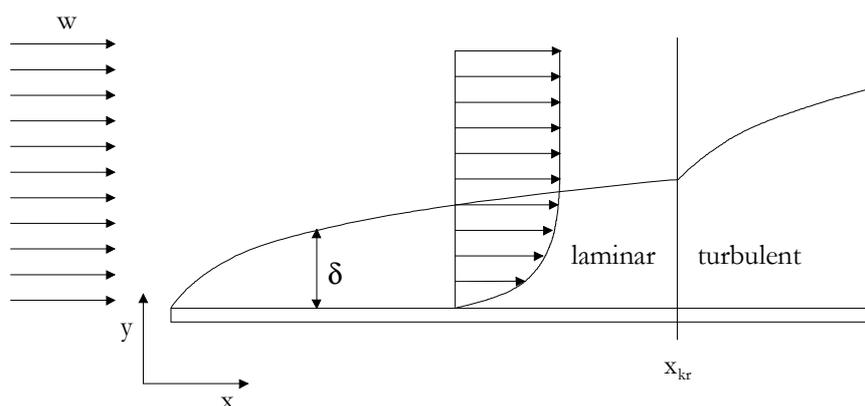


Bild 2: Grenzschicht einer längs angeströmten Wand. Vom Beginn der Wand bis zum Erreichen einer kritischen Lauflänge x_{kr} bildet sich eine laminare Grenzschicht der Dicke δ aus. Bei Erreichen der kritischen Lauflänge schlägt die Grenzschicht turbulent um.

Die Anwendung dieses elementaren Wärmeübergangsmodells unterliegt aus geometrischer Sicht zunächst sehr wenigen Restriktionen. Eine Einteilung der Bauteile einer Vakuumpumpe

in einzelne längsüberströmte Teilflächen ist prinzipiell möglich. Das Problem unterschiedlicher Bauteiltemperaturen stellt sich zunächst nicht. Bei einer beliebigen Einteilung der Vakuumpumpe in Einzelflächen, wie sie zum Beispiel bei der Oberflächenvernetzung der FE-Methode entsteht, entstehen Teilflächen unterschiedlicher Längen. Eine unreflektierte Übertragung dieses Modells auf die Teilflächen hätte allerdings zur Folge, dass sich physikalisch in der Simulation die laminare Grenzschicht bei jedem Oberflächenelement erneut ausbildet und mit hinreichend kleinen Oberflächen Turbulenzen ganz verschwinden.

Bei einer Übertragung dieses Wärmeübergangsmodells in die Simulation ist also der Forderung globale Parameter (charakteristische Längen) der Problemstellung zu erhalten Rechnung zu tragen. Dieses Modell ermöglicht weiter eine formal mit anderen Modellen nicht vereinbare Methode. Dem Problem unterschiedlicher Relativgeschwindigkeiten des Gases zu den umgebenden Bauteilen (z.B. im Gehäusespalt) kann durch eine geeignete Flächenzerlegung begegnet werden. Unterschiedliche Bauteiltemperaturen müssen nur für die Rotor- und Gehäuseanteile über die entsprechenden Oberflächenelemente einer Vernetzung gemittelt werden. Eine Oberflächenzerlegung der Maschine in Zusammenhang mit dem Wärmeübergangsmodell der längs angeströmten Wand führt folglich zu einer differenzierteren Betrachtungsweise von Rotor und Gehäuse. Sie birgt allerdings die Gefahr, dass das Fehlen jeglicher geometrischer Einschränkung in oberflächennormale Richtung die Überschneidung berechneter Grenzschichten mit gegenüberliegenden Grenzschichten oder Bauteilen zulässt. Die Anwendbarkeit des Modells einer Rohrströmung [8] auf den Wärmeübergang in einer Vakuumpumpe stößt auf das Hindernis unterschiedlicher Oberflächentemperaturen der spaltbildenden Bauteile, die es gegebenenfalls zu mitteln gilt. Unterschiedliche Relativgeschwindigkeiten des Arbeitsgases zu den einzelnen Oberflächen des Gehäuses oder der Rotoren, wie es das Modell der längs angeströmten Wand erlaubt, können nicht behandelt werden. Vielmehr muss hier eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit angesetzt werden. Zur Abbildung diabater Spaltströmungen ist in erster Näherung der Fall einer nicht hydrodynamisch ausgebildeten Strömungen ausschlaggebend, allerdings bildet sich die Laminarströmung so schnell aus, dass sich nur für kurze Rohre ($d/l > 0,1$) eine Abweichung von der hydrodynamisch ausgebildeten Strömung einstellt. Die in [8] angegebenen Nusselt-Gleichungen behalten bei nichtkreisförmigen Rohren (für turbulente Strömungen) ihre Gültigkeit, wenn anstelle des Rohrdurchmessers der hydraulische Durchmesser benutzt wird. Wenn in den folgenden Simulationsergebnissen diese Gleichungen auch für laminare Durchströmung nicht kreisförmiger Rohre eingesetzt werden, so ist dies als Teil der Vereinfachungen einer Modellbildung zu verstehen, die ohnehin bei komplexen Systemen, wie es Strömungen verdünnter Gase mit bewegten Spaltberandungen sind, vorgenommen werden müssen.

3. Stoffgrößen und Strömungsgeschwindigkeiten

Die Wärmeübergangsmodelle benötigen die Stoffgrößen des Arbeitsfluids bei beliebiger Temperatur und beliebigen Drücken. Aufgrund der gegenseitigen Abhängigkeit einiger Stoffgrößen, beschränkt sich das Problem auf die Beschreibung weniger Größen, in diesem Fall auf die dynamische Viskosität η und die Wärmeleitfähigkeit λ . Für das Medium „Luft“ steht für den Überdruckbereich bis zum Atmosphärendruck ein umfangreiches Tabellenwerk für alle gängigen Stoffgrößen als zweidimensionale Funktion von Temperatur und Druck zur Verfügung, [9]. Zur Bestimmung der Stoffgrößen im Druckbereich $p < 1$ bar muss mangels verlässlicher Messwerte auf die kinetische Theorie der Gase zurückgegriffen werden.

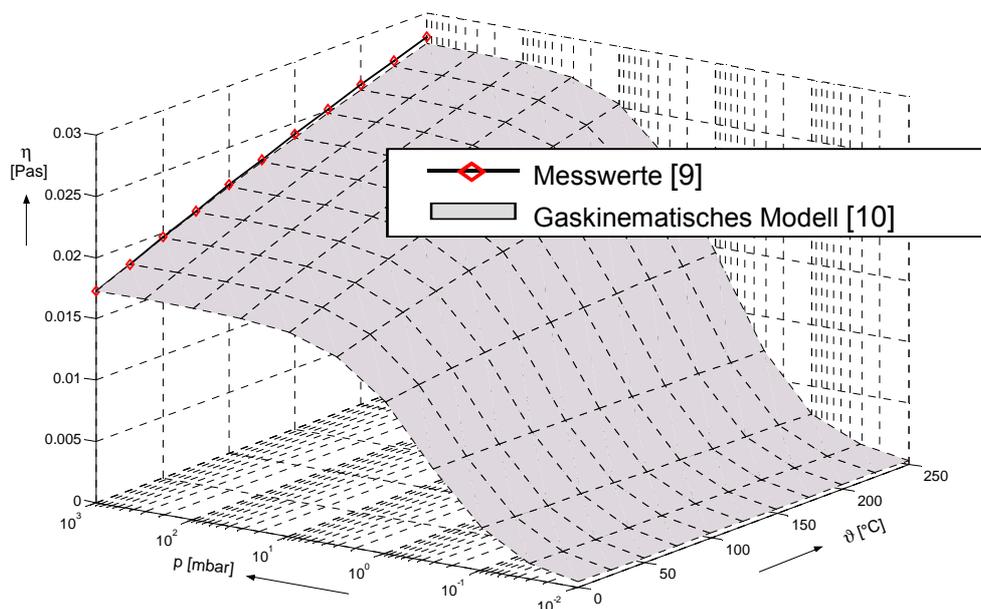


Bild 3: Vergleich der dynamischen Viskosität des gaskinematischen Modells [10] mit den Werten des Tabellenwerkes, [9].

Das gaskinematische Modell nach [10] zur Berechnung der Viskosität eines Gases beschreibt den Impulsaustausch harter Kugeln zwischen einer ruhenden und einer parallel dazu bewegten Wand. Teilchen, die auf die relativ bewegte Wand treffen, werden von dieser mit einer mittleren tangentialen Geschwindigkeit reflektiert. Durch den Impulsaustausch der Moleküle mit der Wand erfährt diese eine Schubspannung. Das Verhältnis der mittleren freien Weglänge der Moleküle zum Plattenabstand ist in diesem Ansatz von elementarer Bedeutung. Die mit sinkender Temperatur zunehmende intermolekulare Wechselwirkung der Teilchen (van der Waals-Kräfte) werden nach dem Modell von Sutherland als Vergrößerung der Teilchendurchmessers verstanden. Die bekannte Viskosität von Luft bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von $\vartheta=20$ °C erlaubt mit Hilfe des Sutherland-Ansatzes die Berechnung

der Teilchendurchmesser bei sehr hoher Temperatur und somit die Berechnung der dynamischen Viskosität bei beliebigen Temperaturen und Drücken.

Eine Gegenüberstellung mit den bekannten atmosphärischen Werten der Viskosität liefert **Bild 3**. Für große freie Weglängen (geringe Drücke) zeigt die berechnete Viskosität eine lineare Abhängigkeit vom Druck; für hohe Drücke wird sie dann annähernd konstant. Ihre Zunahme mit steigender Temperatur wird durch das Sutherlandmodell gut wiedergegeben.

In Analogie zur dynamischen Viskosität erklärt die kinetische Gastheorie die Wärmeleitfähigkeit durch den molekularen Energietransport zwischen zwei parallelen Oberflächen. Auftreffende Teilchen nehmen Energie der Wand auf oder geben sie an sie ab. Die Wärmeleitfähigkeit λ kann dann auf Basis dieses Modells als Verhältnis der Wärmestromdichte zum flächennormalen Temperaturgradienten berechnet werden.

Da der Transportmechanismus der Energie ebenso wie der gasreibungserzeugende Mechanismus von der Stoßrate der Teilchen abhängig ist, besitzt die gaskinematische Berechnungsgleichung der Wärmeleitfähigkeit eine ähnliche Struktur wie die der Viskosität. Die Wärmeleitfähigkeit ist proportional zur Wärmekapazität des Teilchens. Problematisch in der Anwendung dieses Ansatzes sind die unbekanntenen Energieakkommodationen der Luft an den Maschinenbauteilen, sowie die Temperatur- und Ortsabhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit entlang des Transportweges. Die Anwendung dieses Modells kann aufgrund dieser Restriktionen daher keine gute Übereinstimmung mit den bekannten Werten bei Atmosphärendruck erwarten lassen. Zwar wird die Temperaturabhängigkeit durch das Sutherland-Modell tendenziell richtig abgebildet, quantitativ muss allerdings eine Abweichung von ebenfalls ca. -30% festgestellt werden.

Die Übertragung der Wärmeübergangsmodelle auf das Rotor-Stator-System erfordert neben der Kenntnis der zustandsabhängigen Stoffgrößen auch die Kenntnis von Strömungsgeschwindigkeiten sowie der Zustandsgrößen selbst. In den Arbeitskammern der Maschine sind letztere durch die Struktur des Simulationsprogramms bekannt. Zur Berechnung einer Relativgeschwindigkeit zwischen Bauteilen und dem Arbeitsgas wird für die hier betrachtete Schraubenspindel-Vakuumpumpe eine rein axiale Förderung des Gases angenommen. Die Relativgeschwindigkeiten des Gases zu den feststehenden oder rotierenden Bauteilen ergeben sich dann unmittelbar aus der vektoriellen Subtraktion der (Absolut-) Geschwindigkeiten. Die Bestimmung der relativen Strömungsgeschwindigkeiten in den Maschinenspalten geschieht zwar prinzipiell auf gleichem Weg, allerdings sind die Zustandsgrößen und die Strömungsgeschwindigkeiten zunächst nicht bekannt. Der Ansatz einer gasdynamischen (poly-

tropen) Beschleunigung aus dem (bekannten) Kammerzustand in den Spalt ermöglicht mit Kenntnis der Spaltmassenströme nach Wenderott [11] die Bestimmung der benötigten Größen. Die Richtung der so berechneten Strömungsgeschwindigkeit ergibt sich aus dem Ansatz des kürzesten Weges.

4. Modell und Simulationsablauf

Untersuchungsgegenstand ist eine drehzahlvariable, trockenlaufende Schraubenspindel-Vakuumpumpe konstanter Steigung mit Rotor- und Gehäusekühlung. Das Modell dieser Vakuumpumpe mit allen Kammer-Kammer-Wechselwirkungen (Spalte) wurde bereits in [12] vorgestellt und für diese Arbeit erweitert.

Die Wärmeaustauschflächen der Profileingriffsspalte werden aus Teilflächen der beiden Rotoren gebildet, die sich in etwa auf gleicher axialer Position (und Temperatur) befinden. Die relative Strömungsgeschwindigkeit zu den Oberflächen ist ebenfalls etwa gleich groß, so dass für die Profileingriffsspalte und aus ähnlichen Überlegungen auch für die Radialspalte die Wärmeübergänge einer entsprechenden Rohrleitung angesetzt. Die berechneten Wärmeströme werden flächengewichtet verteilt.

Für den Wärmeübergang zwischen Arbeitsgas und Rotor bzw. Gehäuse, sowohl innerhalb der Arbeitskammer als auch im Gehäusespalt wird das Modell der längs angeströmten Wand angesetzt. Dieses erlaubt die differenzierte Betrachtung unterschiedlich großer Wärmeströme an Teilflächen unterschiedlicher Größe, Temperatur und kinematischer Randbedingungen. Die Kopfrundungsöffnung wird als adiabat betrachtet, da die entsprechenden Wärmeaustauschflächen zum einen schwer definierbar sind und zum anderen bereits der Arbeitskammer zugeordnet werden.

Ein stationärer Betriebspunkt kann durch einen iterativen Ablauf zwischen thermodynamischer Simulation mit konstanten Bauteiltemperaturen (KaSim) und einer thermischen FE-Rechnung (Bauteilerwärmung) abgebildet werden. Um die berechneten Wärmeübergangsrandbedingungen automatisiert von der thermodynamischen Simulation auf die FE-Rechnung übertragen zu können (und umgekehrt die neu berechneten Bauteiltemperaturen zurück in die Thermodynamik), ist es sinnvoll die Struktur des Finite-Elemente-Netzes bereits im thermodynamischen Modell zu hinterlegen. Das auftretende Problem, die drehwinkelabhängigen Wärmestromverbindungen zwischen Bauteiloberflächen, Kammern und Spalte netzabhängig herzustellen wird durch einen in [13] beschriebenen Algorithmus gelöst, welcher das automatisiert erstellbare Kammermodell [14] und die FE-Netze von Rotoren und Gehäuse analysiert und eine drehwinkelabhängige Zuordnungstabelle berechnet.

Man erhält so ein erweitertes Kammermodell, welches neben allen Arbeitskammern, Spalten und relevanten Oberflächenelemente auch sämtliche zugeordneten Wärmestromverbindungen enthält. Auf diese Weise kann jedem Oberflächenelement des Netzes in der thermodynamischen Simulation bereits seine individuelle thermische Randbedingung zugeordnet und in angepasster Form dem FE-Programm zur Verfügung gestellt werden. In umgekehrter Richtung kann die aus der FE-Rechnung resultierende Bauteiltemperatur durch das thermodynamische Simulationsprogramm eingelesen werden. Die Simulation eines stationären Betriebspunktes erfolgt mit dieser Vereinfachung weitestgehend automatisiert. In den hier untersuchten Fällen reichten ausgehend von einer homogenen Initialbelegung der Bauteiltemperatur ca. 10 Iterationen bereits aus, um ein hinreichend stationäres Ergebnis festzustellen.

5. Simulationsergebnisse

Die thermische Belastung führt für das Gehäuse aufgrund des Kühlwassermantels zu einer eher geringen Aufheizung. Die Stellen höherer Temperatur befinden sich druckseitig im Bereich der Verschneidungskante sowie im Bereich des Steges zwischen den beiden Hälften des Kühlwassermantels.

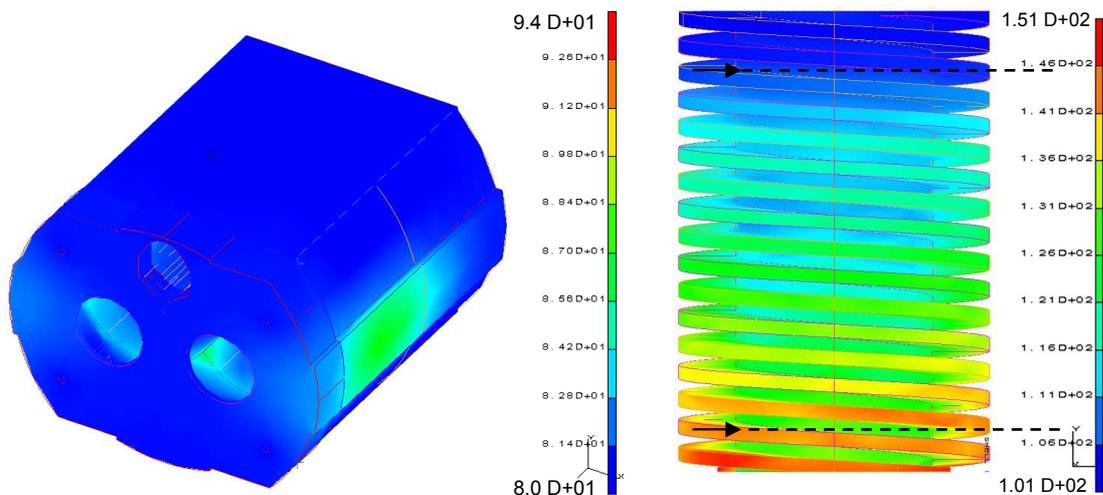


Bild 4: Stationäre Oberflächentemperatur des Gehäuses (Ansicht Druckseite) und des links steigenden Rotors, Drehzahl $n/n_{max}=0,5$, Ansaugdruck $p_E=100\text{mbar}$. Die Pfeile kennzeichnen die z-Koordinate auf der unmittelbar nach Beendigung des stationären Betriebs die Oberflächentemperatur gemessen wurde.

Der Rotor zeigt im gewählten Betriebspunkt von der Saug- zur Druckseite steigende Oberflächentemperaturen, **Bild 4**. Aufgrund der Wärmeleitung im massiveren saugseitigen Rotorabschnitt (druckseitige, fliegende Lagerung) ist trotz negativer Wärmeströme auf den Oberflächen nahe der Saugseite ebenfalls ein Temperaturanstieg zu beobachten. Das Temperaturmaximum auf den Zahnköpfen nahe der Druckseite ist wegen der geringeren Wärmeleitfähigkeit

higkeit der Edelstahl-Rotoren und einer geringeren Wärmeabfuhr auf der Rotorinnenseite deutlicher ausgeprägt als im Gehäuse. Die hohen Temperaturen beschränken sich jedoch auf die Zahnkopfoberflächen. Die Fußkreisoberflächen bleiben von den hohen Zahnkopftemperaturen relativ unbeeinflusst und weisen eine wesentlich moderatere Temperaturerhöhung zur Saugseite auf.

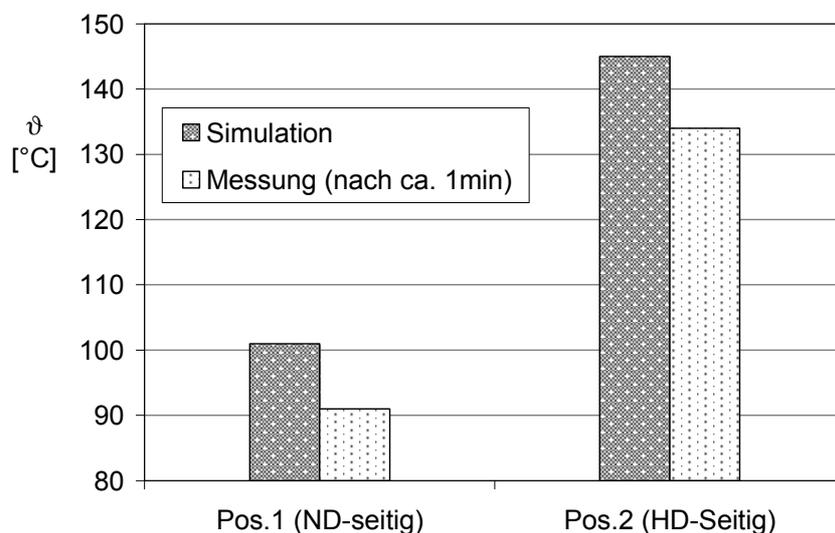


Bild 5: Gegenüberstellung berechneter und gemessener Rotortemperaturen unmittelbar (ca. 1min) nach Abfahren des stationären Betriebspunktes $n/n_{max}=0,5$; $p_E=100mbar$ an zwei Positionen des links steigenden Rotors, vgl. Bild 4.

Diese berechneten Bauteiltemperaturen sind aus praktischer Sicht nur bedingt verifizierbar. Oberflächentemperaturmessungen am Rotor durch zwei radiale Gehäusebohrungen (saugseitig und druckseitig) unmittelbar nach Abfahren der Pumpe unterliegen dem Fehlereinfluss der unbekanntenen Umfangsposition und des instationären Temperatenausgleichsvorgangs innerhalb des Zeitraums vom Abfahren der Maschine bis zur erfolgten Messung. Für den vorliegenden Betriebspunkt wurden die Oberflächentemperaturen des Zahnkopfes ca. $\Delta t=1min$ nach Beendigung des Versuchsbetriebs an einem Zahnkopf gemessen und den simulierten Temperaturen in **Bild 5** gegenübergestellt. Die Abweichungen betragen an beiden Positionen ca. $\Delta T=10K$, wobei die simulierten Temperaturen die gemessenen übertreffen. Einer instationären Wärmeleitungsrechnung zufolge müsste der gemessene Wert für die Position 1 um ca. $\Delta T=3K$ und für Position 2 um ca. $\Delta T=7K$ nach oben berichtigt werden. Der Einfluss der Position des Vergleichspunktes der Simulation in Umfangsrichtung bringt zumindest druckseitig eine zusätzliche Ungenauigkeit von ca. $\Delta T=\pm 2K$ mit sich. Die Simulation liefert daher im Rahmen der Messunsicherheit und der nur schwer zu formulierenden

thermischen Randbedingungen des Rotors eine akzeptable Übereinstimmung mit den Messwerten der Rotortemperaturen.

Deutlich weniger Ungenauigkeiten unterliegen die gemessenen Wärmeströme. Der über die Rotoren abgeführte Wärmestrom ergibt sich unmittelbar aus der Energiebilanz des Kühlwassers. Für das Gehäuse müssen zusätzlich der nicht vernachlässigbare konvektive Wärmestrom und die Wärmestrahlung berücksichtigt werden, die aufgrund der fast homogenen Temperaturverteilung der Gehäuseoberfläche gut abzuschätzen sind.

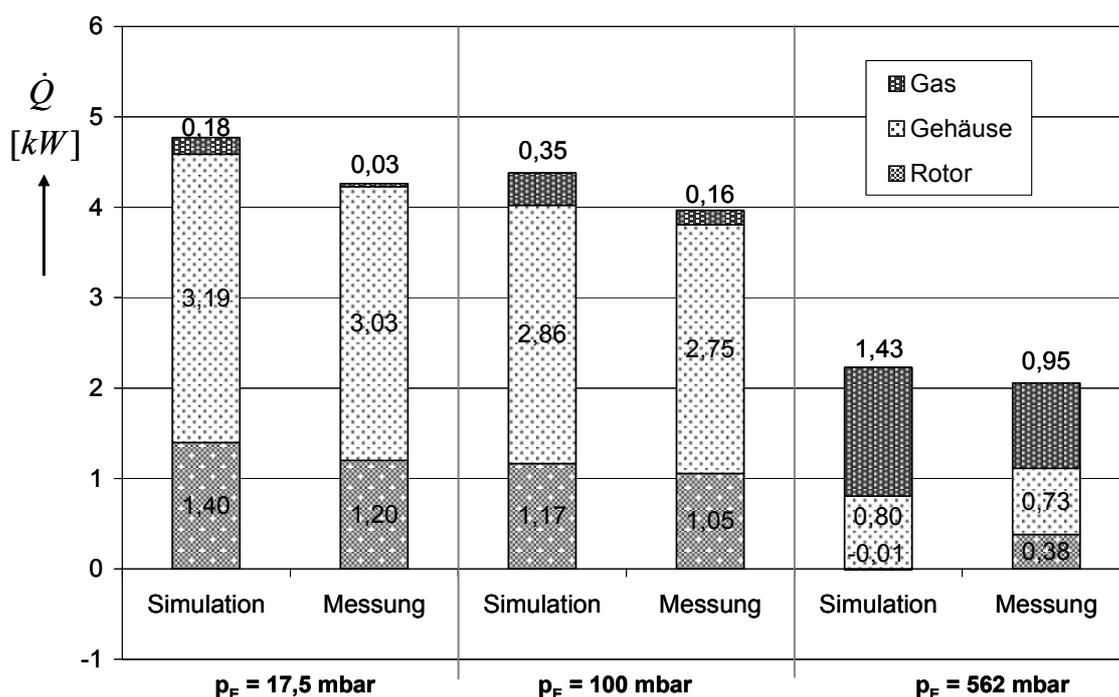


Bild 6: Vergleich von Simulation und Messung: Wärmeströme bei Drehzahl $n/n_{max}=0,5$, Parameter: Ansaugdruck p_E

Hält man die Drehzahl des vorgestellten Betriebspunktes bei $n/n_{max}=0,5$ konstant und variiert den Ansaugdruck, so liefert ein höherer Ansaugdruck generell geringere thermische Belastungen der Rotoren. Stellt man für die variierten Ansaugdrücke die simulierten Energieströme den gemessenen gegenüber, so ergibt sich **Bild 6**. Die Summe der Energieströme liefert hier eine gute Übereinstimmung. Bei niedrigen und moderaten Drücken weichen die berechneten Wärmeströme nur wenig von den gemessenen ab, während die Abweichungen zu höheren Ansaugdrücken größer werden. Gerade die durch die Rotoren abgeführten Wärmeströme weisen bei hohen Ansaugdrücken deutliche Unterschiede auf, die soweit führen, dass das Arbeitsgas in der Simulation keinen Wärmestrom mehr an den Rotor abführt, son-

dem in der Summe sogar vom Rotor Wärme aufnimmt. Dieser Nulldurchgang des Wärmestroms tritt in der Messung erst bei noch höheren Ansaugdrücken auf.

Die simulierte Differenz des Gasenthalpiestroms überschreitet den gemessenen Wert deutlich. Diese Diskrepanz spiegelt sich allerdings nicht in den maximalen Gastemperaturen zum Zeitpunkt der druckseitigen Kammeröffnung wider. Vielmehr verdeutlicht die Gegenüberstellung von Messung und Simulation an dieser Stelle eine eher gute Übereinstimmung, **Bild 7**. Der Grund ist zunächst in der deutlich unzureichenden Abbildung des Wärmeübergangs im Druckstutzen der Pumpe zu finden. Hier wird zwar die Abweichung zu höheren Ansaugdrücken geringer, der absolute Fehler schlägt sich aber aufgrund des höheren Massenstroms in der Energiebilanz deutlicher nieder.

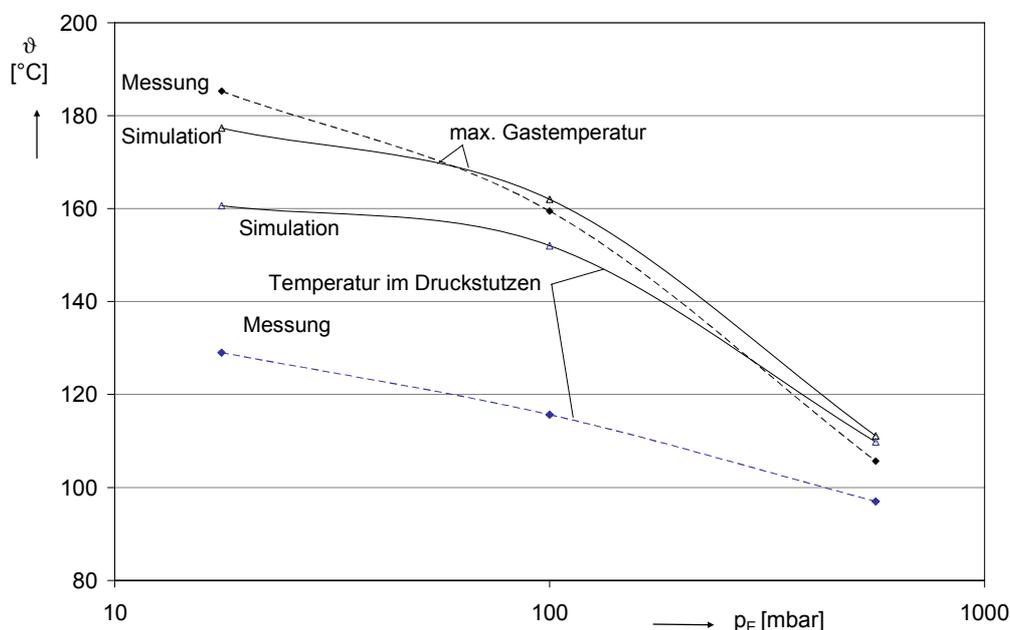


Bild 7: Temperaturvergleich zwischen Simulation und Messung als Funktion der Ansaugdruckes p_E , Drehzahl $n/n_{\max}=0,5$: maximale Gastemperatur im Arbeitsspiel zum Zeitpunkt druckseitigen Kammeröffnung und Temperatur im Druckstutzen

Der Wärmestrom, den das Arbeitsgas im Druckstutzen abgibt, wird in der Simulation dem Gehäuse zugerechnet. Damit ist zu erwarten, dass eine überschüssige Energie des Gases in der Simulation in erster Linie dem Gehäuse fehlen wird. Umso erstaunlicher ist also, dass die simulierten und gemessenen Wärmeströme des Gehäuses in einer vergleichbaren Größenordnung liegen und sich anstelle dessen die Diskrepanz auf die Rotorwärmeströme verlagert.

Eine detaillierte Erklärung für diesen Verlust der Abbildungsgüte hin zu höheren Ansaugdrücken zu finden, ist aufgrund der integralen Betrachtungsweise nur schwer möglich. Anderer-

seits überrascht die gefundene Tendenz wenig, da die Diskrepanz der auf unterschiedliche Weise berechneten Wärmeübergangskoeffizienten hin zu höheren Drücken größer wird. Die Schwäche der thermodynamischen Abbildung des Betriebsverhaltens liegt somit nicht bei hohen Druckverhältnissen (und dementsprechend hoher thermischer Belastung), sondern vielmehr bei hohen, untypischen Ansaugdrücken und relativ geringer thermischer Belastung.

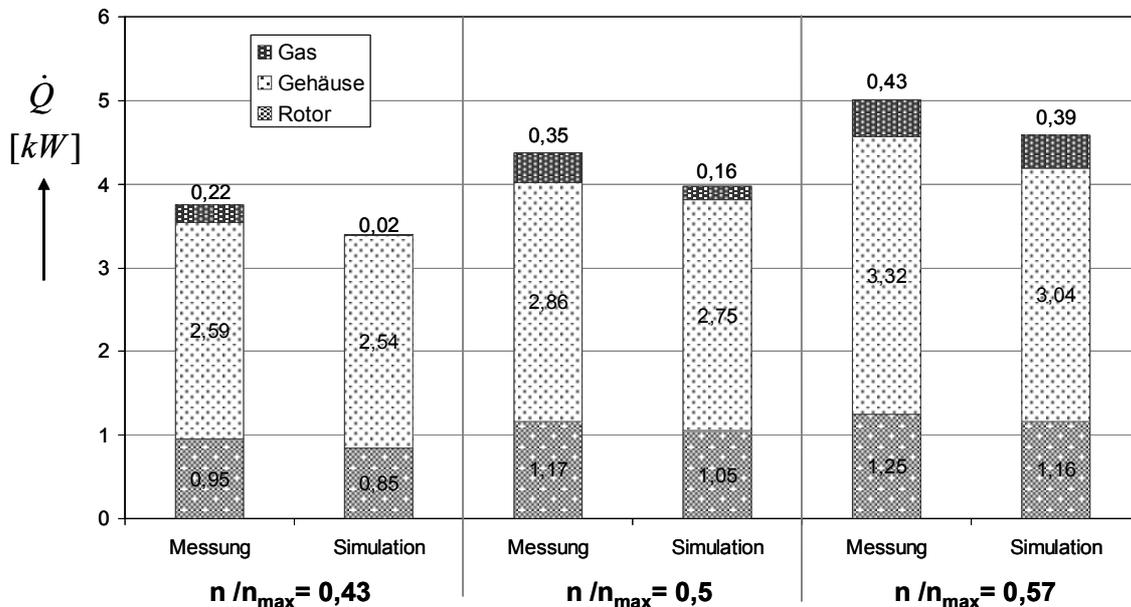


Bild 8: Vergleich von Simulation und Messung: Wärmeströme bei einem Ansaugdruck von $p_E=100\text{mbar}$, Parameter: Drehzahl n/n_{max}

Die Gegenüberstellung simulierter und gemessener Energieströme bei Variation der Rotordrehzahl im stationären Betrieb liefert **Bild 8**. Es ist festzustellen, dass die Tendenz zunehmender Wärmeströme mit zunehmender Drehzahl sich sowohl in der Messung als auch in der Simulation finden lässt. Auch die Quantitäten der Wärmeströme an Rotor und Gehäuse zeigen eine gute Übereinstimmung. Mit höherer Drehzahl wird auch die Diskrepanz zwischen gemessener und simulierter Differenz des Enthalpiestroms geringer, weil der ursächliche Wärmeübergang im Druckstutzen bei höheren Volumenströmen und kürzeren „Verweilzeiten“ im Druckstutzen eine geringere Abkühlung bewirkt.

6. Fazit

Trotz zahlreicher Modelle und Vereinfachungen, wie die Adaption der Wärmeübergangsmodelle des viskosen Strömungsbereichs im rotierenden System einer Vakuumpumpe, gaskinematische Stoffgrößenmodelle sowie Annahmen bezüglich der Strömungsgeschwindigkeit kann die thermische Belastung von Rotor und Gehäuse einer Vakuumpumpe mit hinreichend guter Übereinstimmung abgebildet werden. Bei der iterativen Anwendung von thermodyna-

mischer Simulation und thermischer Finite-Elemente-Rechnung zeigen auch die Bauteiltemperaturen, und maximalen Gastemperaturen im Arbeitsspiel eine gute Übereinstimmung.

7. Literatur

- [1] KAUDER, K., STRATMANN, D.: *Experimentelle Untersuchung und Simulation der Ladungswechsel einer Schraubenspindel-Vakuumpumpe –Teil 2*. In: Schraubenmaschinen Heft 13, S.53-66, Universität Dortmund, 2005
- [2] IOFFE, I.V. ET AL.: *Modeling a multistage claw rotor vacuum pump*. In: Journal of Vacuum Science and Technology /A, Band 13, Nr.3,S. 536-539, 1995
- [3] SU, Y.; ET AL.: *Theoretical study on the pumping mechanism of a dry scroll vacuum pump*. In: Vacuum, Band 47, Nr.6-8, S.815-818, 1996
- [4] KAUDER, K., JANICKI M., ROHE, A., KLIEM B., TEMMING J.: *Thermodynamic Simulation of Rotary Displacement Machines*. In: VDI (Hrsg.), *Schraubenmaschinen 2002*, VDI-Berichte 1715, Dortmund, S.1-16, 25. u. 26.September 2002
- [5] KAUDER, K., WENDEROTT, D.: *Analysis of flow rates as a basis for the simulation of dry-running rotational displacement pumps*. In: Proceedings of the I MECH E Part C Journal of Mechanical Engineering Science (Professional Engineering Publishing), Band 216, Nr.12, S. 1197-1205, 2002
- [6] GNIELINSKI, V.: *Wärmeübertragung bei erzwungener einphasiger Strömung. Wärmeübergang bei einer Strömung längs einer ebenen Wand*. In: VDI-Wärmeatlas, 6. Auflage, Blatt Ga, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1991
- [7] STRAUß, K.: *Strömungsmechanik*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1991
- [8] GNIELINSKI, V.: *Wärmeübertragung bei erzwungener einphasiger Strömung. Wärmeübergang bei der Strömung durch Rohre*. In: VDI-Wärmeatlas, 6. Auflage, Blatt Gb, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1991
- [9] KRAUSS, R.: *Stoffgrößen von Luft*. In: VDI-Wärmeatlas, 6. Auflage, Blatt Db, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1991
- [10] WUTZ, ET AL.: *Handbuch Vakuumtechnik. Theorie und Praxis*, 7. erweiterte Auflage, Vieweg, Braunschweig Wiesbaden, 2000
- [11] WENDEROTT, D.: *Spaltströmungen im Vakuum*, Dissertation, Universität Dortmund, Fortschrittsberichte VDI, Reihe 7, Nr.423, VDI-Verlag, Düsseldorf, 2001
- [12] KAUDER, K., ROHE, A.: *Verification of a program system for the simulation of the thermodynamic state variables of a gas in displacement vacuum pumps*. In: VDI (Hrsg.), *Schraubenmaschinen 2002*, VDI-Berichte 1715, Dortmund, S.239-252, 25. u. 26.September 2002
- [13] ROHE, A.: *Wärmehaushalt von Schraubenspindel-Vakuumpumpen*. Dissertation , Universität Dortmund 2005, <http://hdl.handle.net/2003/21484>
- [14] KAUDER, K., PFALLER, D.: *Energetische Auslegung von Schraubenspindel-Vakuumpumpen –Teil 1*. In: Schraubenmaschinen Heft 13, S.37-52, Universität Dortmund, 2005