

Technische Universität München  
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

# **Analytische Modellierung der temperatur- und gasdruckabhängigen effektiven Wärmeleitfähigkeit von Pulvern**

**Stephan Parzinger**

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

DOKTOR – INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr.rer.nat. Dr.h.c. U. Walter

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
2. Prof. Dr.-Ing. E.h. Raymond Viskanta, Ph.D. (em.)  
Purdue Univ., West Lafayette, USA

Die Dissertation wurde am 26.02.2014 bei der Technischen Universität München eingereicht  
und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 28.05.2014 angenommen.



---

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München. Sie wurde durch das Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie über das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt gefördert.

Zum Abschluss dieser Arbeit ist es mir ein besonderes Anliegen, allen, die mich in irgendeiner Weise dabei unterstützt haben, zu danken.

Besonders danken möchte ich meinem Doktorvater, Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer, für die Betreuung der Arbeit und die Übernahme des Hauptreferats. Darüber hinaus bedanke ich mich bei ihm für das in mich gesetzte Vertrauen, die wissenschaftlichen zielführenden Diskussionen und die wertvollen Impulse während meiner Zeit am Lehrstuhl.

Herzlich danke ich Prof. Dr.-Ing. E.h. Raymond Viskanta Ph.D. (em.) für die freundliche Übernahme des Koreferats und besonders für die fachlichen Diskussionen schon während der Arbeit. Für die Übernahme des Vorsitzes bei der mündlichen Prüfung möchte ich auch meinen Dank an Prof. Dr.rer.nat. Dr.h.c. Ulrich Walter richten.

Für die freundschaftliche Zusammenarbeit möchte ich mich bei allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern sowie den Werkstätten und dem Sekretariat des Lehrstuhls bedanken. Mein besonderer Dank gilt dabei Dr.-Ing. Markus Spinnler. Durch seine freundschaftliche und fachliche Unterstützung trug er wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit bei. Meinen Projektkollegen des Lehrstuhls für Raumfahrttechnik Dr. Alexander Hoehn (Ph.D), Dr.-Ing. Philipp Hager, Philipp Reiss, Matthias Pfeiffer und Thomas Dirlich möchte ich meinen besonderen Dank für die gute wissenschaftliche Zusammenarbeit sowie für die freundschaftliche Atmosphäre aussprechen. Ausdrücklich möchte ich auch einigen der Gründungsmitglieder der Weißwurstgruppe Michael Hertweck, Ralf Blumenthal, Michael Wagner und Sebastian Bomberg stellvertretend für die gesamte Gruppe für die lustigen und wohlschmeckenden Freitagsrunden danken. Für ihre Freundschaft und Unterstützung sei an dieser Stelle stellvertretend für viele andere Balbina Hampel, Christoph Jörg, Georg Baumgartner, Josef Haßberger, Lorenz Böck, Norbert Heublein, Johannes Weinzierl, Katrin Johé und Dr.-Ing. Christoph Mayer gedankt.

---

Mein Dank gilt auch meinen ehemaligen Studenten , die durch ihre Unterstützung beim Aufbau des Prüfstandes, bei Messkampagnen sowie bei der Auswertung einen wertvollen Beitrag zum Gelingen des Projektes geliefert haben. Stellvertretend für alle möchte ich mich bei Maximilian Möckl, Benjamin Weinreiter und Hans Winbauer bedanken

Auch wenn es ihnen wahrscheinlich nicht immer bewusst war, wie sie mich durch die lustige und aufheiternde Zeit außerhalb der Arbeit unterstützt haben, möchte ich mich auch bei meinen Freunden bedanken. Stellvertretend für alle danke ich meinen ehemaligen WG-Kollegen Martin Stoiber, Martin Bura, Alexander Schweikl und vor allem meinem besten Freund Ralf Kratschmer, der mich durch schwierige Zeiten begleitet hat.

Meinen Eltern Monika und Willibald danke ich für ihre langjährige Unterstützung und den Rückhalt während meiner gesamten Ausbildung. Auch meinem Bruder Matthias und meiner Schwester Veronika möchte ich an dieser Stelle für ihre bedingungslose Unterstützung vor allem gegen Ende der Arbeit herzlichst danken. Ohne meine Familie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

München, im Juli 2014

Stephan Parzinger

---

## **Kurzfassung**

Für zukünftige lunare Explorationsmissionen, aber auch für terrestrische Anwendungen wie Wärmedämmstoffe und Kugelbetten in Reaktoren ist die Kenntnis der effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Medien essentiell. Um diese analytisch für unterschiedliche Korngrößen und Porositäten zu beschreiben, wird in der vorliegenden Arbeit ein Modell entwickelt, das sämtliche Wärmetransportmechanismen berücksichtigt: Strahlung, Festkörperkontaktleitung, Gasleitung und Festkörper-Gas-Kopplung nahe den Berührungspunkten der Partikel. Neben der Anwendung der HERTZSCHEN Pressung und der kinetischen Gastheorie für Kontakt- bzw. Gasleitung, wird ein neuer Ansatz entwickelt, um Modelle für Wärmedämmstoffe und Schüttungen zu kombinieren. Dadurch wird der Gültigkeitsbereich bzgl. Korngröße und Porosität erweitert. Der Einfluss der Strahlung wird unter Berücksichtigung von Absorption und Streuung nach der MIE-Theorie berechnet (Wärmedämm-Modell). Zur Beschreibung der Festkörper-Gas-Kopplung unter Berücksichtigung der Partikelform wird eine zylindrische Einheitszelle entwickelt (Schüttungs-Modell). Somit wird eine Lücke zwischen den Modellen für Wärmedämmstoffe und Schüttungen geschlossen. Das resultierende Modell wird anhand neuer experimenteller Daten validiert.

## **Abstract**

For future moon exploration missions, but also for terrestrial applications like thermal insulations and pebble-bed reactors, knowledge of the effective thermal conductivity of porous media is essential. In order to determine the conductivity for different particle diameters and degrees of porosity analytically, a model is developed which accounts for the following heat transfer mechanisms: solid contact conduction, gas conduction, radiation and solid-gas-coupling in the vicinity of the contact points. Besides the application of the HERTZ and kinetic gas theory for contact and gas conduction, respectively, a new concept is developed to combine models for insulations and packed beds. Thus, the range of validity with respect to particle diameter and porosity is extended. The influence of radiation is determined using MIE-theory taking absorption and scattering into account (insulation-model). For the description of solid-gas-coupling including the particle shape, a cylindrical unit-cell model is developed (packed bed-model). Thus, a gap between insulation- and packed bed-models is closed. The resulting model is validated with new experimental data.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>xvii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xix</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>xxi</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Projekthintergrund und Zielsetzung . . . . .	3
1.2 Struktur der Arbeit . . . . .	4
<b>2 Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Eigenschaften und Umgebungsbedingungen des Mondes . . . . .	5
2.1.1 Oberflächeneigenschaften des Mondes . . . . .	6
2.1.2 Lunare Umgebungsbedingungen . . . . .	6
2.1.3 Eigenschaften des lunaren Regoliths . . . . .	9
2.1.4 Gebundene Moleküle im lunaren Regolith . . . . .	15
2.1.5 Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit lunaren Regoliths	18
2.1.6 Mondstaubsimulat JSC-1A . . . . .	21
2.2 Wärmetransportmechanismen in porösen Medien . . . . .	22
2.2.1 Wärmetransport durch Strahlung . . . . .	23
2.2.2 Wärmetransport über die Festkörperkontakte . . . . .	35
2.2.3 Wärmetransport durch Gasleitung . . . . .	36
2.2.4 Kopplung der Festkörper- und Gasleitung . . . . .	39
2.2.5 Druck- und Temperaturabhängigkeit der einzelnen Wärmetransportmechanismen . . . . .	41
2.3 Methoden zur experimentellen Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit . . . . .	43
2.3.1 Stationäre Messverfahren . . . . .	43
2.3.2 Instationäre Messverfahren . . . . .	44
2.3.3 Round-Robin Tests . . . . .	46

<b>3</b>	<b>Literaturübersicht</b>	<b>47</b>
3.1	Kopplungsmodelle der Wärmetransportmechanismen . . . . .	48
3.1.1	Modelltyp 1: Lösung der LAPLACE-Gleichung . . . . .	48
3.1.2	Modelltyp 2: Verschaltung thermischer Widerstände des Gesamtsystems . . . . .	55
3.1.3	Modelltyp 3: Einheitszellenmodell . . . . .	59
3.1.4	Auswahl geeigneter Modelle . . . . .	70
3.2	Experimentelle Daten . . . . .	71
3.3	Aufgabenstellung und Wissensmehrung . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>77</b>
4.1	Experimenteller Aufbau und Messprinzip des Einplatten- Messapparats . . . . .	78
4.2	Experimentelle Bestimmung des Extinktionskoeffizienten . . . .	80
4.3	Aufbau der Versuchsanlage . . . . .	82
4.3.1	Heizeinheit und Probenbehälter . . . . .	83
4.3.2	Wärmesenke und Wärmestrom-Messplatte . . . . .	84
4.3.3	Vakuumkammer und Peripherie . . . . .	86
4.4	Messtechnik . . . . .	88
4.4.1	Sensorik für Druckmessungen . . . . .	88
4.4.2	Sensorik für Thermalmessungen . . . . .	88
4.5	Datenerfassung und -auswertung . . . . .	90
4.6	Fehlerbetrachtung . . . . .	91
4.6.1	Zufälliger Fehler . . . . .	92
4.6.2	Fehlerfortpflanzung . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Experimentelle Untersuchungen</b>	<b>97</b>
5.1	Charakterisierung der experimentell untersuchten Pulver- und Kugelschüttungen . . . . .	98
5.1.1	Chemische Zusammensetzung . . . . .	98
5.1.2	Physikalische Eigenschaften . . . . .	99
5.2	Vorversuche . . . . .	101
5.2.1	Bestimmung der Leckrate der Vakuumkammer . . . . .	101
5.2.2	Atmosphärische Validierung des Versuchsstandes . . . .	102
5.2.3	Zwischenfazit . . . . .	103

5.3	Experimentelle Ergebnisse der untersuchten Pulver- und Kugelschüttungen . . . . .	103
5.3.1	Vakuumbedingungen . . . . .	104
5.3.2	Druckabhängigkeit . . . . .	105
5.3.3	Atmosphärische Bedingungen . . . . .	107
5.4	Einfluss der Partikelgröße auf die effektive Wärmeleitfähigkeit poröser Medien . . . . .	108
5.4.1	Vakuumbedingungen . . . . .	108
5.4.2	Druckabhängigkeit . . . . .	110
5.5	Zwischenfazit . . . . .	111
<b>6</b>	<b>Validierung der Standardmodelle</b>	<b>113</b>
6.1	Vakuumbedingungen . . . . .	114
6.2	Druckabhängigkeit . . . . .	117
6.3	Atmosphärische Bedingungen . . . . .	120
6.4	Zwischenfazit . . . . .	122
<b>7</b>	<b>Modellierung der effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Pulver</b>	<b>125</b>
7.1	Modellierung des Wärmetransports durch Strahlung . . . . .	126
7.1.1	Modell für Absorption und Streuung . . . . .	126
7.1.2	Modell für reine Absorption . . . . .	127
7.2	Modellierung der Festkörperkontakt- und Gasleitung . . . . .	129
7.3	Modellierung der Festkörper-Gas-Kopplung . . . . .	130
7.3.1	Aufbau der Einheitszelle nach SWIMM ET AL. . . . .	131
7.3.2	Integration der Partikelform . . . . .	133
<b>8</b>	<b>Validierung des angepassten Modells</b>	<b>137</b>
8.1	Vergleich der Strahlungsansätze für Streuung und Absorption . .	137
8.1.1	Validierung experimenteller Daten sphärischer Partikel im Vakuum . . . . .	137
8.1.2	Abhängigkeit der Extinktion vom Partikeldurchmesser . .	139
8.2	Experimentelle Validierung der Festkörper-Gas-Kopplung für sphärische Partikel . . . . .	141
8.3	Validierung des Gesamtmodells für Pulver . . . . .	143
8.3.1	Vakuum . . . . .	143
8.3.2	Druckabhängigkeit . . . . .	144
8.3.3	Atmosphärische Bedingungen . . . . .	145
8.4	Sensitivitätsanalyse des integrierten Formfaktors . . . . .	147

<b>9 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>151</b>
<b>Anhang</b>	<b>155</b>
<b>A MIE-Theorie - Bestimmung des effektiven Extinktionskoeffizienten</b>	<b>157</b>
<b>Verzeichnis betreuter Studienarbeiten</b>	<b>159</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>161</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Von der Erde sichtbare Seite des Mondes mit eingezeichneten Landepunkten der Apollo Missionen (Koordinaten aus [48]); dunkle Flächen stellen Maria, helle Flächen Hochlandebenen dar	7
2.2	Schematische Darstellung der unterschiedlichen Gesteinsschichten der oberen Mondkruste in Abhängigkeit der Tiefe $x$ basierend auf Schallgeschwindigkeitsmessungen nach TOKSÖZ ET AL. [141]	10
2.3	Agglutiniertes Regolithpartikel (a), durch Einschläge hochenergetischer, kosmischer Staubpartikel verursachter Mikrokrater auf der Partikeloberfläche (b) [48]	11
2.4	Porosität in Abhängigkeit der Partikelverteilung; (a) Hohe Porosität durch Kettenbildung kleiner Partikel ( $d < 100 \mu\text{m}$ ) durch Haftkräfte; (b) niedrige Porosität bei breiter Korngrößenverteilung [134]	14
2.5	Ionenintensität des Quadrupol-Massenspektrometers der untersuchten ausgegasteten SWIPs über der Temperatur von Apollo 11, Sandprobe 10086, nach GIBSON und JOHNSON [40]; Tabelle der Konzentration der volatilen Elemente im Regolith nach FEGLEY und SWINDLE [35]	17

2.6	Experimenteller Fit der effektiven Wärmeleitfähigkeiten im Vakuum von terrestrischer Proben verschiedener Apollo Missionen nach CREMERS ET AL. [22, 23, 25–27] auf Primärachse (PA); lunare in-situ Messungen in verschiedenen Tiefen des Mondbodens nach LANGSETH ET AL. [71] [73] auf Sekundärachse (SA) . . .	19
2.7	Wärmeleitmechanismen in porösen Medien: Strahlung (1), Festkörperkontaktleitung (2), Gasleitung (3) und Festkörper-Gas-Kopplung (4) . . . . .	23
2.8	Strahlungswärmeleitfähigkeit $\lambda_{\text{rad}}$ in Abhängigkeit der Temperatur $T$ unterschiedlicher Modelle für JSC-1A (75 $\mu\text{m}$ ) . . . . .	28
2.9	Optische Dicke und Eindringtiefe der thermischen Strahlung in Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten . . . . .	32
2.10	SMOLUCHOWSKI-Effekt: (a) Wärmeleitfähigkeit eines Fluids in Abhängigkeit vom Gasdruck mit eingezeichneten Regimes; schematische Darstellung der mittleren freien Weglänge in Beziehung zur charakteristischen Länge $L$ für freie Molekularströmung (b), für Übergangsströmung (c) und für Kontinuumsströmung (d) . . . . .	38
2.11	(a) Schematische Darstellung der Festkörper-Gas-Kopplung (roter Pfad) in Abhängigkeit der Spaltweite bzw. Knudsen-Zahl $\text{Kn}$ ; (b) Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{\text{gas}}$ und des thermischen Widerstandes des Gases $R_{\text{th,gas}}$ von der Spaltweite $\delta$ . . . .	40
2.12	Anteil der einzelnen Wärmeleitmechanismen am Gesamtwärmetransport für verschiedene Durchmesser und Porositäten ( $\uparrow$ = hoch, $\downarrow$ = niedrig) sowie Druckzustände . . . . .	42

2.13	Temperaturverlauf des Heizers bei der Hitzdrahtmethode [110] (a); Aufwärmgeschwindigkeit der Temperaturmessstelle in definiertem Abstand zum Heizer bei der Wärmepulsmessmethode [161] (b) . . . . .	45
3.1	Exakte Berechnung des Temperatur- und Wärmestromprofils durch die Lösung der LAPLACE-Gleichung . . . . .	48
3.2	Verschaltung von thermischen Widerständen zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit, (a) Reihenschaltung, (b) Parallelschaltung und (c) Kombination aus seriellen und parallelen Widerständen . . . . .	56
3.3	Beispiel einer Einheitszelle (Modelltyp 3); exemplarische Parallelschaltung dreier thermischer Widerstände $R_{th,1}$ , $R_{th,2}$ und $R_{th,3}$	59
3.4	Temperatur- und Druckregimes experimenteller Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Pulvern verschiedener Autoren	73
4.1	Schematische Darstellung des Versuchsstandes zur Messung der Wärmeleitfähigkeit poröser Medien über Gasdruck und Temperatur	78
4.2	Exemplarische Darstellung der Temperaturabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit eines Pulvers im Vakuum zur Bestimmung des Extinktionskoeffizienten . . . . .	81
4.3	Versuchsstand zur Ermittlung der effektiven Wärmeleitfähigkeit geöffnet (a) und geschlossen (b) . . . . .	83
4.4	IR-Heizelement mit Absorberplatte und Probenbehälter; Photo Versuchsaufbau (a) und schematische Abbildung (b) . . . . .	84
4.5	Wärmestrom-Messplatte montiert auf Kühlsystem (a); Unteransicht des konstruierten Kühlers (b) . . . . .	85

4.6	Konstruierter Elektroanschluss (a)(c) und Thermoelementanschlüsse (b)(d) . . . . .	87
4.7	Abbildung eines Pirani Drucksensors (a) mit schematischer Skizze des Messprinzips (c); Abbildung eines kapazitiven Drucksensors (b) mit schematischer Skizze des Messprinzips (d)	89
4.8	Benutzeroberfläche der in LabVIEW implementierten Messdatenanalyse . . . . .	91
4.9	Mittlere Fehler des Funktionswertes der experimentellen Ergebnisse der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Quarzsand unter Atmosphäre, über Gasdruck und im Vakuum . . . . .	94
5.1	Mikroskopaufnahmen präparierter Schliffproben von JSC-1A (a), Quarzsand (b), Aluminiumoxid-Pulver (c) und SAZ-Perlen (d)	100
5.2	Experimentelle Validierung der Einplatten-Messanlage (x) mit Daten des Forschungsinstituts für Wärmeschutz in München (durchgezogene Linie) unter atmosphärischen Bedingungen; (a) Referenzmaterial Blähglas, (b) JSC-1A (75 $\mu\text{m}$ ) . . . . .	102
5.3	Effektive Wärmeleitfähigkeit verschiedener Pulver im Vakuum (0,1 Pa) mit experimentell bestimmten effektiven Extinktionskoeffizienten $E^*$ . . . . .	104
5.4	Effektive Wärmeleitfähigkeit verschiedener Pulver von Vakuum bis zu atmosphärischen Bedingungen bei einer mittleren Temperatur der Probe von 400 K . . . . .	106
5.5	Effektive Wärmeleitfähigkeit verschiedener Pulver unter atmosphärischen Bedingungen mit steigender Temperatur . . . . .	107
5.6	Experimentelle Ergebnisse im Vakuum; Abhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Temperatur und Korngröße für SAZ-Perlen (a) und JSC-1A (b) . . . . .	109

5.7	Experimentelle Ergebnisse der Druckabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit verschiedener Korngrößen für SAZ-Perlen (a) und JSC-1A (b) . . . . .	111
6.1	Abweichungen der effektiven Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Modelle von den experimentellen Ergebnissen von JSC-1A (75 $\mu\text{m}$ ) im Vakuum; durchgezogene Linie stellt Trend der experimentellen Daten dar . . . . .	115
6.2	Abweichungen der effektiven Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Modelle von den experimentellen Ergebnissen von JSC-1A (75 $\mu\text{m}$ ) über Gasdruck (400 K); durchgezogene Linie stellt Trend der experimentellen Daten dar . . . . .	119
6.3	Abweichungen der effektiven Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Modelle von den experimentellen Ergebnissen von JSC-1A (75 $\mu\text{m}$ ) unter Atmosphäre; durchgezogene Linie stellt Trend der experimentellen Daten dar . . . . .	121
6.4	Exemplarischer Vergleich der Modelle von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER (ZBS) und KAGANER für unterschiedliche Porosität ( $d = 75 \cdot 10^{-6}$ m) (a) und Partikeldurchmesser ( $\Psi = 0,5$ ) (b) bei atmosphärischen Bedingungen und Raumtemperatur (300 K) .	123
7.1	Verschaltung der thermischen Widerstände für Strahlung $R_{\text{th, rad}}$ , Gas $R_{\text{th, gas}}$ , Festkörperkontakt $R_{\text{th, FK}}$ und Festkörper-Gas-Kopplung $R_{\text{th, F-G}}$ . . . . .	125
7.2	Schematische Darstellung der geometrischen Vereinfachung der Hohlräume zwischen den kugelförmigen Partikeln nach VORTMEYER und BÖRNER [154] . . . . .	128
7.3	Einheitszelle nach SWIMM ET AL. und geometrische Beziehungen: Seitenansicht (a), Draufsicht (b) . . . . .	132

7.4	Schematische Darstellung der Integration der Partikelform in das Einheitszellenmodell über die Änderung des Spaltabstandes durch elliptische Anpassung der Kontaktstelle . . . . .	133
7.5	Einheitszelle mit geometrischen Beziehungen nach SWIMM ET AL. (a) und mit Integration der Partikelform (b) . . . . .	134
8.1	Validierung des E-Modells mit integriertem radiativen Wärmetransport nach CAPS ET AL. [15] und nach KASPAREK und VORTMEYER (KV) [62] für sphärische SAZ Partikel unterschiedlicher Durchmesser im Vakuum . . . . .	138
8.2	Vergleich der effektiven Extinktionskoeffizienten $E^*$ unterschiedlicher Partikeldurchmesser der Experimente mit den Modellen von CAPS ET AL. und KASPAREK und VORTMEYER (KV) . . .	140
8.3	Validierung des E-Modells für sphärische SAZ Partikel unterschiedlicher Durchmesser über den Gasdruck (400 K) . . . . .	142
8.4	Validierung des E-Modells mit integriertem radiativen Wärmetransport nach CAPS ET AL. für unterschiedliche Pulverschüttungen im Vakuum . . . . .	144
8.5	Spektrale Transmission von $\text{Al}_2\text{O}_3$ [142] und $\text{SiO}_2$ [90] . . . . .	145
8.6	Validierung des E-Modells (CAPS ET AL.) für unterschiedliche Pulverschüttungen über Gasdruck (400 K) . . . . .	146
8.7	Validierung des E-Modells (CAPS ET AL.) für unterschiedliche Pulverschüttungen unter Atmosphäre . . . . .	147
8.8	Sensitivitätsanalyse des modellintegrierten Formfaktors $F_{\text{ell}}$ (a), Schliffbilder der untersuchten Proben (b) bis (e) . . . . .	148
8.9	Vergleich der Form von lunarem Regolith (Lunar soil 70009 Apollo 17) [138] (a) und Simulat JSC-1A (b) anhand von Mikroskopaufnahmen . . . . .	149

# Tabellenverzeichnis

2.1	Physikalische Eigenschaften des Mondes im Vergleich zur Erde [48] . . . . .	5
2.2	Unterschiede der chemischen Zusammensetzung lunaren Regoliths in den Maria und Hochlandebenen [146] . . . . .	12
2.3	Bereich der Median- und mittleren Durchmesser lunaren Regoliths aus den Apollo-Missionen [48] . . . . .	13
2.4	Tiefenabhängige Porosität und Rohdichte lunaren Regoliths [48]	15
2.5	Experimentell bestimmte Modell-Konstanten $A_{FK}$ und $B_{rad}$ zur Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von lunarem Regolith verschiedener Apollo-Missionen . . . . .	20
2.6	Definition von Wärmedämmstoffen, Pulver und Schüttungen bezüglich Porosität $\Psi$ und Partikeldurchmesser $d$ . . . . .	22
2.7	Näherungsmodelle für Absorption . . . . .	26
2.8	Einfluss des Asymmetriefaktors $\bar{\mu}$ auf die Streuung der Strahlung $I_{rad}$ . . . . .	30
3.1	Modelle Typ 1a: Berücksichtigung der Mechanismen Festkörperkontakt (FK), Strahlung (rad) und Druckabhängigkeit (p) ( $\surd$ = ja, X = nein) . . . . .	49

3.2 Modelle Typ 1b: Berücksichtigung der Mechanismen Festkörperkontakt (FK), Strahlung (rad) und Druckabhängigkeit (p) (✓ = ja, X = nein) . . . . .	52
3.3 Modelle Typ 2: Berücksichtigung der Mechanismen Festkörperkontakt (FK), Strahlung (rad) und Druckabhängigkeit (p) (✓ = ja, X = nein) . . . . .	57
3.4 Modelle Typ 3: Berücksichtigung der Mechanismen Festkörperkontakt (FK), Strahlung (rad) und Druckabhängigkeit (p) (✓ = ja, X = nein) . . . . .	61
3.5 Überblick der untersuchten Modelle . . . . .	71
4.1 Terminologie der durchgeführten Versuchsreihen . . . . .	77
4.2 Experimentelle Parameter zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit mit dem Einplatten-Messgerät . . . . .	80
4.3 Standardabweichung des Mittelwerts der experimentell ermittelten effektiven Wärmeleitfähigkeit von Quarzsand im Vakuum, bei 5000 Pa und unter atmosphärischen Bedingungen . . . . .	93
5.1 Chemische Zusammensetzung der experimentell untersuchten Pulver . . . . .	98
5.2 Physikalische Daten der experimentell untersuchten Proben: Partikeldurchmesser $d$ , Porosität $\Psi$ , Festkörperwärmeleitfähigkeit $\lambda_{FS}$ , E-Modul $Y$ [95], Querkontraktionszahl $\gamma$ [95], Emissivität $\epsilon$ [102] und komplexer Brechungsindex $m$ . . . . .	99
6.1 Untersuchte poröse Proben unterschiedlicher Autoren nach Partikelgrößen aufsteigend sortiert . . . . .	113

---

6.2	Aus den theoretischen Ergebnissen der Modelle unterschiedlicher Autoren bestimmte Extinktionskoeffizienten $E$ von JSC-1A (75 $\mu\text{m}$ ) . . . . .	114
6.3	Partikeldurchmesser $d$ und Porosität $\Psi$ der Proben zur Validierung der Modelle unterschiedlicher Autoren im Vakuum bei höheren Temperaturen . . . . .	116
6.4	Partikeldurchmesser $d$ und Porosität $\Psi$ der Proben zur Validierung der Modelle unterschiedlicher Autoren mit variierendem Gasdruck . . . . .	118
6.5	Partikeldurchmesser $d$ und Porosität $\Psi$ der Proben zur Validierung der Modelle unterschiedlicher Autoren unter Atmosphäre bei höheren Temperaturen . . . . .	122



# Symbolverzeichnis

## Lateinische Buchstaben

$A$	Fläche	$m^2$
$A_{FK}$	Konstante für Festkörperkontaktleitung	$W m^{-1} K^{-1}$
$A_{lu}$	Term für Wärmeleitung im Spalt	-
$a$	Temperaturleitfähigkeit	$m^2 s^{-1}$
$a$	kurze Halbachse Ellipse	m
$a_n$	Streukoeffizient	-
$B_r$	Durchlassfaktor Strahlung	-
$B_{rad}$	Konstante für Strahlungsleitung	$W m^{-1} K^{-4}$
$b$	lange Halbachse Ellipse	m
$b_n$	Streukoeffizient	-
$C$	Konstante instationäre Wärmeleitfähigkeitsmessung	-
$C_{gas}$	Konstante für Gasleitung	-
$c$	spezifische Wärmekapazität	$J kg^{-1} K^{-1}$
$D$	Konstante instationäre Wärmeleitfähigkeitsmessung	-
$D_{fr}$	Fraktale Dimension	-
$D_{ft}$	Tortuose fraktale Dimension	-
$D_p$	Eindringtiefe	m

$d$	Partikeldurchmesser	m
$E$	Extinktionskoeffizient	$m^{-1}$
$E^*$	effektiver Extinktionskoeffizient	$m^{-1}$
$e$	Faktor Strahlungsmodell	-
$\mathfrak{E}$	Einsteinkoeffizient	-
$F_{\text{err}}$	Fehler	%
$F$	Formfaktor	-
$F_E$	Strahlungsaustauschgrad	-
$G$	Konduktion nach SLAVIN ET AL. [129]	$W K^{-1}$
$G_{\text{FK}}$	Kraft zur Kontaktflächenberechnung	N
$h$	Wärmeübertragungskoeffizient für Strahlung	$W m^{-2} K^{-1}$
$I$	Strahlungsintensität	$W m^{-2}$
$I_b$	Strahlungsintensität eines schwarzen Körpers	$W m^{-2}$
$I_{\text{max}}$	maximaler Strom	A
$K$	Konstante nach OGNIEWICZ UND YOVANOVICH [99]	-
$k$	auf Gas bezogene Wärmeleitfähigkeit, $k = \frac{\lambda}{\lambda_f}$	-
$L$	charakteristische Länge	m
$l_m$	freie Weglänge der Gasmoleküle	m
$M$	Molmasse	$kg mol^{-1}$
$M_{\text{cr}}$	Mikro- und Makrorisse	-
$m$	komplexer Brechungsindex	-
$m'$	Realteil des komplexen Brechungsindex	-
$m''$	Imaginärteil des komplexen Brechungsindex	-
$N$	Anzahl Kontaktstellen pro Partikel	-
$n$	Anzahl Messungen	-

$P$	flächenspezifische Kraft	$\text{N m}^{-2}$
$p$	Gasdruck	Pa
$Q$	Gewichtungsfaktor	-
$Q$	Querschnitt	-
$\dot{Q}$	Wärmestrom	W
$q$	längenspezifische Leistung	$\text{W m}^{-1}$
$q_{pV,L}$	Leckrate Vakuumkammer	$\text{mbar l s}^{-1}$
$\dot{q}$	Wärmestromdichte	$\text{W m}^{-2}$
$R$	Widerstand	$\text{K W}^{-1}$
$R$	universelle Gaskonstante	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
$r$	Radius	m
$s$	Standardabweichung	-
$s_r$	Rauigkeit	m
$T$	Temperatur	K
$t$	Dicke	m
$t$	Zeit	s
$U$	Spannung	V
$V$	Volumen	$\text{m}^3$
$W$	Konstante nach SWIMM ET AL. [137]	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
$X$	geometrische Abmessung	m
$x$	Messwert	-
$x_{\text{rad}}$	Skalierungsfaktor	-
$Y$	Elastizitätsmodul	$\text{N mm}^{-2}$
$x, y, z$	kartesische Koordinaten	m

## Griechische Symbole

$\alpha_{\text{rad}}$	Absorptionskoeffizient	-
$\beta$	Konstante für Gasleitung	-
$\delta$	Spaltabstand zwischen Partikel	m
$\bar{\delta}$	Höhe Feststoffanteil in Einheitszelle	m
$\gamma$	Querkontraktionszahl	-
$\epsilon$	Emissionsgrad	-
$\epsilon'$	scheinbarer Emissionsgrad	-
$\theta$	Winkel	°
$\kappa$	Akkomodationskoeffizient	-
$\Lambda$	Wellenlänge	m
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
$\mu$	Richtungswinkel Strahlung (= $\cos\theta$ )	-
$\mu'$	Integrationsvariable	-
$\bar{\mu}$	Asymmetriefaktor	-
$\xi$	Gewichtungsfunktion Korngrößenverteilung	$\text{m}^{-1}$
$\Pi$	Porosität Einheitszelle	-
$\rho$	Dichte	$\text{kg m}^{-3}$
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$
$\sigma_{\text{rad}}$	Streukoeffizient	-
$\tau_0$	optische Dicke	m
$\Phi$	Sichtfaktor	-
$\varphi$	Abflachungsfaktor	-
$\Psi$	Porosität	-

---

$\zeta$	Phasenfunktion der Streuung	-
$\bar{\Psi}$	Feststoffanteil ( $= 1 - \Psi$ )	-
$\Omega$	Albedo	-
$\omega$	Deformationstiefe am Ursprung	m

## Indizes

A	parallele Verbindung der Kugeln
atm	Atmosphäre
eff	effektiv
ell	Ellipse
ext	Extinktion
f	Fluid
F-G	Festkörper-Gas
FK	Festkörperkontakt
FS	Feststoff
gas	Gasleitung
ges	gesamt
HR	Hohlraum
konv	Konvektion
L	serielle Verbindung der Kugeln
m	mittel
max	maximal

min	minimal
nb	nicht berührende Partikel
o	oben
P	Partikel
pr	Probe
r	Mengenart
rad	Strahlung
ref	Referenzplatte
st	Sierpinski-Teppich
str	Streuung
SuV	Schumann und Voss
sys	System
t	thermischer Weg
th	thermisch
u	unten
va	Vakuum
Z	Zelle

## **Dimensionslose Kennzahlen**

Gr	Grashof-Zahl	-
Kn	Knudsen-Zahl	-

## Akronyme

AMU	engl: Atomic Mass Unit
bcc	engl.: body centered cubic
DIN	Deutsches Institut für Normung
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
E-Modell	Ellipse-Modell
EPOXI	engl.: Extrasolar Planet Observation and Deep Impact Extended Investigation
ESA	engl.: ESA - European Space Agency
fcc	engl.: face centered cubic
FIW	Forschungsinstitut für Wärmeschutz
ISRU	engl.: In-Situ Resource Utilization
ISS	engl.: International Space Station
JSC	engl.: Johnson Space Center
KV	Kasperek und Vortmeyer
LCROSS	engl.: Lunar Crater Observation and Sensing Satellite
LRO	engl.: Lunar Reconnaissance Orbiter
LUISE 1	<b>L</b> unarer <b>I</b> n- <b>S</b> itu Ressourcen <b>E</b> xperimentdemonstrator
LUISE 2	Technologien für <b>L</b> unares <b>I</b> n- <b>S</b> itu Gasextraktions- <b>E</b> xperiment
NASA	engl.: National Aeronautics and Space Administration
NEO	engl.: Near Earth Object
ORBITEC	engl.: Orbital Technologies Corporation

sc	engl.: simple cubic
SWIP	engl.: Solar Wind Implanted Particle
VIMS	engl.: Visible and Infrared Mapping Spectrometer
ZAE	Zentrum für Angewandte Energieforschung
ZBS	Zehner, Bauer und Schlünder

# 1 Einleitung

Seit Jahrhunderten ist die Erforschung des Universums ein Kerngedanke des Menschen. KONSTANTIN ZIOLKOWSKI, der als Vater der modernen Raumfahrttheorie gilt, veröffentlichte bereits 1903 erstmals theoretische Betrachtungen des Raketenantriebs als Raketengleichung und legte somit die Grundlage der heutigen Raumfahrttechnik. Erst 1957 gelang es der UdSSR, den ersten Satelliten und schließlich 1961 mit JURI GAGARIN den ersten Menschen ins Weltall zu befördern. Am 20. Juli 1969 wurde mit NEIL ARMSTRONG als erstem Menschen auf dem Mond und den folgenden Apollo Missionen eine neue Ära der Mond- und Weltraumerforschung eingeleitet. Durch die russische Raumstation MIR<sup>1</sup> und die internationale Raumstation ISS<sup>2</sup> wurde der Grundstein für Forschungsarbeiten unter Mikrogravitation gelegt.

Neben Merkur und Venus ist der Mars einer der Planeten unseres Sonnensystems mit dünner Atmosphäre. Sein großer Abstand zur Sonne sorgt im Gegensatz zu den extremen Temperaturen von Merkur (100 K - 700 K) und Venus (710 K - 770 K) für moderate Temperaturen von 140 K bis 300 K und stellt somit ein interessantes Ziel für die bemannte Raumfahrt dar. Der erste erfolgreiche Rover SOJOURNER der Sonde PATHFINDER erreichte den Mars im Jahr 1997. Nach SPIRIT und OPPORTUNITY (2004) erkundet seit 2012 der Rover CURIOSITY die Oberfläche des Mars. Durch die hier gesammelten Daten soll der Grundstein für bemannte Marsmissionen gelegt werden.

Der Erdmond spielt bei diesem Vorhaben als Vorstufe zur Erforschung eines dauerhaften Aufenthalts von Menschen auf anderen Planeten des Sonnensystems eine entscheidende Rolle. Um bemannte Raumfahrt über einen längeren Zeitraum realisieren zu können, ist ISRU<sup>3</sup> das Schlüsselement. Ziel dabei ist es, Rohstoffe vor Ort zu nutzen und daraus Produkte wie Baumaterial, Treibstoff oder Konsumgüter für Lebenserhaltungssysteme zu gewinnen. Dadurch kann eine signifikante Reduzierung von Kosten, Masse und Risiken für Kurz-

---

<sup>1</sup> russisch 'Mir': zu deutsch 'Frieden' oder 'Welt'

<sup>2</sup> engl.: ISS - International Space Station

<sup>3</sup> engl.: ISRU - In-Situ Resource Utilization

und für Langzeitmissionen erzielt werden. Potentielle Ressourcen sind dabei Wasser, SWIPs<sup>4</sup> (H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, etc.), metallische und mineralische Anteile im Regolith, Bestandteile der Atmosphäre, Solarenergie, aber auch lunarer Regolith und Gesteine selbst. Regolith bezeichnet den Staub, Sand sowie gebrochenes Gestein auf der Mondoberfläche, das durch auftretende Verwitterungsprozesse der darunter liegenden Schicht entsteht.

Für eine Vielzahl der genannten ISRU Anwendungen auf dem Mond sind thermische Verfahren anwendbar. Beispielsweise kann Sauerstoff durch Reduktion von Ilmenit (FeTiO<sub>3</sub>), einem im Regolith enthaltenen Mineral, mit Wasserstoff oder durch Elektrolyse geschmolzener Silikate gewonnen werden [139]. Des Weiteren kann Regolith als thermischer Speicher [96] [115] oder als Rohstoff zum Bau von Habitaten dienen [32]. Um einen Teil der Versorgung von längeren bemannten Mondmissionen unabhängig von der Erde zu machen, ist es beispielsweise möglich, am Regolith adsorbierte H<sub>2</sub>O Moleküle zu nutzen. Diese desorbieren bereits bei Temperaturen von 150 K. Weitere Moleküle wie H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> und O<sub>2</sub> (SWIPs) benötigen durch die höhere Bindungsenergie der Moleküle am Regolith Temperaturen von bis zu 2000 K [40].

Für alle vorgestellten thermischen Verfahren ist eine detaillierte Kenntnis der effektiven Wärmeleitfähigkeit des Regoliths erforderlich. Dabei ist die Temperaturabhängigkeit, aber auch, bedingt durch den Ausgasprozess, die Auswirkung von Gasmolekülen zwischen den Partikeln, also der Druck, entscheidend. Des Weiteren ist die effektive Wärmeleitfähigkeit von Pulvern für jegliche thermische Modellierung auf unterschiedlichen Planeten essentiell [150].

Aus diesen Anforderungen ergibt sich als Ziel der vorliegenden Arbeit die analytische Modellierung der temperatur- und druckabhängigen effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Medien und speziell lunarem Regoliths. Die analytische Betrachtung ist wichtig, da unter Umständen bei planetaren Missionen vorab keinerlei Messdaten generiert werden können. Aber auch für terrestrische Anwendungen soll dieses Modell zusätzlich einen Beitrag liefern. Im Bereich von Kugelbettreaktoren, sich im Erdreich befindlichen thermischen Anlagen oder Speichern sowie in der Wärmedämmtechnik stellt die temperatur- und druckabhängige effektive Wärmeleitfähigkeit die entscheidende Kenngröße dar.

---

<sup>4</sup> engl.: SWIP - Solar Wind Implanted Particle

## 1.1 Projekthintergrund und Zielsetzung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des Projektes LUISE durchgeführt, das vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie gefördert wurde. Das Projekt gliederte sich in zwei Teile. In LUISE 1 (**L**unarer **I**n-**S**itu Ressourcen **E**xperimentdemonstrator) wurde in Zusammenarbeit verschiedenster Projektpartner unter Leitung des Lehrstuhls für Raumfahrttechnik der Technischen Universität München ein Konzept entwickelt, um auf dem Mond mit konzentrierter Solarstrahlung Regolithproben einer Masse von 400 g homogen aufzuheizen. Dadurch sollen für ISRU Anwendungen die durch den Sonnenwind implantierten  $N_2$ - und  $H_2$ -Moleküle bei Temperaturen von bis zu 1300 K extrahiert werden.

Jüngste Forschungsergebnisse, wie beispielweise aus der Mission LCROSS<sup>5</sup>, lieferten 2009 den Beweis für Spuren von Wasser auf dem Mond [21]. Aufgrund dieser neuen Erkenntnis und dem Ziel, einen Beitrag zur Lunar Lander Mission der ESA<sup>6</sup> leisten zu können, wurde in LUISE 2 (Technologien für **L**unares **I**n-**S**itu Gasextraktions-**E**xperiment) das Augenmerk auf die Extraktion und Analyse vorhandener OH/ $H_2O$  Molekülgruppen durch thermische Verfahren gelegt.

Dabei war die Kenntnis der effektiven Wärmeleitfähigkeit essentiell, da in beiden Projektteilen der Wärmetransport im Mondregolith eines der wesentlichen, bis dahin ungelösten Probleme darstellte. Die notwendigen Temperaturen von 1300 K zusammen mit der Gasdruckerhöhung während der Ausgasung der implantierten bzw. adsorbierten Moleküle erforderten genaue Kenntnis der effektiven Wärmeleitfähigkeit mit variierender Temperatur und variierendem Druck. Daher ist das Ziel dieser Arbeit die detaillierte analytische Modellierung der effektiven Wärmeleitfähigkeit in porösen Medien und speziell in Pulvern und Stäuben, um wichtige thermische Eigenschaften von lunarem Regolith bestimmen zu können.

---

<sup>5</sup> engl.: LCROSS - Lunar Crater Observation and Sensing Satellite

<sup>6</sup> engl.: ESA - European Space Agency

## 1.2 Struktur der Arbeit

Die theoretischen Grundlagen der Arbeit werden in Kapitel 2 erläutert. Zu Beginn werden die Eigenschaften des Mondes und besonders des lunaren Regoliths und des in dieser Arbeit experimentell untersuchten Mondstaubsimulats JSC-1A beschrieben. Des Weiteren werden die einzelnen Mechanismen des Wärmetransports in porösen Medien aufgezeigt: Strahlung, Festkörperkontaktleitung, Gasleitung und Festkörper-Gas-Kopplung. In Kapitel 3 ist ein detaillierter Literaturüberblick theoretischer Modelle zur Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien gegeben. Diese werden in drei Modelltypen aufgegliedert und anhand der berücksichtigten Wärmetransportmechanismen beurteilt. Am Ende dieses Kapitels wird die sich daraus ergebende Aufgabenstellung für die vorliegende Arbeit formuliert. In Kapitel 4 und 5 wird der Aufbau des verwendeten Einplatten-Messapparates zur experimentellen Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien bei unterschiedlichen Temperaturen und Drücken beschrieben. Zusätzlich werden die experimentellen Ergebnisse der untersuchten Pulver- und Schüttungsproben im Vakuum, von 0,1 Pa bis  $10^5$  Pa und unter atmosphärischen Bedingungen bis zu mittleren Proben-temperaturen von 1000 K diskutiert. Durch die Validierung geeigneter Wärmeleitfähigkeitsmodelle anhand der experimentellen Daten wird in Kapitel 6 der allgemeine Unterschied zwischen Wärmedämm- und Schüttungsmodellen bezüglich Porosität und der Partikeldurchmesser aufgezeigt. Beide Arten von Modellen verwenden unterschiedliche Ansätze, um die Strahlung und die Festkörper-Gas-Kopplung zu modellieren. Die untersuchten Pulver sowie auch lunarer Regolith liegen hinsichtlich Porosität und Partikeldurchmesser in einem Bereich zwischen den beiden genannten Modelltypen. Daher wird in Kapitel 7 ein Modell entwickelt, das für niedrige bis hohe Porosität und Partikeldurchmesser Gültigkeit aufweist und somit eine Lücke zwischen den Modellen für Wärmedämmstoffe und Schüttungen schließt. Auch der Effekt der Partikelform in Bezug auf die Festkörper-Gas-Kopplung wird durch einen empirischen Parameter in das Modell integriert. In Kapitel 8 ist die Validierung des entwickelten Modells anhand der experimentellen Daten dargestellt. Sowohl für Kugelschüttungen als auch unregelmäßig geformte Partikel zeigt sich gute Übereinstimmung, sodass eine Näherung für lunaren Regolith abgeleitet wird. Eine Zusammenfassung in Kapitel 9 schließt die Arbeit ab.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Eigenschaften und Umgebungsbedingungen des Mondes

Neben der Erde ist der Mond bislang der einzige Himmelskörper im Weltall, von dem systematisch Gesteinsproben gesammelt und auf der Erde untersucht wurden. Durch die sechs erfolgreichen amerikanischen Apollo Missionen zwischen 1969 und 1972 (381,7 kg) und die drei sowjetischen Luna Missionen (0,3 kg) zwischen 1970 und 1976 konnte erstmals lunares Gestein auf der Erde untersucht werden. Zusammen mit Fernerkundungsdaten wurden so physikalische und geochemische Karten des Mondes erstellt. Bei den Apollo Missionen wurden nicht nur Proben auf die Erde zurückgebracht, sondern auch vor Ort experimentell untersucht, um genauere physikalische Eigenschaften der Mondoberfläche zu erhalten.

**Tabelle 2.1:** Physikalische Eigenschaften des Mondes im Vergleich zur Erde [48]

Eigenschaft	Mond	Erde
Masse	$7,353 \cdot 10^{22}$ kg	$5,976 \cdot 10^{24}$ kg
Radius	1738 km	6371 km
Oberfläche	$37,9 \cdot 10^6$ km <sup>2</sup>	$510,1 \cdot 10^6$ km <sup>2</sup>
Ø Dichte	$3340$ kg m <sup>-3</sup>	$5517$ kg m <sup>-3</sup>
Gravitation am Äquator	$1,62$ m s <sup>-2</sup>	$9,81$ m s <sup>-2</sup>
Ø Oberflächentemperatur	Tag: 390 K Nacht: 104 K	295 K
Atmosphäre	Tag: $1,66 \cdot 10^{-20}$ mol m <sup>-3</sup> Nacht: $3,22 \cdot 10^{-19}$ mol m <sup>-3</sup>	$4,15 \cdot 10^{-5}$ mol m <sup>-3</sup>
Ø Wärmestromdichte von Mittelpunkt bis Oberfläche	$29$ mW m <sup>-2</sup>	$63$ mW m <sup>-2</sup>
Magnetfeld	$0,008$ A m <sup>-1</sup>	$24 - 56$ A m <sup>-1</sup>

Einen detaillierten Überblick über die durchgeführten bemannten und unbemannten Mondmissionen bis 1991 sowie die gewonnenen wissenschaftlichen Erkenntnisse liefern HEIKEN ET AL. im Lunar Sourcebook [48]. Aus diesem wird im Folgenden eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Prozesse und Eigenschaften des Mondes gegeben, die die effektive Wärmeleitfähigkeit von Mondstaub beeinflussen. Die grundlegenden Eigenschaften im Vergleich zur Erde sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

### 2.1.1 Oberflächeneigenschaften des Mondes

Die Oberfläche des Mondes teilt sich in zwei Hemisphären mit unterschiedlichen Eigenschaften auf: eine der Erde abgewandte und eine der Erde zugewandte Hälfte. Die Natur der von der Erde abgewandten Oberfläche unterscheidet sich erheblich von der zugewandten Seite. Die sichtbare Oberfläche lässt sich grundsätzlich in zwei Ebenen unterteilen: die hellen lunaren Hochlandebenen und die Maria, die dunkleren Bereiche (siehe Abbildung 2.1). Die Bezeichnung Maria (singular lateinisch Mare, "Meer") stammt aus der Frühzeit der Mondforschung, als man die dunklen Flächen für Meere hielt. Wie in Abschnitt 2.1.4.2 detailliert beschrieben ist, befinden sich jedoch nur geringe Spuren von Wasser auf der Mondoberfläche [21] [83] [91] [105] [135]. Tatsächlich entstand dieser Bereich durch das Erstarren von Lava früherer vulkanischer Aktivitäten, woraus das dunkle basaltische Gestein entstand. Aufgrund des hohen Eisenanteils sind diese Bereiche weitaus weniger reflektiv als die Hochebenen. Diese bestehen zum Großteil aus Anorthosit, das sich aus langsam abkühlender Lava bildet. Insgesamt sind 16,9 % der Mondoberfläche den Maria zuzuordnen. Die Verteilung ist jedoch ungleichmäßig. 31,2 % nehmen sie auf der Erde zugewandten Seite ein, aber nur 2,6 % auf der abgewandten. Die restlichen Flächen sind Hochlandebenen [48].

### 2.1.2 Lunare Umgebungsbedingungen

Die Umgebungsbedingungen des Mondes unterscheiden sich stark von den terrestrischen. Diese Unterschiede können sich zum Teil stark auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien auswirken. Während sich die Temperatur hauptsächlich auf den radiativen Wärmetransport auswirkt, beeinflusst



**Abbildung 2.1:** Von der Erde sichtbare Seite des Mondes mit eingezeichneten Landepunkten der Apollo Missionen (Koordinaten aus [48]); dunkle Flächen stellen Maria, helle Flächen Hochlandebenen dar

der Umgebungsdruck die Wärmeleitung durch Gasmoleküle in den Poren.

Die Korngröße eines Pulvers wirkt sich dagegen auf beide Mechanismen aus. Die Wärmeleitung über die Kontaktpunkte wird wiederum von der Schwerkraft beeinflusst, da diese die Größe der Kontaktflächen bestimmt. Aus diesen Gründen werden diese Umgebungsbedingungen im Folgenden erläutert. Zusätzlich wird das sehr schwache lunare Magnetfeld beschrieben, das für das Eindringen von Ionen des Sonnenwindes, und somit für die im Regolith vorhandenen SWIPs<sup>1</sup> verantwortlich ist, wie in Abschnitt 2.1.4.1 erläutert.

### 2.1.2.1 Temperatur- und Druckbedingungen

Die Temperatur auf der Oberfläche des Mondes ist starken Schwankungen unterworfen. Der Temperaturunterschied zwischen Tag und Nacht liegt bei ca. 280 K. Bei Apollo 15 und 17 wurde die Oberflächentemperatur mit Thermoelementen an mehreren Stellen aufgezeichnet. Die maximale Temperatur bei

<sup>1</sup> engl.: Solar Wind Implanted Particles

Apollo 15 betrug 347 K, während ein Minimum von 92 K gemessen wurde. Bei Apollo 17 waren die Temperaturen ca. 10 K höher [72]. Aufzeichnungen mit terrestrischen Observationsinstrumenten zeigten Temperaturen von 104 K bis 390 K [41].

LANGSETH und KEIHM [72] beschreiben in ihrer Arbeit einen hohen Temperaturgradienten in der oberen Schicht des Mondes. Der Abfall der Temperatur um 45 K innerhalb der ersten 35 cm des Mondbodens an der Landestelle von Apollo 15 (40 K bei Apollo 17) deutet auf eine sehr niedrige Wärmeleitfähigkeit des Regoliths unter den gegebenen Bedingungen hin. Die vom Mittelpunkt bis zur Oberfläche des Mondes gemessene Wärmestromdichte liegt mit ca.  $29 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2}$  bei etwa der Hälfte der Wärmestromdichte der Erde von  $63 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-2}$  [48]. Der Ursprung dieses Wärmestroms ist vermutlich der Zerfall von Radioisotopen (hauptsächlich  $^{40}\text{K}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ , und  $^{238}\text{U}$ ) im Inneren des Mondes [72].

Die Atmosphäre auf dem Mond ist sehr dünn. Mit einer Gaskonzentration von  $3,32 \cdot 10^{-19} \text{ mol m}^{-3}$  während der lunaren Nacht und  $1,66 \cdot 10^{-20} \text{ mol m}^{-3}$  am Tag [51] liegt diese um ca. 14 Größenordnungen unter der Molekülkonzentration der Erde ( $4,15 \cdot 10^{-5} \text{ mol m}^{-3}$  [48]). Die Gase in der lunaren Atmosphäre sind hauptsächlich Neon, Wasserstoff, Helium und Argon. Letzteres entsteht hauptsächlich durch den radioaktiven Zerfall des Kaliumisotops  $^{40}\text{K}$ . Neon, Wasserstoff und Helium werden durch den Sonnenwind eingetragen [51].

### 2.1.2.2 Lunares Gravitations- und Magnetfeld

Die Beschleunigung durch Gravitation auf dem Mond entspricht mit  $1,62 \text{ m s}^{-2}$  ca. einem Sechstel der Erdgravitation ( $9,81 \text{ m s}^{-2}$ ). Aus den Lunar Orbiter 4 und 5 Missionen wurden Daten generiert, die die Struktur des Gravitationsfeldes des Mondes detailliert aufzeigen. Daraus ersichtlich waren sogenannte Maskone, also Massekonzentrationen auf der Mondoberfläche, die zu Gravitationsanomalien führen [48].

Im Gegensatz zur Erde besitzt der Mond ein sehr schwaches Magnetfeld. Grundvoraussetzung für ein solches ist magnetisches Material im Inneren eines Planeten, das warm genug ist um fließende Ströme unterhalb der Oberfläche zu bilden. Aufgrund ihres flüssigen Kerns erreicht die Feldstärke des dipolaren Magnetfeldes der Erde Werte von  $24 - 56 \text{ A m}^{-1}$  [48]. Durch den er-

kalteten Kern des Mondes liegt die Feldstärke dessen Magnetfeldes weit unter diesen Werten. Erste stationäre Messungen an den Landstellen von Apollo 12, 15 und 16 sowie Satellitenmissionen zeigten maximale Feldstärken von  $0,008 \text{ A m}^{-1}$  [48]. Bei weiteren in-situ Messungen mit tragbaren Handmessgeräten der Astronauten von Apollo 14 und 16 wurden Bereiche mit starkem Restmagnetismus nachgewiesen. Mit  $0,24 \text{ A m}^{-1}$  liegt dieser Wert immer noch mehr als zwei Größenordnungen unter dem Wert der Erde ( $24 - 56 \text{ A m}^{-1}$ ) [48]. Da das Magnetfeld eines Planeten durch die Ablenkung geladener Teilchen als Schutz vor kosmischer Strahlung und solaren Winden fungiert, können Ionen im Gegensatz zur Erde nahezu ungehindert auf die Oberfläche des Mondes treffen. Dadurch entstehen die sogenannten SWIPs, wie in Abschnitt 2.1.4.1 beschrieben.

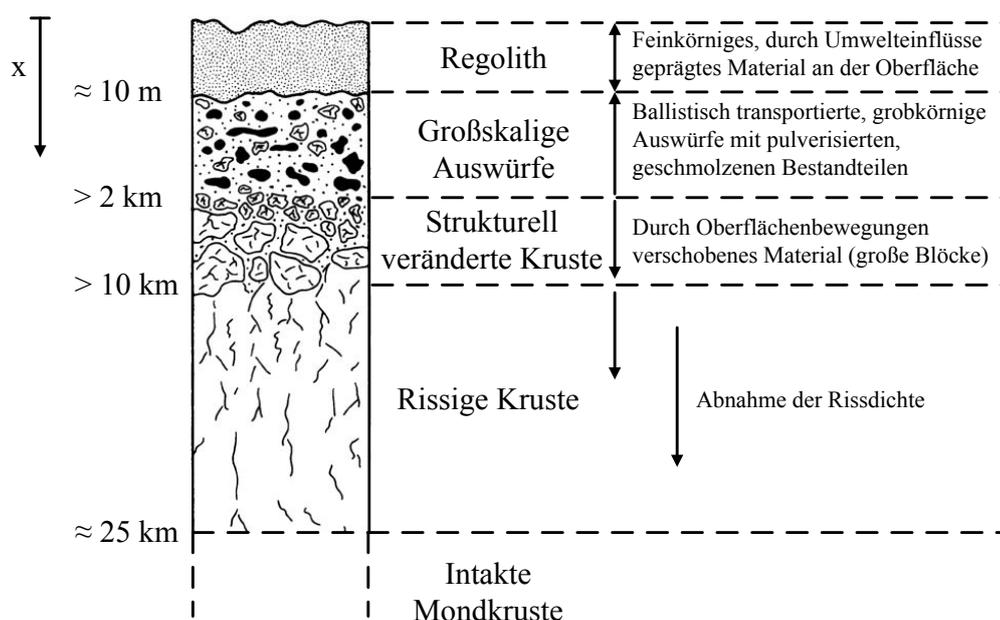
### 2.1.3 Eigenschaften des lunaren Regoliths

Im Allgemeinen ist Regolith ein terrestrischer Begriff, der auch für extraterrestrische Planeten und speziell für den Mond gebraucht wird. Der Begriff Regolith bezeichnet eine Schicht lockeren Materials, das sich durch chemische und physikalische Erosionsprozesse aus dem darunter befindlichen Ausgangsmaterial gebildet hat. Er beinhaltet Staub, Sand sowie gebrochenes Gestein. Wie Aufnahmen der bemannten Mondmissionen zeigen, ist die gesamte Mondoberfläche bis auf wenige steilwandige Kraterwände und Lavakanäle von einer Regolithschicht bedeckt. Auf der Erde entsteht Regolith durch einzigartige terrestrische Umgebungsbedingungen wie der Sauerstoffatmosphäre, dem Einfluss von Wind und Wasser und sonstigen durch Lebewesen verursachten Prozessen. Im Gegensatz dazu ist die Entstehung des Regoliths auf dem luft- und leblosen Mond von anderen Einflüssen geprägt.

#### 2.1.3.1 Entstehung des lunaren Regoliths

Der Entstehungsprozess des Regoliths kann grob in zwei Phasen aufgeteilt werden [48]. Während der früheren Phase, als die Grundgesteinsschicht des Mondes nahezu unbedeckt war und der Regolith nur eine dünne Schicht darüber bildete (wenige Zentimeter), durchdrangen sowohl kleinere als auch größere Einschläge von Meteoriten den Regolith und brachen frisches Gestein heraus. Dieses Material, bestehend aus pulverisierten, gebrochenen und

teilweise aufgeschmolzenen und wieder erstarrten Gesteinsbrocken, bildete ständig neue Schichten von Regolith. Mit der Zeit nahm die Dicke soweit zu (mehrere Meter), dass nur noch größere Einschläge diese Schicht durchdringen und neues Material an die Oberfläche fördern konnten. In der späteren Phase waren kleinere Einschläge nur noch für die Pulverisierung und Durchmischung der schon vorhandenen Regolithschicht verantwortlich. Dadurch verlangsamte sich die Geschwindigkeit des Schichtwachstums.



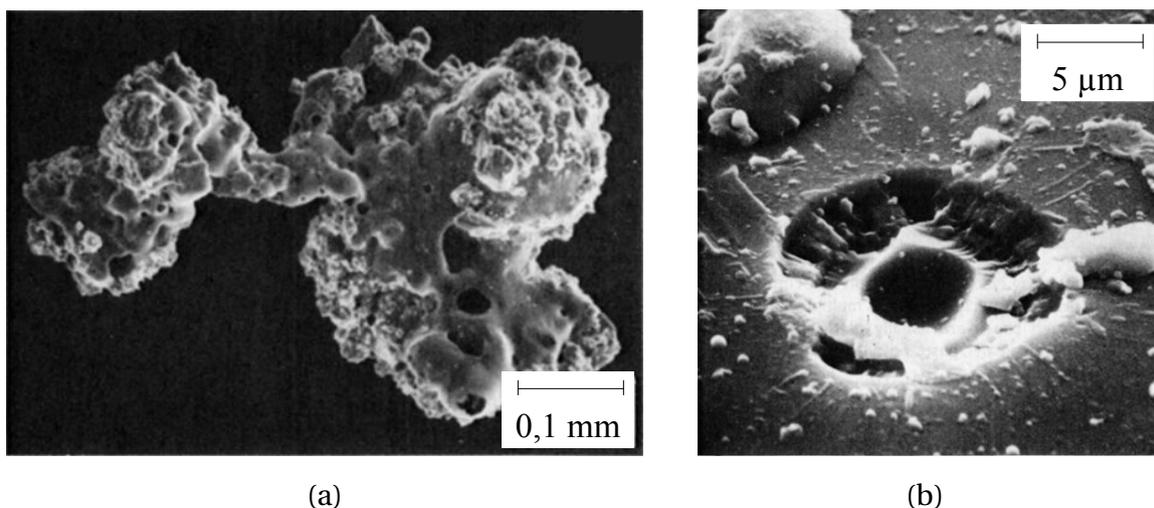
**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der unterschiedlichen Gesteinsschichten der oberen Mondkruste in Abhängigkeit der Tiefe  $x$  basierend auf Schallgeschwindigkeitsmessungen nach TOKSÖZ ET AL. [141]

Abbildung 2.2 zeigt die oberen Gesteinsschichten des Mondes. Diese schematische Darstellung wurde basierend auf Schallgeschwindigkeitsmessungen nach TOKSÖZ ET AL. [141] erstellt. Die angegebenen Dicken der Einzelschichten sind dabei mit hohen Ungenauigkeiten behaftet [48]. Oberhalb der intakten Mondkruste ( $< 25$  km Tiefe) befindet sich, durch Meteoriteneinschläge bedingt, eine rissige Gesteinsschicht. Die strukturell veränderte Kruste in der Tiefe von 2 km bis 10 km besteht aus größeren Blöcken, die durch Oberflächenbewegungen wie beispielsweise Vulkanauswürfe entstanden sind. Zwischen dieser Schicht und dem Regolith befindet sich eine weitere Schicht, bestehend aus größeren Auswürfen zusammen mit pulverisierten und geschmolzenen Bestandteilen, dem sog. Megaregolith [69] [104]. Die Dicke der

obersten Regolithschicht wird auf vier bis fünf Meter in den Maria und 10 bis 15 Meter in den Hochlandebenen geschätzt [70] [140].

### 2.1.3.2 Partikelform

Die Effekte der Interaktion zwischen dem Weltraum und der Oberfläche des Mondes zeigen sich an der Oberflächenstruktur der Regolithkörner. Abbildung 2.3 (a) zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines lunaren Regolithkorns. Die Abtragung der Oberfläche auf atomarer Ebene wird dabei durch das Auftreffen hochenergetischer Ionen des Sonnenwindes und durch Einschläge kosmischer Staubpartikel mit hoher Geschwindigkeit verursacht. Diese führen zu Aufschmelzungen und Auswürfen, die teilweise wieder an der Oberfläche kondensieren (Abbildung 2.3(b)). Durch diese Mechanismen entstehen runde Partikel mit scharfkantiger Mikrostruktur und hoher spezifischer Oberfläche.



**Abbildung 2.3:** Agglutiniertes Regolithpartikel (a), durch Einschläge hochenergetischer, kosmischer Staubpartikel verursachter Mikrokrater auf der Partikeloberfläche (b) [48]

Eine einzigartige Struktur der Partikel in lunarem Regolith sind sogenannte Agglutinate. Mikrometeoriteneinschläge auf der Oberfläche des Mondes wirbeln lokal lunaren Regolith auf und verschmelzen diese Partikel teilweise zu größeren Körnern (Agglutinate). Für gewöhnlich sind diese klein ( $< 1\text{ mm}$ ) und beinhalten Spuren von Eisen. An manchen Stellen der Mondoberfläche be-

trägt der Volumenanteil der Agglutinate am Regolith bis zu 60 %. Derartige Strukturen kommen auf der Erde nicht vor [48].

### 2.1.3.3 Chemische Zusammensetzung

Tabelle 2.2 zeigt die durchschnittliche Zusammensetzung lunaren Regoliths für Maria und Hochlandebenen [146]. Es gibt bedeutende Unterschiede, die die Beschaffenheit der darunter liegenden Gesteinsformationen widerspiegeln. So zeigen Proben von Apollo 11 aus dem Maria Gebiet einen hohen Titan- und Eisen-Anteil. Dies deutet auf Entstehung durch Erstarren von Lava früherer vulkanischer Aktivitäten hin, wodurch das dunkle basaltische Gestein geformt wurde. Dagegen zeigen Daten von Apollo 16, dass die chemische Zusammensetzung des Regoliths in den Hochebenen durch Aluminium und Calcium bestimmt wird und nur niedrige Mengen an Eisen und Magnesium aufweist [48].

**Tabelle 2.2:** Unterschiede der chemischen Zusammensetzung lunaren Regoliths in den Maria und Hochlandebenen [146]

	Maria [Gew.-%]	Hochland [Gew.-%]		Maria [atom.-%]	Hochland [atom.-%]
SiO <sub>2</sub>	45,4	45,5	Si	16,9	16,3
TiO <sub>2</sub>	3,9	0,6	Ti	1,1	0,15
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	14,9	24,0	Al	6,5	10,1
FeO	14,1	5,9	Fe	4,4	1,8
MgO	9,2	7,5	Mg	5,1	4,0
CaO	11,8	15,9	Ca	4,7	6,1
Na <sub>2</sub> O	0,6	0,6	Na	0,4	0,4
			O	60,3	61,1

### 2.1.3.4 Korngrößenverteilung und Porosität

Die durchschnittlichen mittleren Korngrößen der von den Apollo Missionen zur Erde gebrachten Proben sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst [48]. Im Allgemeinen liegen diese im Bereich von 40 µm bis 800 µm, wobei die häufigsten Werte im Bereich von 45 µm bis 100 µm liegen.

**Tabelle 2.3:** Bereich der Median- und mittleren Durchmesser lunaren Regoliths aus den Apollo-Missionen [48]

	Referenz	Median-Durchmesser	mittlerer Durchmesser
Apollo 11	CARRIER [16]	48 $\mu\text{m}$ bis 105 $\mu\text{m}$	-
Apollo 12	CARRIER [16]	42 $\mu\text{m}$ bis 94 $\mu\text{m}$	-
Apollo 14	MCKAY ET AL. [85]	75 $\mu\text{m}$ bis 802 $\mu\text{m}$	-
Apollo 15	CARRIER [16]	51 $\mu\text{m}$ bis 108 $\mu\text{m}$	-
Apollo 16	HEIKEN ET AL. [49]	-	101 $\mu\text{m}$ bis 268 $\mu\text{m}$
Apollo 17	MCKAY ET AL. [84]	-	41,5 $\mu\text{m}$ bis 166 $\mu\text{m}$

In Tabelle 2.3 sind Werte für Median- und mittlere Durchmesser angegeben. Der Medianwert  $d_{50,r}$  definiert diejenige Partikelgröße, unterhalb derer sich 50 % der Anzahlhäufigkeit der Durchmesser befinden. Der mittlere Durchmesser  $\bar{d}_r$  bildet sich aus allen vorkommenden Partikelgrößen entsprechend ihres Mengenanteils. Dabei wird die mittlere Partikelgröße  $\bar{d}_i$  im Intervall mit dem entsprechenden Mengenanteil gewichtet. Über diese gewichteten Werte erhält man durch Mittelung

$$\bar{d}_r = \sum_{i=1}^n \bar{d}_i \xi_{r,i} \Delta d_i. \quad (2.1)$$

Dabei ist  $\xi_r$  die Gewichtungsfunktion und  $\bar{d}$  der durchschnittliche Durchmesser im Intervall  $\Delta d$ . Der Index  $r$  gibt die Mengenart an, die bei der Methode der Bestimmung des mittleren Durchmessers verwendet wird. Üblich sind die Mengenarten Anzahl, Fläche, Volumen und Masse [134]. Im Falle der Wärmeübertragung in porösen Medien ist der auf das Volumen bezogene Median-Durchmesser die physikalisch sinnvolle Größe [9] [145] [151].

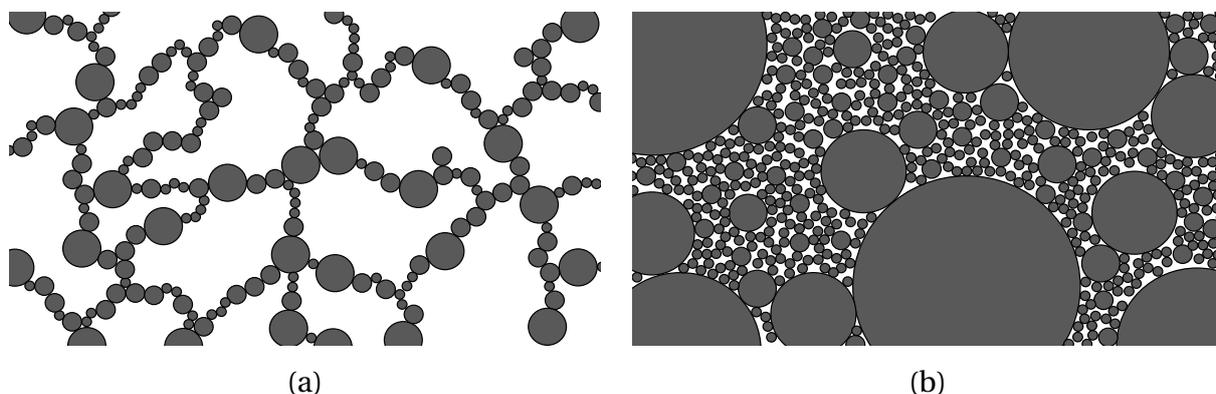
Den Einfluss der Korngrößenverteilung auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen untersuchen TSOTSAS und SCHLÜNDER [145]. Anhand eigens gewonnener experimenteller Daten für bi- und polydisperse Schüttungen und numerischer Berechnungen von Kugelpackungen stellen sie fest, dass der Einfluss der Korngrößenverteilung sich primär durch die Porosität der Schüttung auswirkt. So kann die effektive Wärmeleitfähigkeit anhand einer monodispersen Schüttung mit äquivalentem mittlerem Partikeldurchmesser der polydispersen Probe über die Porosität bestimmt werden.

Eine weitere entscheidende Größe zur Beschreibung des Wärmetransports in

porösen Medien ist die Porosität  $\Psi$ . Diese beschreibt den Volumenanteil des Fluids am Gesamtvolumen und ist definiert als [134]

$$\Psi = \frac{V_f}{V_{\text{ges}}} = 1 - \frac{V_{\text{FS}}}{V_{\text{ges}}}, \quad (2.2)$$

wobei  $V_f$  das Volumen des Fluids,  $V_{\text{FS}}$  das des Festkörpers und  $V_{\text{ges}}$  das Gesamtvolumen bezeichnen. Für regelmäßig angeordnete, monodisperse Kugelschüttungen ergibt sich je nach geometrischer Anordnung eine Porosität im Bereich von 0,26 für kubisch flächenzentrierte (fcc<sup>2</sup>), bis hin zu 0,476 für primitive kubische Packungen (sc<sup>3</sup>). Dazwischen liegt die kubisch raumzentrierte Packung (bcc<sup>4</sup>) mit einer Porosität von 0,32. Diese Werte sind unabhängig von den Durchmessern der Kugeln, wenn keinerlei Haftkräfte zwischen den Partikeln die Bildung der Packung beeinflussen. Diese sog. kohäsionslosen, frei-fließenden Schüttungen haben in der Regel Partikeldurchmesser über 100  $\mu\text{m}$  [134]. Bei kleineren Partikeln sind jedoch die Haftkräfte entscheidender als die Massekräfte. Dadurch bleiben Partikel an Stellen haften, von denen sie bei Schüttungen mit höheren Durchmessern in tiefer liegende Lücken fallen würden. So kann die Porosität von Pulvern mit sehr kleinen Durchmessern erheblich größer sein als bei grobkörnigen Strukturen. Abbildung 2.4 (a) zeigt den Effekt der Haftkräfte bei Schüttungen niedrigen Durchmessers. Im Gegensatz zu regelmäßig angeordneten, monodispersen Schüt-



**Abbildung 2.4:** Porosität in Abhängigkeit der Partikelverteilung; (a) Hohe Porosität durch Kettenbildung kleiner Partikel ( $d < 100 \mu\text{m}$ ) durch Haftkräfte; (b) niedrige Porosität bei breiter Korngrößenverteilung [134]

tungen haben polydisperse Medien eine niedrigere Porosität. Kleinere Partikel

<sup>2</sup> engl.: face centered cubic

<sup>3</sup> engl.: simple cubic

<sup>4</sup> engl.: body centered cubic

haben die Möglichkeit, Freiräume zwischen größeren Körnern zu schließen und somit den Feststoffanteil der Schüttung zu erhöhen (Abbildung 2.4 (b)). Auch hier steigt bei kleineren Partikeldurchmessern die Porosität aufgrund der Haftkräfte.

Tabelle 2.4 zeigt durchschnittliche Werte der Porosität und der Rohdichte der obersten Regolithschicht auf dem Mond. Die Porosität liegt im Bereich von 50 % bei einer Rohdichte von ca.  $1600 \text{ kg m}^{-3}$ . Auffällig ist die Abnahme der Porosität bzw. Zunahme der Rohdichte mit steigender Tiefe der Probenentnahme. Diese Variation ist bis heute nicht detailliert erklärbar [48]. Dieses Verhalten könnte Resultat des mit der Tiefe steigenden Eigengewichts des Bodens sein, wodurch Schichten in tieferen Lagen stärker komprimiert werden. Da die effektive Wärmeleitfähigkeit indirekt proportional zur Porosität ist, steigt die effektive Wärmeleitfähigkeit mit steigender Tiefe.

**Tabelle 2.4:** Tiefenabhängige Porosität und Rohdichte lunaren Regoliths [48]

Tiefe Mondboden [cm]	Ø Porosität [%]	Ø Rohdichte [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
0 - 15	$52 \pm 2$	$1500 \pm 50$
0 - 30	$49 \pm 2$	$1580 \pm 50$
30 - 60	$44 \pm 2$	$1740 \pm 50$
0 - 60	$46 \pm 2$	$1660 \pm 50$

#### 2.1.4 Gebundene Moleküle im lunaren Regolith

Seit die ersten lunaren Regolithproben in den 1960er Jahren auf die Erde gebracht wurden, arbeiten Wissenschaftler unter der Annahme, dass der Mond keinerlei Wasser aufweist. Diese wurde 2009 durch einige wissenschaftliche Arbeiten widerlegt [20] [105] [135]. Die Herkunft lunaren Wassers ist bis heute nicht erforscht. Diese Beobachtungen sind für zukünftige ISRU Missionen von großer Bedeutung, da die extrahierten Wassermoleküle aus dem Regolith als Ressourcen vor Ort für bemannte Raumfahrtmissionen dienen könnten.

Weitere im Regolith gebundene Moleküle wie Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff finden ihren Ursprung im Sonnenwind. Durch die extremen Umweltbedingungen des Mondes (sehr schwaches Magnetfeld und dünne Atmosphäre) kann dieser fast ungehindert auf die Oberfläche des Mondes auftreffen und

wird so in die oberste Schicht des Regoliths implantiert. Auch diese im Kristallgitter der Körner gebundenen Moleküle können thermisch extrahiert werden und bilden somit auch einen wichtigen Bestandteil für ISRU Anwendungen.

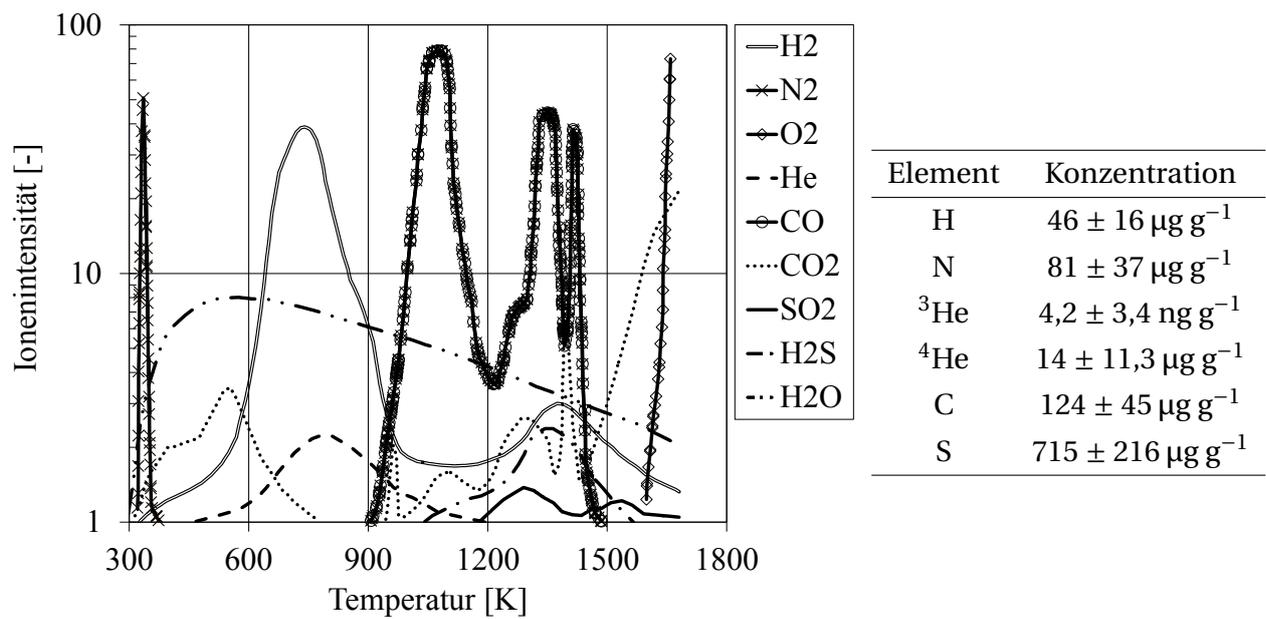
### 2.1.4.1 Solar Wind Implanted Particles (SWIPs)

Der Sonnenwind ist ein Plasma von chemischen Elementen, das in Form von Ionen von der Oberfläche der Sonne ausgestoßen wird. In einem Abstand von einer astronomischen Einheit (1 AE =  $1,496 \cdot 10^{11}$  m), die den Abstand von der Erde zur Sonne angibt, beträgt die kinetische Energie der Teilchen im Mittel ca. 1 keV pro AMU<sup>5</sup>. Die Geschwindigkeit des Solarwindes beträgt typischerweise zwischen 300 und 700 km s<sup>-1</sup> mit Konzentrationen von 1 bis 20 Teilchen pro cm<sup>3</sup> [36]. Der Protonenfluss liegt im Bereich von  $1 \cdot 10^8$  bis  $8 \cdot 10^8$  Protonen pro cm<sup>2</sup>. Die Hauptkomponente des Stroms stellt Wasserstoff dar, gefolgt von Helium. Weitere Elemente sind Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff, wobei deren Konzentrationen eine Größenordnung unter denen von Wasserstoff und Helium liegen.

Das Magnetfeld und die Atmosphäre der Erde lenken diese geladenen Teilchen größtenteils ab bzw. absorbieren sie. Dadurch wird ein Auftreffen und weitere Interaktion mit der terrestrischen Oberfläche nahezu vollständig verhindert. Da sowohl das Magnetfeld als auch die Atmosphäre des Mondes nur sehr schwach ausgeprägt sind, treffen die Ionen nahezu ungehindert auf der Oberfläche auf. So werden diese im oberen Teil (< 1 nm) des Kristallgitters der Regolithpartikel implantiert [48]. Die dadurch entstehenden Bindungen im Kristallgitter können thermisch aufgebrochen werden, sodass Gas extrahiert werden kann. Abbildung 2.5 zeigt Ausgaskurven der Regolithprobe 10086 aus Apollo 11 von GIBSON und JOHNSON [40]. Dabei wurde eine Probe von 242,94 mg bei einer Aufheizrate von 4 K min<sup>-1</sup> erwärmt. Die extrahierten Gase wurden mit einem Quadrupol Massenspektrometer analysiert. Die Grafik in Abbildung 2.5 zeigt, dass die Peaks der Ausgasung von Wasserstoff bei ca. 800 K und von Stickstoff im Bereich von 900 K bis 1500 K liegen. Zur Extraktion von Sauerstoff sind Temperaturen von über 1600 K nötig. Um einen Großteil des vorhandenen Stickstoffs sowie des Wasserstoffs zu lösen, wurde im Rahmen des Projektes LUISE 1 die maximale Aufheiztemperatur auf 1200 K fixiert. Dadurch können Versinterungen des Regoliths ausgeschlossen und die Ansprü-

---

<sup>5</sup> engl: AMU - Atomic Mass Unit



**Abbildung 2.5:** Ionenintensität des Quadrupol-Massenspektrometers der untersuchten ausgegasteten SWIPs über der Temperatur von Apollo 11, Sandprobe 10086, nach GIBSON und JOHNSON [40]; Tabelle der Konzentration der volatilen Elemente im Regolith nach FEGLEY und SWINDLE [35]

che an das Material des Ofens verringert werden.

Die Tabelle in Abbildung 2.5 zeigt die dabei vorhandenen Konzentrationen der einzelnen Spezies im Regolith nach FEGLEY und SWINDLE [35]. Dabei weisen Wasserstoff und Stickstoff Konzentrationen von  $46 \mu\text{g g}^{-1}$  bzw.  $81 \mu\text{g g}^{-1}$  auf.

#### 2.1.4.2 Adsorption von OH/H<sub>2</sub>O

Ein entscheidender Fortschritt bzgl. der Erkundung des Mondes wurde 2009 mit dem Beweis für das Vorkommen von Wasser erzielt. Bereits die Untersuchung von Regolithproben aus den Apollo-Missionen zeigte Spuren von Wasser [40] (Abbildung 2.5). Diese wurden jedoch als Verunreinigungen während des Transports auf die Erde gedeutet. Neuere Ergebnisse von 1998, die Spuren von Wasser mit dem Neutronen-Spektrometer des Lunar Prospector aufzeigen, wurden aus wissenschaftlicher Perspektive ebenfalls skeptisch betrachtet. Jüngere Fernerkundungsdaten des LRO<sup>6</sup> zeigten mittels eines Neutronen-Detektors erneut Spuren von Wasser [83] [91]. Weitere Instrumen-

<sup>6</sup> engl.: Lunar Reconnaissance Orbiter

te wie Chandrayaan-1 (M3) [105], VIMS<sup>7</sup> auf dem Cassinin Orbiter und EPOXI<sup>8</sup> [135] registrierten eine Absorption im Reflexionsspektrum des Mondes im Wellenlängenbereich von 3  $\mu\text{m}$ , was auf Spuren von OH/H<sub>2</sub>O Molekülen hindeutet. Den entgeltigen Beweis für das Vorhandensein von Wasser auf dem Mond lieferte 2009 die Mission LCROSS<sup>9</sup>. Dabei wurde eine zusätzliche Nutzlast der LRO-Sonde am 9. Oktober im westlichen Teil des Cabeus Kraters, eines permanent im Schatten in der Nähe des Südpols des Mondes liegenden Kraters, zum Absturz gebracht. Etwa 10 Stunden vor dem Einschlag trennte sich LCROSS in die Centaur-Oberstufe und das Sheperding-Spacecraft, das durch Geschwindigkeitsreduzierung vier Minuten Abstand zur Oberstufe erreichte. Nach dessen Einschlag konnte das Sheperding-Spacecraft diese Zeitspanne nutzen, um die entstandene Auswurfwolke beim Durchqueren zu analysieren. Dadurch konnten Spuren von OH/H<sub>2</sub>O direkt nachgewiesen werden [21].

### 2.1.5 Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit lunaren Regoliths

Wie in Kapitel 1 beschrieben, ist die Kenntnis der effektiven Wärmeleitfähigkeit lunaren Regoliths für viele thermische Anwendungen auf dem Mond essentiell. Speziell für die thermische Extraktion von SWIPs bzw. Wasser aus Regolith als Projekthintergrund der vorliegenden Arbeit ist die Kenntnis der effektiven Wärmeleitfähigkeit entscheidend. Experimentelle Ergebnisse unter Vakuumbedingungen sind in Abbildung 2.6 nach CREMERS ET AL. [22, 25–27] und LANGSETH ET AL. [71] [73] dargestellt. Als Fit der experimentellen Ergebnisse, der auch in Abbildung 2.6 für die unterschiedlichen Apollo Missionen dargestellt ist, verwenden CREMERS ET AL.

$$\lambda_{\text{eff}} = A_{\text{FK}} + B_{\text{rad}} T^3. \quad (2.3)$$

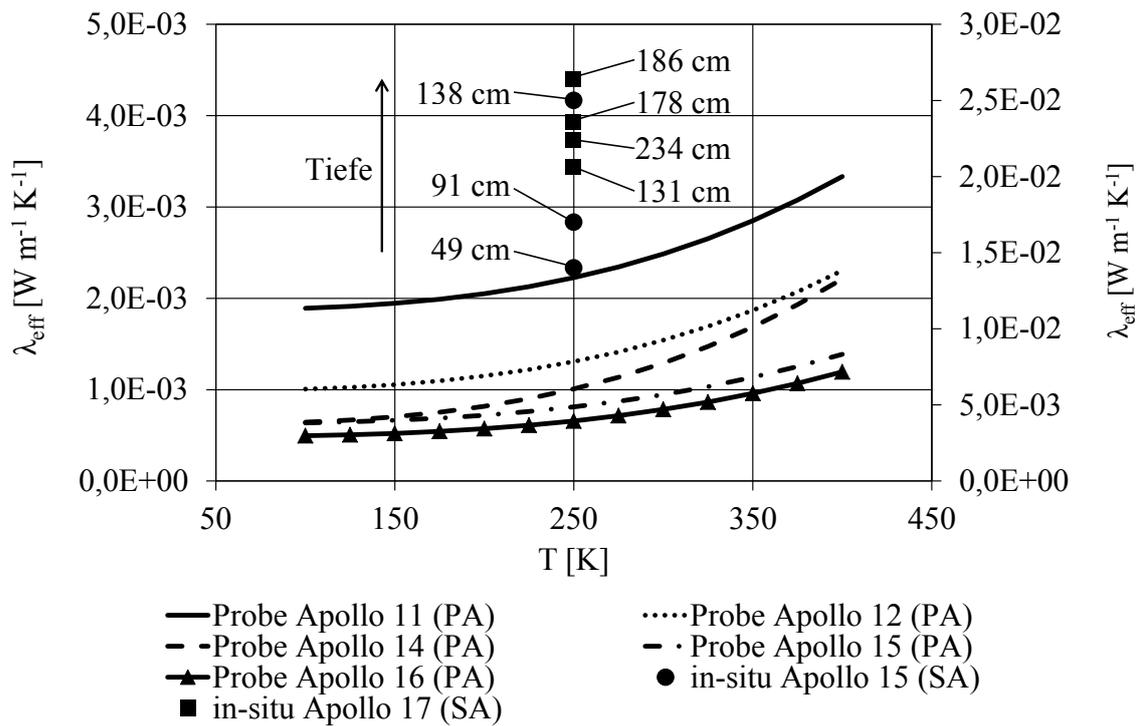
Wie in Abschnitt 4.2 noch ausführlich zu sehen sein wird, sind dabei  $A_{\text{FK}}$  und  $B_{\text{rad}}$  Modell-Konstanten.  $A_{\text{FK}}$  stellt den Wärmetransport durch die Festkörperkontakte dar, während  $B_{\text{rad}}$  den Strahlungstransport beschreibt.

Tabelle 2.5 zeigt die von CREMERS ET AL. verwendeten Werte der Konstanten der unterschiedlichen Apollo-Missionen sowie die Dichten der Proben. Die Ergebnisse weisen das typisch kubische Verhalten der Kurve mit steigender

<sup>7</sup> engl.: Visible and Infrared Mapping Spectrometer

<sup>8</sup> engl.: Extrasolar Planet Observation and Deep Impact Extended Investigation

<sup>9</sup> engl.: Lunar Crater Observation and Sensing Satellite



**Abbildung 2.6:** Experimenteller Fit der effektiven Wärmeleitfähigkeiten im Vakuum von terrestrischer Proben verschiedener Apollo Missionen nach CREMERS ET AL. [22, 23, 25–27] auf Primärachse (PA); lunare in-situ Messungen in verschiedenen Tiefen des Mondbodens nach LANGSETH ET AL. [71] [73] auf Sekundärachse (SA)

Temperatur auf, da der Wärmetransport durch Strahlung im Vakuum dominierend ist. Die unterschiedlichen Werte der einzelnen Messreihen deuten auf eine Abhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit von der Rohdichte der Probe hin (Tabelle 2.5). Bei höherer Dichte ergeben sich höhere effektive Wärmeleitfähigkeiten. Speziell den Unterschied der Wärmeleitfähigkeiten der Proben aus Apollo 11 und Apollo 16 führen CREMERS ET AL. zusätzlich auf unterschiedliche Korngrößen- und Partikelformverteilungen zurück [27].

Die Dichteabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit zeigen auch die Ergebnisse von LANGSETH ET AL. Die einzelnen Messungen der Apollo 15 und 17 Missionen wurden in unterschiedlichen Tiefen des Mondbodens in-situ durchgeführt. Dabei zeigte sich grundsätzlich eine höhere effektive Wärmeleitfähigkeit in den tieferen Regionen, in denen die Rohdichte des Regoliths höher ist (siehe Kapitel 2.1.3.4). Lediglich die Messung in einer Tiefe von 234 cm bei Apollo 17 widerlegt diesen Trend, was auf Messungenauigkei-

ten oder lokal unterschiedlicher Beschaffenheit des Regoliths zurückzuführen ist. Die beiden Missionen untereinander sind bzgl. der Tiefe aufgrund unterschiedlicher Landeplätze nicht vergleichbar.

**Tabelle 2.5:** Experimentell bestimmte Modell-Konstanten  $A_{FK}$  und  $B_{rad}$  zur Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von lunarem Regolith verschiedener Apollo-Missionen

Material	Referenz	Dichte [kg m <sup>-3</sup> ]	$A_{FK} \cdot 10^{-4}$ [W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	$B_{rad} \cdot 10^{-11}$ [W m <sup>-1</sup> K <sup>-4</sup> ]
Apollo 11	CREMERS ET AL. [25]	1640	18,68	2,29
Apollo 12	CREMERS [22]	1640	9,85	2,06
Apollo 14	CREMERS [23]	1300	6,19	2,49
Apollo 15	CREMERS UND HSIA [26]	1300	6,25	1,19
Apollo 16	CREMERS UND HSIA [27]	1500	4,84	1,11

CREMERS ET AL. führten ihre Experimente in einem Temperaturbereich von 150 K bis 400 K durch. Dieser Bereich entspricht in etwa den lunaren Temperaturbedingungen für Nacht und Tag auf dem Mond. Bei allen durchgeführten Experimenten wurde der Einfluss der Solarstrahlung auf der Mondoberfläche nicht nachgestellt. Somit wurden eventuell auftretende Einflüsse auf die effektive Wärmeleitfähigkeit in der oberen Schicht des Regoliths vernachlässigt. Für die Extraktion der SWIPs sind Temperaturen im Bereich von 600 K bis 1600 K erforderlich. Die effektive Wärmeleitfähigkeit kann aus den Daten für diesen Bereich nicht extrapoliert werden.

Im Allgemeinen sind nur wenige Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Pulvern unter Vakuumbedingungen in der Literatur vorhanden. Daten für basaltische Pulver im Vakuum liefern FOUNTAIN und WEST [38] und VACHON ET AL. [148]. GUNDLACH und BLUM [43] geben die effektive Wärmeleitfähigkeit von Quarzsand im Vakuum an. Der Temperaturbereich bei den Experimenten aller genannten Autoren liegt jedoch unter 400 K. Dadurch wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit weitere Experimente erforderlich, um die effektive Wärmeleitfähigkeit von unterschiedlichen Pulvern zu bestimmen und anhand eines validierten theoretischen Modells Vorhersagen der bis dato unbekannt effektiven Wärmeleitfähigkeit von lunaren Regolith zu machen.

### 2.1.6 Mondstaubsimulat JSC-1A

JSC-1A<sup>10</sup> ist ein lunares Maria Regolith Simulat, das von der NASA<sup>11</sup> in Zusammenarbeit mit der Firma ORBITEC<sup>12</sup> entwickelt wurde, um die Planung zukünftiger Explorationen der Mondoberfläche zu unterstützen. Ausgangsmaterial bei der Herstellung von JSC-1A ist vulkanische Asche basaltischer Zusammensetzung aus dem Vulkan Merriam Crater bei San Francisco [103]. Die chemische Zusammensetzung ist dem lunaren Gestein sehr ähnlich, da es sich auch bei diesem um basaltische Asche handelt (siehe Kapitel 2.1.3.1). Das abgetragene Gestein wurde in einem weiteren Prozess gemahlen und gesiebt, um die genaue Korngrößenverteilung und Porosität des lunaren Mondstaubes nachzubilden. Vorwiegend wurde JSC-1A entwickelt, um die mechanischen Eigenschaften der Mondoberfläche nachbilden zu können. So dient es vor allem dem Nachweis der Geländetauglichkeit zukünftiger lunarer Rover Missionen.

Bei der Entwicklung kaum berücksichtigt wurden dagegen die thermischen Eigenschaften des pulverförmigen Simulats. Da jedoch die chemische Zusammensetzung dem lunaren Regolith nachempfunden ist und die Korngrößenverteilung und Porosität übereinstimmen, ist davon auszugehen, dass auch die thermischen Eigenschaften mit hinreichender Genauigkeit abgebildet werden. Daher wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit zur theoretischen Abschätzung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von lunarem Regolith auf das Simulat JSC-1A zurückgegriffen.

Auch hinsichtlich unbekannter optischer Eigenschaften des lunaren Regoliths werden Daten von JSC-1A bzw. basaltischen Gesteins verwendet. Eine wichtige Größe für den radiativen Wärmetransport ist die Transparenz der Partikel gegenüber der Strahlung. POLLACK ET AL. [108] führten Messungen bezüglich der Transparenz anhand terrestrischer basaltischer Proben mit einer dem Regolith ähnlichen chemischen Zusammensetzung durch. Dabei zeigten sie, dass bei einer Schichtdicke oberhalb von 30  $\mu\text{m}$  und einer Wellenlänge der Strahlung von 0,2  $\mu\text{m}$  bis 50  $\mu\text{m}$  die verwendeten Proben opak sind.

---

<sup>10</sup> engl.: Johnson Space Center

<sup>11</sup> engl.: National Aeronautics and Space Administration

<sup>12</sup> engl.: Orbital Technologies Corporation

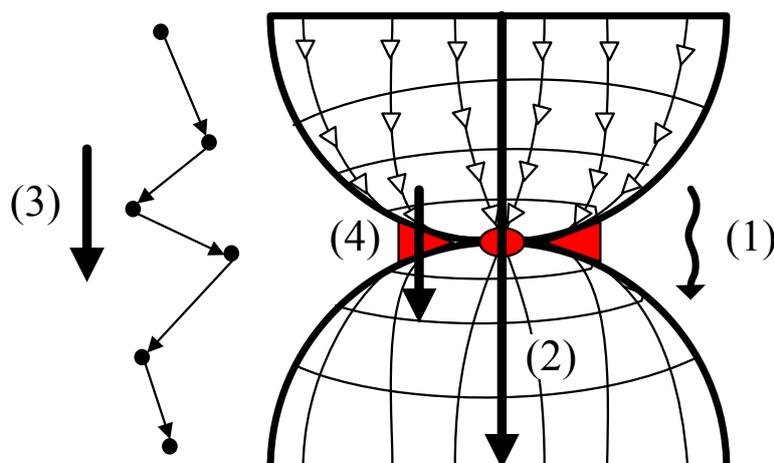
## 2.2 Wärmetransportmechanismen in porösen Medien

Zur Beschreibung des Wärmetransports in porösen Medien sind die Porosität  $\Psi$  und der Partikeldurchmesser  $d$  entscheidende Größen. Grundsätzlich lassen sich poröse Medien in die unterschiedlichen Kategorien Wärmedämmstoffe und Schüttungen aufteilen [151]. Eindeutige Definitionen dieser Kategorien sind jedoch aus der Literatur nicht bekannt. Daher sollen für die vorliegende Arbeit Wärmedämmsysteme und Schüttungen bezüglich Porosität und Partikeldurchmesser wie in Tabelle 2.6 definiert werden. Zusätzlich wird eine Definition für Pulver eingeführt. Wärmedämmstoffe zeichnen sich im allgemeinen durch hohe Porositäten und niedrige Korngrößen aus, während Schüttungen niedrige bis mittlere Porositäten bei gleichzeitig größeren Partikeldurchmessern haben. Pulver stellen einen Zwischenbereich dieser beiden Kategorien dar.

**Tabelle 2.6:** Definition von Wärmedämmstoffen, Pulver und Schüttungen bezüglich Porosität  $\Psi$  und Partikeldurchmesser  $d$

	$\Psi$ [-]	$d$ [ $\mu\text{m}$ ]
Wärmedämmstoffe	> 0,8	< 500
Pulver	< 0,8	< 1000
Schüttungen	< 0,8	> 1000

Der Wärmetransport in porösen Medien kann allgemein durch vier Mechanismen beschrieben werden: Strahlung, Festkörperkontaktleitung, Gasleitung und Kopplung von Festkörper- und Gasleitung. Abbildung 2.7 zeigt diese anhand einer geordneten, monodispersen Kugelschüttung auf. Während die Gasleitung den tatsächlichen Wärmetransport der Gasmoleküle durch die Zwischenräume des Mediums darstellt, beschreibt die Kopplung von Festkörper und Gas den Wärmetransport im Spalt nahe den einzelnen Kontaktstellen. In diesem Bereich mit geringem Spaltabstand kann der Wärmetransport über die Gasmoleküle abhängig von der Geometrie und Größe der Partikel den dominierenden Mechanismus darstellen. Weiter beschreibt die Festkörperkontaktleitung den Wärmedurchgang direkt an den Berührungstellen. Sie ist neben dem Strahlungsaustausch zwischen den Körnern der einzige vom Gasdruck unabhängige Mechanismus.



**Abbildung 2.7:** Wärmeleitmechanismen in porösen Medien: Strahlung (1), Festkörperkontaktleitung (2), Gasleitung (3) und Festkörper-Gas-Kopplung (4)

Konvektion kann in der Regel vernachlässigt werden, wenn die GRASHOF-Zahl kleiner 1000 ist [6] [29] [30]. Dies ist in der Regel der Fall bei Partikeldurchmessern unterhalb von vier bis fünf Millimetern [77]. Eine detaillierte Beschreibung aller Mechanismen wird in den folgenden Abschnitten gegeben.

### 2.2.1 Wärmetransport durch Strahlung

Der Wärmetransport durch Strahlung ist vor allem bei hochporösen Medien wie Wärmedämmstoffen mit geringer Dichte der dominante Mechanismus [59] [151] [152]. Mit Zunahme des Feststoffanteils des Mediums sinkt deren Anteil am Gesamtwärmestrom, da der Wärmetransport durch die Kopplung von Festkörper- und Gasleitung stark zunimmt [10] [124] [129]. Der radiative Wärmetransport ist stark abhängig vom Verhältnis der Wellenlänge der Strahlung  $\Lambda$  und dem Partikeldurchmesser  $d$ . Diese Abhängigkeit wird durch den Skalierungsfaktor  $x_{\text{rad}}$  beschrieben, der definiert ist als [114]

$$x_{\text{rad}} = \frac{\pi d}{\Lambda}. \quad (2.4)$$

Mithilfe von  $x_{\text{rad}}$  lässt sich der Strahlungstransport grob in drei Regimes aufteilen [12]:

- $x_{\text{rad}} \gg 1$ : Geometrische Optik
- $x_{\text{rad}} \approx 1$ : MIE-Regime (anisotrope Streuung)
- $x_{\text{rad}} \ll 1$ : RAYLEIGH-Regime (isotrope Streuung)

Je nach Regime unterscheiden sich die Berechnungsverfahren zur Bestimmung der Strahlungsleitfähigkeit. Geometrische Optik findet ihre Anwendung, wenn der Durchmesser der Partikel weit über der Wellenlänge der Strahlung liegt. Dabei wird die Ausbreitung allein durch einen Austauschprozess von Oberflächen beschrieben, der durch den Emissionsgrad der Partikel sowie durch geometrische Verhältnisse bestimmt ist [151] (Modelle für Absorption).

Im Gegensatz dazu zeichnet sich das MIE- und RAYLEIGH-Regime dadurch aus, dass die Korngröße der Partikel in etwa im Bereich der Wellenlänge der Strahlung liegt bzw. kleiner als deren Wellenlänge ist. Bedingt durch die kleinen Teilchendurchmesser muss hier vor allem die Streuung der Wellen als zusätzliche Komponente berücksichtigt werden, wie im Folgenden beschrieben wird (Modelle für Absorption und Streuung).

### 2.2.1.1 Modelle für Absorption

Ist der Partikeldurchmesser des Mediums groß im Vergleich zur Wellenlänge ( $x_{\text{rad}} \gg 1$ ) werden im Allgemeinen Näherungsmodelle verwendet, die nur Absorption und Emission der Partikel untereinander berücksichtigen. Die Strahlungsleitfähigkeit kann somit als reiner Austauschprozess von Oberflächen betrachtet werden und ist definiert als [114]

$$\lambda_{\text{rad}} = 4F_E \sigma T_{\text{rad}}^3 d. \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnet  $\sigma$  die STEFAN-BOLTZMANN-Konstante. Die mittlere Strahlungstemperatur  $T_{\text{rad}}$  ist durch die Wandtemperaturen  $T_1$  und  $T_2$  bestimmt durch [151]

$$T_{\text{rad}}^3 = \frac{T_1^4 - T_2^4}{4(T_1 - T_2)}. \quad (2.6)$$

Gleichung (2.5) basiert auf der Annahme, dass der durchschnittliche Abstand der Partikel etwa dem Durchmesser  $d$  der Körner entspricht.  $F_E$  ist der

Strahlungsaustauschgrad, der von verschiedenen Autoren auf unterschiedliche Weise bestimmt wird. Dazu werden idealisierte geometrische Modelle der Schüttung verwendet. Tabelle 2.7 fasst die wichtigsten Modelle zur Bestimmung von  $F_E$  zusammen. Diese werden von vielen neueren Modellen zur Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit verwendet.

NUSSELT [98] sowie später DAMKÖHLER [28] und ARGO und SMITH [4] verwenden ein Modell bestehend aus hintereinander geschichteten Platten. Durch diese Abstraktion und der Vernachlässigung von Hohlräumen bildet dieses Modell die kleinst möglichen Werte der radiativen Wärmeleitfähigkeit ab.

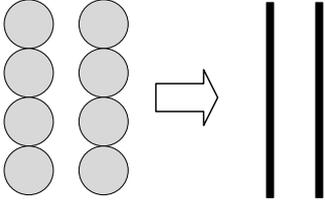
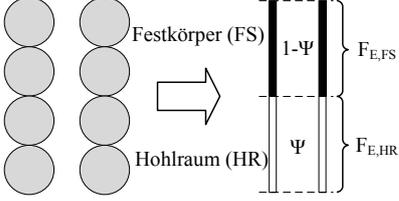
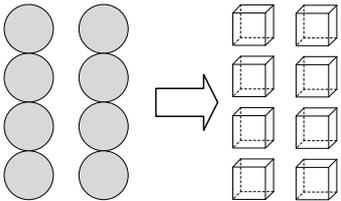
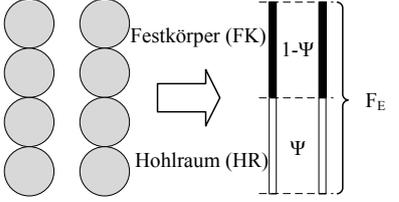
RUSSEL [117] vereinfacht das Medium durch kubische Poren umschlossen von einer Feststoffwand und setzt so den Strahlungsaustauschgrad auf  $F_E = 1$ . Diese Annahme ist gemäß RUSSEL jedoch nur für nichtmetallische Partikel gültig.

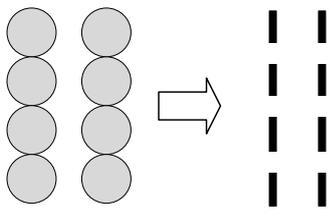
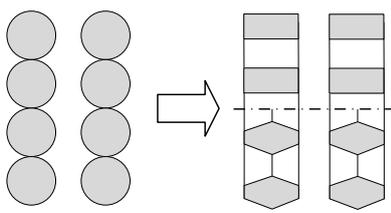
LOEB [76] präsentiert in seiner Arbeit ein Modell, das sowohl den Emissionsgrad der Partikeloberflächen als auch die Geometrie und Ausrichtung der Poren mit einem Formfaktor  $F$  berücksichtigt. Er stellt dabei fest, dass bei anisotroper Partikelverteilung unterschiedliche effektive Wärmeleitfähigkeiten für unterschiedliche Richtungen erzielt werden. YAGI und KUNII [168] berechnen den Strahlungsaustausch getrennt über die Feststoffflächen und die Querschnittsflächen der Hohlräume durch Annäherung strahlender Platten in Abhängigkeit der Porosität  $\Psi$ . Dabei bestimmt das relative Hohlraumvolumen den jeweiligen Anteil. Analog gehen WAKAO und KATO [156] vor, jedoch führen sie den Strahlungsaustauschfaktor am Ende zu einem Ausdruck zusammen.

LAUBITZ [74] verwendet als Näherung der Schüttung Würfel als Partikelgeometrie in einem umrahmenden Gesamtwürfel. Über die Volumenverhältnisse bestimmt er eine mittlere freie Weglänge der Strahlung, die er in Beziehung mit der Porosität setzt.

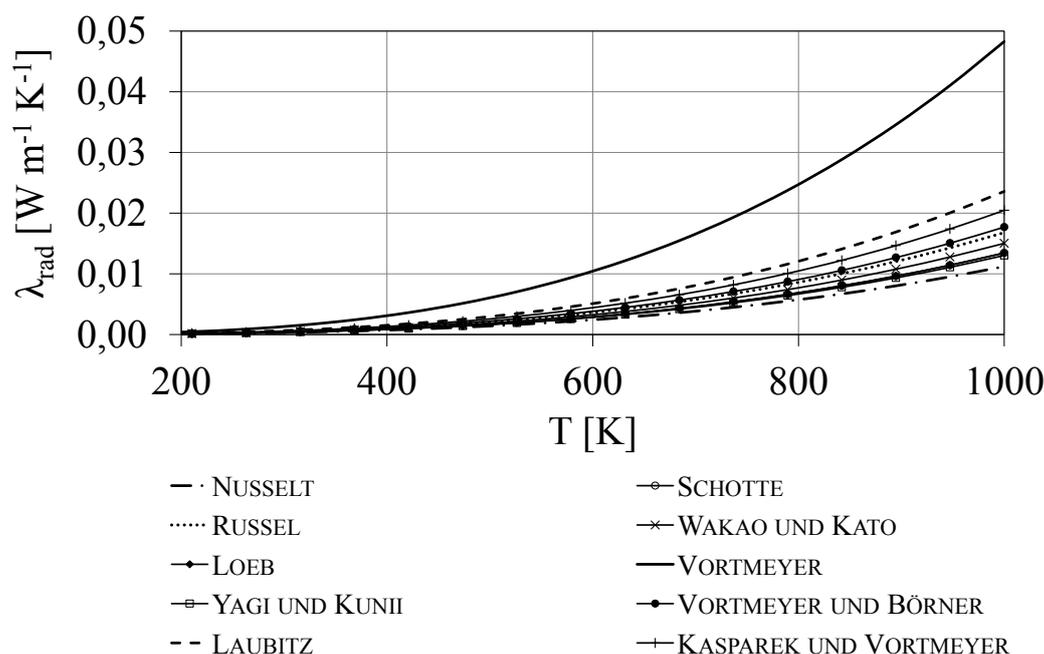
Unabhängig vom Hohlraumvolumenanteil setzt SCHOTTE [122]  $F_E$  gleich der Oberflächenemissivität  $\epsilon$  unter der Annahme, dass ein Partikel von der unregelmäßigen Oberfläche der Schüttung umgeben ist.

**Tabelle 2.7:** Näherungsmodelle für Absorption

Referenz	Jahr	Austauschgrad	Kommentare
NUSSELT [98]	1913	$F_E = \frac{\epsilon}{(2-\epsilon)}$	
DAMKÖHLER [28]	1937		
ARGO und SMITH [4]	1953		
RUSSEL [117]	1935	$F_E = 1$	Annahme: kubische Pore umschlossen von Feststoffwand für nichtmetallische Materialien
LOEB [76]	1954	$F_E = F \cdot \epsilon$	F: Formfaktor F = 1 für Zylinder $\parallel \dot{Q}$ F = $\pi/4$ für Zylinder $\perp \dot{Q}$ F = 2/3 für Kugelform
YAGI und KUNII [168]	1957	$F_{E,FS} = \frac{\epsilon}{(2-\epsilon)}$ $F_{E,HR} = \frac{1}{1 + \frac{\Psi}{2(1-\Psi)} \frac{1-\epsilon}{\epsilon}}$	
LAUBITZ [74]	1959	$F_E = \epsilon \frac{1 - (1-\Psi)^{2/3} + (1-\Psi)^{4/3}}{1-\Psi}$	
SCHOTTE [122]	1960	$F_E = \epsilon$	Annahme: Partikel von unregelmäßiger Oberfläche der Schüttung umgeben
WAKAO und KATO [156]	1968	$F_E = \frac{2}{\frac{2}{\epsilon} - 0,264}$	

Referenz	Jahr	Austauschgrad	Kommentare
VORTMEYER [153]	1966	$F_E = \frac{2B_r + \epsilon(1-B_r)}{2(1-B_r) - \epsilon(1-B_r)}$	
VORTMEYER und BÖRNER [154]	1966	$F_E = \frac{2B_r + \epsilon(1-B_r)}{2(1-B_r) - \epsilon(1-B_r)}$	
KASPAREK und VORTMEYER [61] [62]	1976	$F_E = \frac{2B_r + \epsilon'(1-B_r)}{2(1-B_r) - \epsilon'(1-B_r)}$	Erweitertes Modell von VORTMEYER um Eigenemission aus Hohlräumen der Kugellagen $\epsilon' = \frac{\epsilon}{\epsilon + 0,5(1-\epsilon)}$

VORTMEYER [153] führt bei seinem Modell einen Strahlungsdurchlassfaktor  $B_r$  ein. Dieser beschreibt den Anteil der Strahlung, die die Lücken zwischen den Partikeln durchdringt. Er wird aus dem Verhältnis von freier zu fester Oberfläche bestimmt. Bei der Validierung des Modells mit Experimenten bemerkt er, dass er mit dieser Annahme des Flächenverhältnisses die Strahlungsleitfähigkeit für Schüttungen überbestimmt, siehe auch Abbildung 2.8. In Wirklichkeit muss die Strahlung verschlungene Kanäle zwischen den Partikeln passieren. Daher erweitern VORTMEYER und BÖRNER [154] dieses Modell um durchbrochene Wände. Dabei werden zum einen zylindrische und zum anderen kegelförmige Durchbrüche untersucht. Unter Einbeziehung von Absorption und Reflexion in den Durchbrüchen wird der Strahlungsdurchlassfaktor  $B_r$  als das Verhältnis von austretender und einfallender Strahlung bestimmt. Dieses Modell erweitern KASPAREK und VORTMEYER 1976 [61] [62] nochmals. Um die erhöhte Eigenemission aus den Hohlräumen der Kugellagen zu berücksichtigen, führen sie einen scheinbaren Emissionsgrad  $\epsilon'$  ein, über den sie wiederum den Durchlassfaktor  $B_r$  neu bestimmen. In Abbildung 2.8 sind die Ergebnisse der vorgestellten Strahlungsmodelle beispielhaft für JSC-1A (75  $\mu\text{m}$ ) dargestellt. Auffällig ist die hohe Strahlungsleitfähigkeit nach VORTMEYER [153].



**Abbildung 2.8:** Strahlungswärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{rad}}$  in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  unterschiedlicher Modelle für JSC-1A (75  $\mu\text{m}$ )

Wie erwähnt, führt die Annahme für den Strahlungsdurchlassfaktor  $B_r$  als reines Flächenverhältnis von Feststoff und Lücken zu einer Überbestimmung der durchdringenden Strahlung. Die restlichen Modelle führen zu ähnlichen Werten der radiativen Leitfähigkeit. Dabei stellt das Modell von NUSSELT [98] (bzw. DAMKÖHLER [28] sowie ARGO und SMITH [4]) die untere Grenze und das Modell von LAUBITZ [74] die obere dar. Die Modelle von SCHOTTE [122], YAGI und KUNII [168], LOEB [76] sowie WAKAO und KATO [156] zeigen nahezu identische Ergebnisse. RUSSEL [117] liegt mit der vereinfachenden Annahme von  $F_E = 1$  über diesen Modellen.

Gut zu erkennen ist in Abbildung 2.8 die Entwicklung des Modells von VORTMEYER. Während die theoretischen Ergebnisse anfänglich die eigens durchgeführten Experimente überbestimmen, wird von VORTMEYER und BÖRNER [154] durch die Berücksichtigung von Absorption und Reflexion in Lücken zwischen den Partikeln der Strahlungsdurchlass den realen Bedingungen angepasst und führt somit zu niedrigeren Werten von  $\lambda_{\text{rad}}$ . Eine zusätzliche Erweiterung des Modells von KASPAREK und VORTMEYER [62] um Eigenemission aus den Hohlräumen liefert wieder eine geringfügig höhere Strahlungsleitung. Aufgrund der Anpassung dieses Modells auf reale Bedingungen und der ex-

perimentellen Validierung anhand unterschiedlicher Kugelschüttungen wird das Modell von KASPAREK und VORTMEYER als Referenz-Absorptions-Modell für weitere Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit verwendet.

### 2.2.1.2 Modelle für Absorption und Streuung

#### Extinktion

Eine für diese Modellart entscheidende Größe stellt der Extinktionskoeffizient  $E$  dar. Sie beschreibt die Abschwächung der Strahlung durch Absorption  $\alpha_{\text{rad}}$  und Streuung  $\sigma_{\text{rad}}$  im Medium und ist definiert als [114]

$$E(\Lambda) = \alpha_{\text{rad}}(\Lambda) + \sigma_{\text{rad}}(\Lambda). \quad (2.7)$$

Wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben, teilt sich der Strahlungstransport je nach Verhältnis von Durchmesser der Partikel zu Wellenlänge der Strahlung in drei Regimes auf. Gleichung (2.7) basiert auf der Annahme, dass die Partikel viel kleiner als die Wellenlänge sind und somit isotrope Streuung vorherrscht (RAYLEIGH-Regime). Mit steigender Korngröße wird die im Medium auftretende Streuung jedoch stark anisotrop (MIE-Regime). Dadurch verringert sich auch die Extinktion, da aufgrund der auftretenden Vorwärtstreuung mehr Strahlung tiefer in das Medium eindringt. In diesem Fall spricht man von dem sogenannten effektiven Extinktionskoeffizienten  $E^*$ . Dieser ist nach REISS [114] definiert als

$$E^*(\Lambda) = E(\Lambda)(1 - \Omega(\Lambda)\bar{\mu}). \quad (2.8)$$

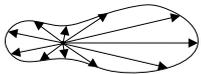
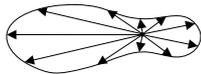
Dabei ist  $\Omega$  die Albedo und  $\bar{\mu}$  der Asymmetriefaktor der Streuung. Die Albedo berücksichtigt den Anteil der Streuung  $\sigma_{\text{rad}}$  neben der Absorption  $\alpha_{\text{rad}}$  an der Extinktion und wird folglich beschrieben durch

$$\Omega(\Lambda) = \frac{\sigma_{\text{rad}}(\Lambda)}{\sigma_{\text{rad}}(\Lambda) + \alpha_{\text{rad}}(\Lambda)}. \quad (2.9)$$

Der Asymmetriefaktor in Gleichung (2.8) beschreibt die winkelabhängige Streuung der Strahlung. Wie in Tabelle 2.8 aufgelistet, kann diese in drei Bereiche gegliedert werden: Vorwärtstreuung, isotrope Streuung und Rückwärtstreuung.

Den Einfluss der Partikelform auf die Extinktion und den Asymmetriefaktor in Abhängigkeit des Skalierungsfaktors  $x_{\text{rad}}$  (Gleichung (2.4)) untersuchen KALASHNIKOVA und SOKOLIK [60]. Dabei stellen sie fest, dass die Abweichung der

**Tabelle 2.8:** Einfluss des Asymmetriefaktors  $\bar{\mu}$  auf die Streuung der Strahlung  $I_{\text{rad}}$ 

$1 \geq \bar{\mu} > 0$ : Vorwärtsstreuung ( $E^* < E$ );	$I_{\text{rad}} \longrightarrow$	
$\bar{\mu} = 0$ : isotrope Streuung ( $E^* = E$ );	$I_{\text{rad}} \longrightarrow$	
$0 > \bar{\mu} \geq -1$ : Rückwärtsstreuung ( $E^* > E$ ).	$I_{\text{rad}} \longrightarrow$	

Form von einer Kugel keinerlei Auswirkung auf die genannten Größen unterhalb eines Skalierungsfaktors von ca. 5 hat. Oberhalb dieses Wertes beobachten sie eine höhere Extinktion bei unregelmäßig geformten Partikeln gegenüber Kugeln. Diese Beobachtung führen KALASHNIKOVA und SOKOLIK auf die größere Oberfläche der scharfkantig geformten Körner zurück. Ihre Berechnungen zeigen, dass die Streuung der Strahlung im Gegensatz zu kugelförmigen Partikeln größer wird, während die Absorption nahezu gleich bleibt. Diese Ergebnisse stimmen mit den Schlussfolgerungen von MUGNAI und WISCOMBE [92] sowie POLLACK und CUZZI [107] überein. Des Weiteren stellen KALASHNIKOVA und SOKOLIK heraus, dass der Asymmetriefaktor bei nicht-sphärischen Partikeln größer als bei sphärischen ist, wodurch wiederum der effektive Extinktionskoeffizient kleiner wird.

Im Folgenden wird zur Vereinfachung die Annahme isotroper Streuung verwendet. Mithilfe der Extinktion  $E$  kann die Transparenz eines Mediums bezüglich Strahlung charakterisiert werden. Dabei wird zwischen nicht transparenten und transparenten Medien unterschieden. Ein Medium ist nicht transparent, wenn dessen optische Dicke  $\tau_0 \geq 15$  ist [114]. Die optische Dicke ergibt sich aus der Extinktion  $E$  und der Probendicke  $t$  wie folgt durch

$$\tau_0(\Lambda) = \int_0^t E(\Lambda) dx. \quad (2.10)$$

Unter der Annahme, dass die Extinktion unabhängig von der Wellenlänge (d. h. in grauen Medien) und vom Ort ist, vereinfacht sich Gleichung (2.10) zu

$$\tau_0 = Et. \quad (2.11)$$

### Optisch dicke Medien ( $\tau_0 \geq 15$ )

Bei optisch dicken Medien (nicht transparent) kann der radiative Anteil der Strahlung  $\lambda_{\text{rad}}$  an der effektiven Gesamtwärmeleitfähigkeit des porösen Mediums durch die Lösung des Strahlungsdiffusionsmodells nach ROSSELAND [116] bestimmt werden mit

$$\lambda_{\text{rad}} = \frac{16\sigma m_{\text{eff}}'^2}{3E} T_{\text{rad}}^3. \quad (2.12)$$

Gleichung (2.12) ist nur unter der Annahme gültig, dass der Extinktionskoeffizient unabhängig von der Wellenlänge und der Temperatur ist. Diese Annahme gilt auch in den folgenden Gleichungen.  $m'_{\text{eff}}$  ist der effektive Brechungsindex des porösen Mediums. Bei hoher Porosität kann dieser gleich eins gesetzt werden [151]. Bei höherem Feststoffanteil kann der effektive Brechungsindex mithilfe der Porosität des Mediums  $\Psi$  anteilig aus den Brechungsindizes des Festkörpers  $m'_{\text{FK}}$  und des Fluids  $m'_f$  berechnet werden. Dazu gibt es unterschiedliche Ansätze. REISS [113] empfiehlt die Gleichung von MAXWELL-GARNETT [82], in der der effektive Brechungsindex definiert ist als

$$m_{\text{eff}}'^2 = m_f'^2 \left( 1 + \frac{3(1 - \Psi) \frac{m_{\text{FK}}'^2 - m_f'^2}{m_{\text{FK}}'^2 + 2m_f'^2}}{1 - (1 - \Psi) \frac{m_{\text{FK}}'^2 - m_f'^2}{m_{\text{FK}}'^2 + 2m_f'^2}} \right). \quad (2.13)$$

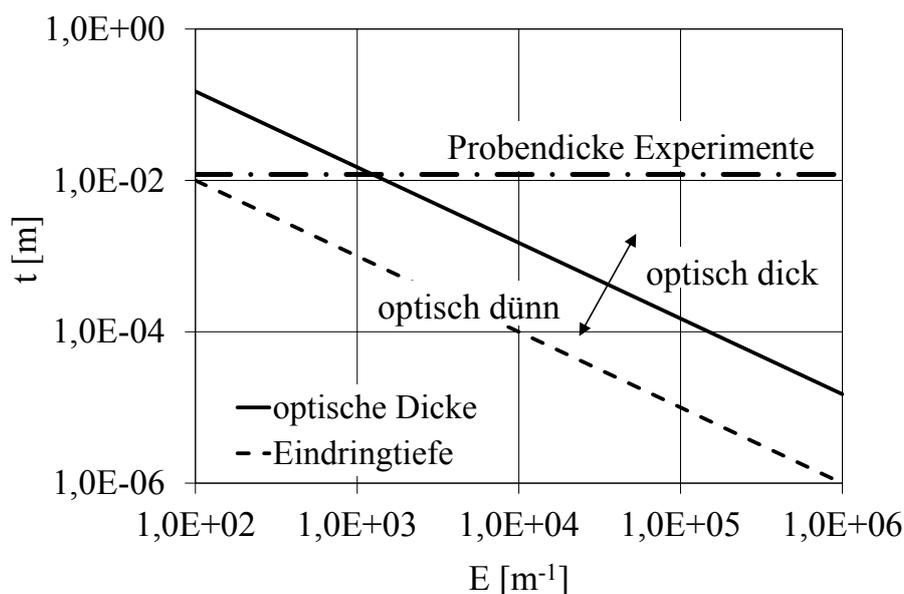
Eine weitere Kenngröße, um die Transparenz für Wärmestrahlung von porösen Medien im optisch dicken Bereich zu beschreiben, ist die mittlere Eindringtiefe  $D_p$ , die definiert ist als

$$D_p = \frac{1}{E}. \quad (2.14)$$

Sie steht für die Schichtdicke, die von der einfallenden Wärmestrahlung noch zu ca. 66 % durchdrungen wird [126] [151].

### Optisch dünne Medien ( $\tau_0 < 1$ )

Bei optisch dünnen Medien (transparent) durchdringt ein Teil der Strahlung



**Abbildung 2.9:** Optische Dicke und Eindringtiefe der thermischen Strahlung in Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten

ungehindert die Schicht des Mediums. Die beispielsweise experimentell ermittelte Wärmeleitfähigkeit ist somit eine Pseudo-Wärmeleitfähigkeit, da sie nun keine Materialkonstante mehr darstellt. Sie ist zum einen von der Schichtdicke  $D$  und zum anderen von den Emissionskoeffizienten  $\epsilon_{\text{wand}}$  der die Probe umschließenden Flächen abhängig. Zur Berechnung der Wärmestromdichte  $\dot{q}_{\text{rad}}$  folgt z. B. REISS [114] den Ansätzen für graue Gase. Dieser wird auch in den Standardwerken wie SIEGEL-HOWELL [126] verwendet. Basierend auf der STEFAN-BOLTZMANN-Gleichung zweier strahlender paralleler Platten wird die Abschwächung der Strahlung durch das dazwischen liegende poröse Medium durch den zusätzlichen Term  $\frac{3}{4}\tau_0$  berücksichtigt und wird beschrieben durch

$$\dot{q}_{\text{rad}} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{2}{\epsilon_{\text{wand}}} - 1 + \frac{3}{4}\tau_0}. \quad (2.15)$$

In Abbildung 2.9 ist die optische Dicke und die Eindringtiefe der thermischen Strahlung in Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten dargestellt. Im Bereich unterhalb des Graphen der optischen Dicke liegen optisch dünne und oberhalb optisch dicke Proben. Zusätzlich ist die Probendicke der Experimente zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit der vorliegenden Arbeit illustriert (Kapitel 4). Der Schnittpunkt mit dem Graph der optischen Dicke stellt das Minimum der Extinktion dar, ab dem das untersuchte Medium als nicht

transparent betrachtet werden kann. Folglich können die Proben ab einem Extinktionskoeffizient von ca.  $1000 \text{ m}^{-1}$  als opak angesehen werden. Diese Voraussetzung erfüllen alle untersuchten Pulvern (siehe Abbildung 5.3).

### Die Strahlungstransfergleichung

Strahlung in porösen Medien wird allgemein durch die Verteilung der winkelabhängigen Intensität, die vor allem durch Streuungsphänomene stark beeinflusst wird, charakterisiert. Unter der Annahme von Wellenlängenunabhängigkeit aller Parameter wird diese winkelabhängige radiative Intensität  $I$  in absorbierenden und streuenden Medien durch die Strahlungstransfergleichung (RTE<sup>13</sup>) beschrieben durch [126]

$$\mu \frac{\partial I(x, \mu)}{\partial x} = -EI(x, \mu) + \alpha_{\text{rad}} m'^2 I_b(x) + \frac{\sigma_{\text{rad}}}{2} \int_{-1}^1 I(x, \mu') \zeta(\mu, \mu') d\mu'. \quad (2.16)$$

Die linke Seite von Gleichung (2.16) stellt die Abnahme der Intensität entlang eines Strahlungsbündels dar. Der erste Term der rechten Seite von Gleichung (2.16) bezeichnet die Auslöschung der Strahlung durch Absorption ( $\alpha_{\text{rad}}$ ) und Streuung ( $\sigma_{\text{rad}}$ ), beschrieben durch den Extinktionskoeffizienten  $E$  [114]. Der zweite und dritte Term (2.16) stellen die Beiträge durch Emission und Streuung an der Intensität dar, wobei  $\zeta$  die Phasenfunktion der Streuung darstellt. Des Weiteren bezeichnet  $I_b$  die Intensität der Strahlung eines schwarzen Körpers und  $\mu = \cos\theta$  den Richtungswinkel.

In unterschiedlichen Arbeiten [15] [126] [133] wurden bereits Lösungsansätze der Strahlungstransfergleichung in porösen Medien detailliert diskutiert. Bei diesen Zusammenstellungen und Bewertungen der Streuungsmodelle zur Bestimmung der Strahlungsleitfähigkeit  $\lambda_{\text{rad}}$  wird dargestellt, dass die ROSSELAND-Approximation [116] für optisch nicht transparente Medien diese geeignet beschreibt (Gleichung (2.12)). Auch von LITOVSKY ET AL. [75], REISS [114] sowie im VDI-Wärmeatlas [151] wird die ROSSELAND Approximation zur Berechnung der Strahlungsleitfähigkeit empfohlen. Für einen detaillierten Überblick der in der Literatur bekannten Modelle sei an dieser Stelle auf SPINNLER [133] verwiesen.

<sup>13</sup> engl.: RTE - Radiative Transfer Equation

### 2.2.1.3 Kopplung von Strahlungs- und Leitungsmechanismen

Die Energieerhaltungsgleichung im stationären Fall ohne Quelle lautet

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q} = 0. \quad (2.17)$$

Unter der Annahme, dass sich alle nicht-radiativen Komponenten zusammenfassen lassen, setzt sich der Gesamtwärmestromdichte-Vektor zusammen aus den Wärmeströmen der Strahlung  $\vec{q}_{\text{rad}}$  und der restlichen Leitungsmechanismen  $\vec{q}_{\text{Leit}}$  und ist somit definiert als

$$\vec{q} = \vec{q}_{\text{Leit}} + \vec{q}_{\text{rad}}. \quad (2.18)$$

Gleichung (2.18) zeigt, dass durch die Forderung der Energieerhaltung die Komponenten über die Temperaturverteilung miteinander gekoppelt sind. Für den Fall eines grauen, absorbierenden, emittierenden, isotrop streuenden und durch ebene Seitenwände begrenzten homogenen Mediums lautet Gleichung (2.17) ausgeschrieben nach VISKANTA [152]

$$N_l \frac{d^2 \Theta}{d\tau^2} = (1 - \Omega) \left( \Theta^4(\tau) - \frac{\eta(\tau)}{4} \right). \quad (2.19)$$

Dabei bezeichnen  $\Omega$  die Albedo,  $\Theta = T/T_1$  die dimensionslose Temperatur mit  $T_1$  als Temperatur der wärmeren Begrenzungswand und  $\eta(\tau)$  die auf ein Volumenelement auftreffende Gesamtstrahlung.  $N_l$  ist der Leitungs-/Strahlungsparameter, der definiert ist als [126]

$$N_l = \frac{\lambda_{\text{Leit}} E}{4\sigma m_{\text{eff}}'^2 T_1^3}. \quad (2.20)$$

Gleichung (2.19) zeigt, dass die über die Temperaturverteilung erzwungene Kopplung der Wärmestromkomponenten nur für den Fall reiner Streuung ( $\Omega = 1$ ) exakt aufgehoben wird, wenn  $N_l$  temperaturunabhängig ist. REISS [113] zeigt jedoch, dass im Fall großer optischer Dicken die Lösungen für den Gesamtwärmestrom gegen einen Ausdruck konvergieren, der sich auch aus dem einfachen Diffusionsmodell mit der additiven Näherung ergibt. Diese Näherung führt zu

$$\dot{q} = \frac{\lambda_{\text{Leit}}}{t} (T_1 - T_2) + \frac{4\sigma m_{\text{eff}}'^2 (T_1^4 - T_2^4)}{3\tau_0}. \quad (2.21)$$

Die Voraussetzung dieser Gleichung ist, dass alle Wärmetransportmechanismen voneinander unabhängige Vorgänge darstellen und unabhängig voneinander berechnet werden dürfen. Hierzu werden nur mittlere Werte von  $\lambda_{\text{Leit}}$ ,  $m'_{\text{eff}}$ ,  $E$  und die Randtemperaturen benötigt.

### 2.2.2 Wärmetransport über die Festkörperkontakte

Wie in den folgenden Kapiteln gezeigt wird, ist sowohl die Gasleitung als auch die Kopplung von Festkörper- und Gasleitung stark vom Gasdruck abhängig und daher bei höheren Drücken dominierend. Bei absoluten Vakuumbedingungen ( $p \rightarrow 0$ ) verschwinden beide Anteile. Da bei niedrigen Temperaturen zusätzlich der Strahlungsanteil gegen null geht, ist bei diesen Bedingungen der Wärmetransport durch die Festkörperkontaktstellen der sich berührenden Partikel dominierend [156] (siehe Abbildung 2.12). Die bestimmende Größe ist dabei die Kontaktfläche, die in der Regel ca. 1 % der Gesamtfläche der Partikel beträgt [6]. Daraus ergeben sich hohe thermische Widerstände, die wiederum zu niedrigen Wärmeleitfähigkeiten führen. Aus diesem Grund wird dieser Anteil von vielen Autoren vernachlässigt (siehe Tabellen Kapitel 3).

Bei der Berücksichtigung der Festkörperkontaktleitung werden in der Regel zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt: Berechnung eines Kontaktwiderstandes durch die Annäherung der Kontaktfläche durch die HERTZSCHE Pressung oder Verwendung empirischer Werte. Bei letzterem Ansatz gehen die Autoren in ihrer Modellvorstellung von einer fiktiven Wärmeübertragungsfläche aus, die über eine aus experimentellen Daten extrahierte Konstante bestimmt wird [10] [68] [80] [97] [106] [124] [156] [157] [168].

Autoren wie LUIKOV ET AL. [77], OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99], VAN ANTWERPEN ET AL. [3] und KAGANER [59] berechnen den Kontaktradius  $r_{\text{FK}}$  näherungsweise für ein separates Kugelpaar nach der Theorie der HERTZSCHEN Pressung [50] mit

$$r_{\text{FK}} = \left( \frac{3}{4} \frac{1 - \gamma^2}{Y} G_{\text{FK}} r_p \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.22)$$

Dabei bezeichnen  $\gamma$  die Querkontraktionszahl und  $Y$  den E-Modul als Materialkennwerte des Feststoffes und  $r_p$  den Radius der Partikel.  $G_{\text{FK}}$  ist die Kraft, mit der die Partikel zusammengedrückt werden. Normalerweise wird diese durch das Eigengewicht ( $G_{\text{FK},1}$ ) des Mediums verursacht. Folglich ist dessen

Wärmeleitfähigkeit abhängig von der Dichte und der vertikalen Dicke bzw. der Tiefe des Mediums. Der Auflagedruck auf einen Partikel kann durch das arithmetische Mittel über die Gesamtschicht ermittelt werden [7] [59]. Zusätzlich können externe Kräfte ( $G_{\text{FK},2}$ ) die Pressung der Partikel erhöhen und somit die Wärmeleitfähigkeit des Materials anheben. Die gesamte Kraft  $G_{\text{FK}}$  ergibt sich aus der Summe der beiden Komponenten.

Eine weitere Kraft-Komponente stellt die Adhäsion der Partikel dar. Diese ist unter Gravitationseinfluss jedoch vernachlässigbar klein. GUNDLACH ET AL. [43] beschreiben in ihrer Arbeit die zusätzlich wirkende Adhäsionskraft. Sie ist dafür verantwortlich, dass selbst bei Schwerelosigkeit Wärmeleitung über die Kontaktflächen stattfinden kann. Da die vorliegende Arbeit Wärmeleitung unter Erdgravitation ( $g$ ) bzw. Mondgravitation ( $\frac{1}{6}g$ ) behandelt, wird der Beitrag durch adhäsive Kräfte vernachlässigt.

Basierend auf der Theorie zur Bestimmung des elektrischen Widerstandes an einer Verengung nach HOLM [52] bestimmt KAGANER den thermischen Widerstand eines Kontaktes mit

$$R_{\text{th,FK}} = \frac{1}{2r_{\text{FK}}\lambda_{\text{FS}}}. \quad (2.23)$$

Unter Berücksichtigung der Anzahl der Kontaktstellen pro Partikel, die eine Funktion der Porosität  $\Psi$  darstellt, ergibt sich für die gesamte Wärmeleitfähigkeit der Kontaktstellen

$$\lambda_{\text{FK}} = 3,44(1 - \Psi)^{4/3} \left( \frac{1 - \gamma^2}{Y} \right)^{1/3} \lambda_{\text{FS}} P^{1/3}. \quad (2.24)$$

$P$  ist hierbei die flächenspezifische Kraft ( $\text{N m}^{-2}$ ). Gleichung (2.24) wurde sowohl von KAGANER als auch von anderen Autoren validiert und zeigt sehr gute Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen [133] [151].

### 2.2.3 Wärmetransport durch Gasleitung

Die Gasleitung bezeichnet die Übertragung von Wärme durch einzelne sich anstoßende Moleküle in den Poren des Mediums, die durch die kinetische Gastheorie [63] beschrieben wird. Daraus ergibt sich für die Wärmeleitfähigkeit eines Gases [59]

$$\lambda_{\text{gas}} = \frac{\lambda_f}{1 + 2\beta\text{Kn}}, \quad (2.25)$$

wobei  $\beta$  eine von der molekularen Masse abhängige Konstante ist. Je höher die Masse der Moleküle ist, desto höher ist die Effizienz der Wärmeübertragung. Folglich ist  $\beta$  indirekt proportional zur molekularen Masse (Luft:  $\beta = 1,63$  [151]). Die charakteristische Kenngröße ist dabei die KNUDSEN-Zahl  $\text{Kn}$ , die die Wärmeleitfähigkeit eines Fluids in Abhängigkeit des Drucks in drei Regimes aufteilt. Sie ist definiert als das Verhältnis von mittlerer freier Weglänge der Gasmoleküle  $l_m$  zur charakteristischen Länge  $L$  und somit definiert als

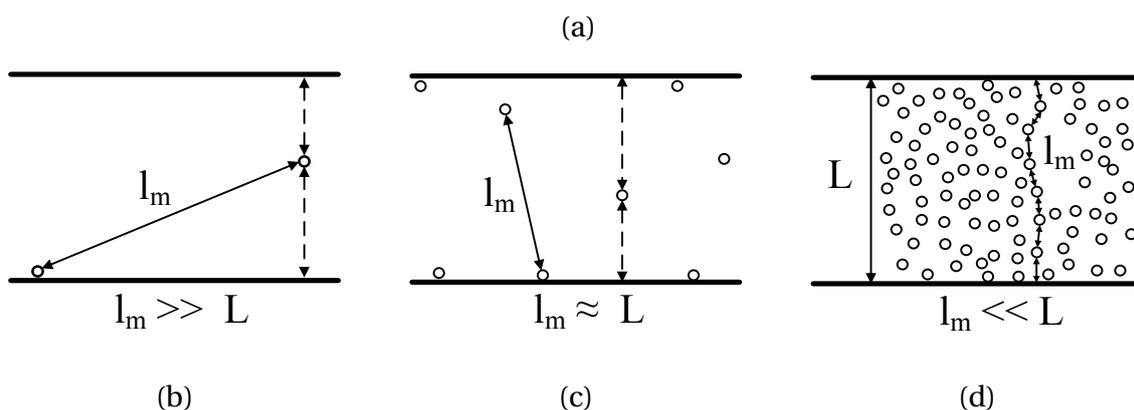
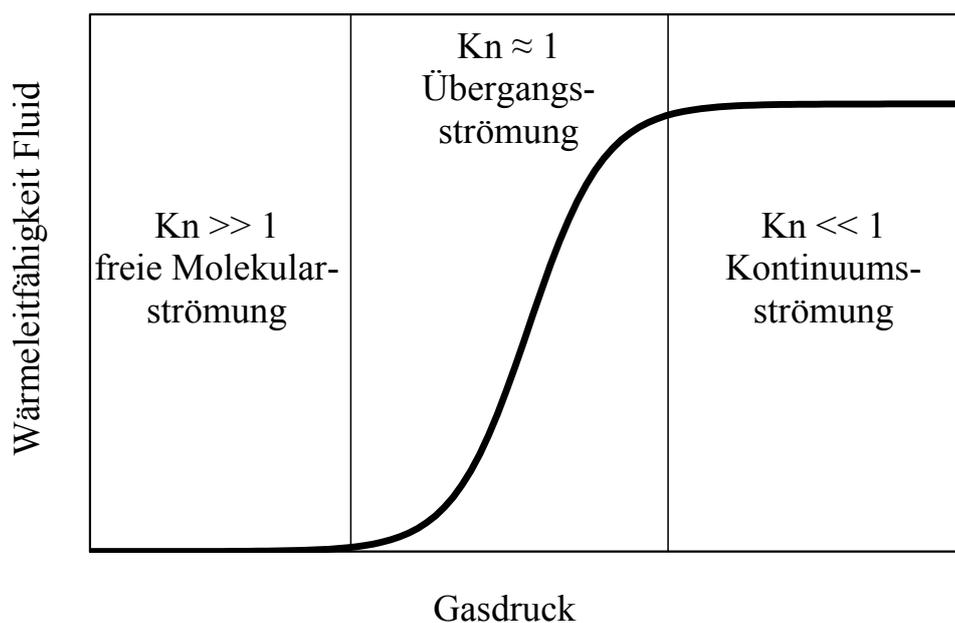
$$\text{Kn} = \frac{l_m}{L}. \quad (2.26)$$

Viele Autoren integrieren diese Beziehung in ihre Modelle, wobei die charakteristische Länge stets der Porengröße entspricht [59] [75] [124] [129] [166]. Dabei nutzen sie die Abnahme der Wärmeleitfähigkeit eines Fluids mit sinkendem Druck, den sogenannten SMOLUCHOWSKI-Effekt [131]. Abbildung 2.10 (a) zeigt schematisch den Verlauf der Wärmeleitfähigkeit eines Fluids in Abhängigkeit des Gasdrucks. Bei hohen Drücken ist aufgrund der großen Dichte der Gasmoleküle die mittlere freie Weglänge sehr klein. Dadurch ist die Wärmeleitung dominiert von Molekül-Molekül-Kollisionen ( $\text{Kn} \ll 1$ , Abbildung 2.10 (d)). Eine weitere Erhöhung der Moleküldichte führt somit zu keiner weiteren Erhöhung der Wärmeübertragung zwischen Molekülen und Wand. Der Wärmetransport ist daher gesättigt, so dass die Wärmeleitfähigkeit des Fluids konstant bleibt. Bei Absenkung des Drucks steigt die mittlere freie Weglänge der Moleküle. Entspricht diese in etwa der charakteristischen Länge ( $\text{Kn} \approx 1$ , Abbildung 2.10 (c)) so ist die Wahrscheinlichkeit von Molekül-Molekül- und Molekül-Wand-Kollisionen nahezu gleich groß. Bei weiterem Absenken des Drucks sinkt somit durch die Abnahme der Molekül-Wand-Kollisionen auch die Wärmeleitfähigkeit des Fluids, bis die Moleküldichte so gering ist, dass die Gasleitung null wird ( $\text{Kn} \gg 1$ , Abbildung 2.10 (b)). Die mittlere freie Weglänge der Moleküle berechnet sich nach [151] durch

$$l_m = 2 \frac{2 - \kappa}{\kappa} \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}} \frac{\lambda_f}{p(2c_{p, \text{gas}} - \frac{R}{M})}. \quad (2.27)$$

Dabei sind  $c_{p, \text{gas}}$  die spezifische Wärmekapazität des Gases,  $R$  die universelle Gaskonstante und  $M$  die Molmasse des Gases.  $\kappa$  bezeichnet den Akkomodationskoeffizienten. Dieser quantifiziert die Wärmeübertragungseffizienz der Moleküle auf die Wand und umgekehrt und wird berechnet durch

$$\lg\left(\frac{1}{\kappa} - 1\right) = 0,6 - \frac{\left(\frac{1000\text{K}}{T}\right) + 1}{C_{\text{gas}}}. \quad (2.28)$$



**Abbildung 2.10:** SMOLUCHOWSKI-Effekt: (a) Wärmeleitfähigkeit eines Fluids in Abhängigkeit vom Gasdruck mit einzeichneten Regimes; schematische Darstellung der mittleren freien Weglänge in Beziehung zur charakteristischen Länge  $L$  für freie Molekularströmung (b), für Übergangsströmung (c) und für Kontinuumsströmung (d)

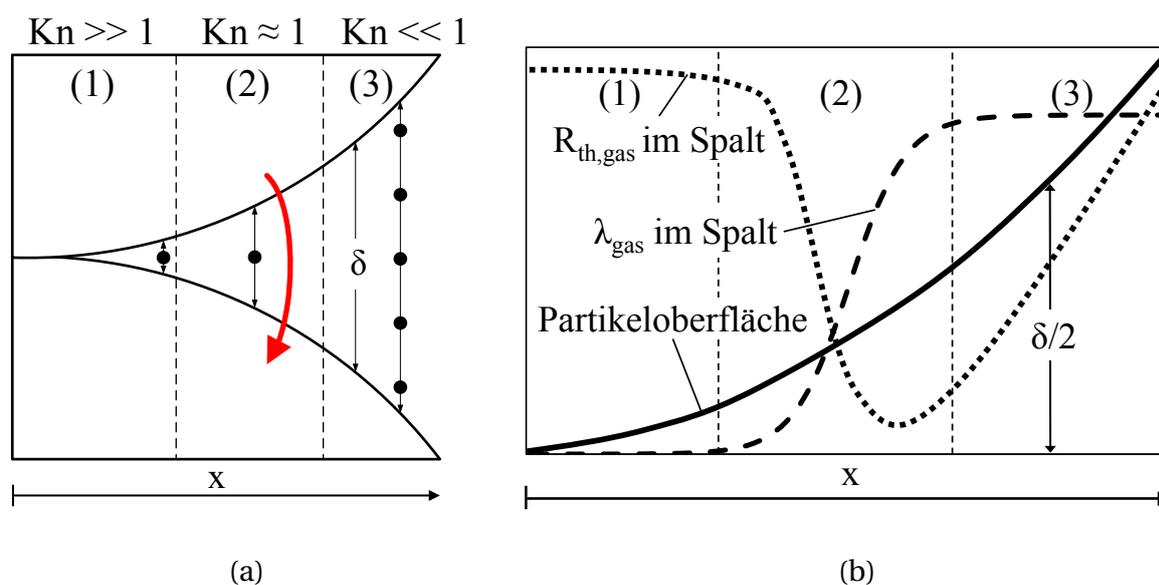
Die Konstante  $C_{\text{gas}}$  hängt von der Molmasse des Gases ab (He:  $C_{\text{gas}} = 50$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ :  $C_{\text{gas}} = 3,6$ , Luft:  $C_{\text{gas}} = 2,8$ ) [151]. Daraus geht hervor, dass die Effizienz der Energieübertragung zur Wand mit der Masse der Moleküle zunimmt.

### 2.2.4 Kopplung der Festkörper- und Gasleitung

In den Arbeiten von DEISSLER, BÖGLI und EIAN [29] [30], BAHRAMI ET. AL [6], BATCHELOR und O'BRIEN [8], GUSAROV ET AL. [44], LUIKOV ET AL. [77] sowie in den Veröffentlichungen von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER [10] [170] [171] wird der entscheidende Bereich der Wärmeübertragung dem Gasspalt nahe den Berührungsstellen der Partikel beigemessen. In diesem Bereich ist der Abstand der Partikel sehr gering, wodurch der Anteil der Gasleitung entscheidend zur effektiven Gesamtwärmeleitfähigkeit beiträgt. Diesen Effekt verknüpfen ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER [10] [170] [171] sowie BAHRAMI ET. AL [6] mit der Form bzw. Oberflächenbeschaffenheit der Partikel. Sie gehen davon aus, dass durch die Unförmigkeit der Partikel Bereiche mit niedrigeren Abständen zwischen den Körnern nahe den Kontaktpunkten entstehen. Dadurch steigt der Wärmetransport in diesem Bereich durch das Fluid. Um diesen Effekt in ihr Modell zu integrieren, ersetzen BAHRAMI ET. AL die reale unförmige Oberflächenkontur durch eine parabolische Kontur in ihrer Einheitszelle. Ihr Modell validieren sie jedoch nur anhand kugelförmiger Partikel. ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER führen zur Integration der Partikelform einen empirischen Formfaktor ein. Diesen bestimmen sie für Kugeln ( $F = 1.25$ ), gebrochene Partikel ( $F = 1.4$ ) und Zylinder ( $F = 2.5$ ). Ähnlich BAHRAMI ET. AL beeinflusst der Formfaktor den Spaltabstand in der Einheitszelle. Mit steigendem Formfaktor ändert sich die Oberflächenkontur so, dass die Spaltweite geringer wird und somit eine erhöhte Wärmeleitung simuliert wird.

FRICKE[39], SWIMM[137] und REICHENAUER[112] sprechen von einem Koppel-effekt zwischen dem Festkörper und dem Gas. Auf makroskopischer Ebene erklären sie diesen Effekt dadurch, dass der thermische Widerstand an den Punktkontakten der Partikel durch die geringe Berührung sehr hoch ist. Dieser hohe Widerstand wird vom fließenden Wärmestrom über das Gas umgangen. Es kommt zu "Kurzschlüssen" zwischen den Partikelwänden neben den Berührungspunkten, wodurch der Wärmefluss überbrückt wird.

In Abbildung 2.11 (a) ist dieser Effekt schematisch dargestellt. Wie auch im vorangehenden Abschnitt beschrieben, kann der Bereich nahe der Kontaktpunkte der Partikel bezüglich der Wärmeleitfähigkeit des Gases  $\lambda_{\text{gas}}$  in drei Bereiche aufgeteilt werden. Bei konstantem Gasdruck weist die KNUDSEN-Zahl eine Abhängigkeit vom Abstand des Kontaktes  $x$  auf. Im Bereich (1) ist



**Abbildung 2.11:** (a) Schematische Darstellung der Festkörper-Gas-Kopplung (roter Pfad) in Abhängigkeit der Spaltweite bzw. Knudsen-Zahl  $Kn$ ; (b) Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{gas}}$  und des thermischen Widerstandes des Gases  $R_{\text{th,gas}}$  von der Spaltweite  $\delta$

die Spaltweite  $\delta$  viel kleiner als die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle, wodurch sich sehr hohe Knudsen-Zahlen ergeben. Die Wärmeleitfähigkeit des Gases geht somit gegen null (siehe Abbildung 2.11). Im Bereich (2) nähert sich die Spaltweite der mittleren freien Weglänge an. In diesem Übergangsbereich nimmt  $\lambda_{\text{gas}}$  stark zu, bis Kontinuumsströmung erreicht ist und  $\lambda_{\text{gas}}$  sein Maximum erreicht. Gleichzeitig nimmt der gesamte thermische Widerstand im Gasspalt  $R_{\text{th,gas}}$  durch die Erhöhung des Spaltabstandes mit höherem Abstand vom Kontakt zu. Da  $R_{\text{th,gas}} \sim l_{\text{gas}}/\delta$ , bildet sich ein Minimum in Bereich (2) aus, in dem der Effekt der Kopplung von Festkörper und Gas am stärksten ausgeprägt ist. Bei mikroporösen Medien sind die Durchmesser der Partikel im allgemeinen sehr klein, wodurch bei atmosphärischen Bedingungen Bereich (2) und (3) nicht auftreten. Allgemein wird dieser Effekt bei Modellen zur Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit für mikroporöse Medien vernachlässigt, da die hohe Porosität dieser Medien durch den geringen Feststoffanteil zu einer Unterdrückung der Kopplung führt.

Analytischen Modelle zur Beschreibung der Kopplung basieren meist auf einer Reihenschaltung des thermischen Festkörper- und des Gaswiderstandes parallel zum Kontaktwiderstand [6] [9] [129] [137]. Dieser Effekt ist für die star-

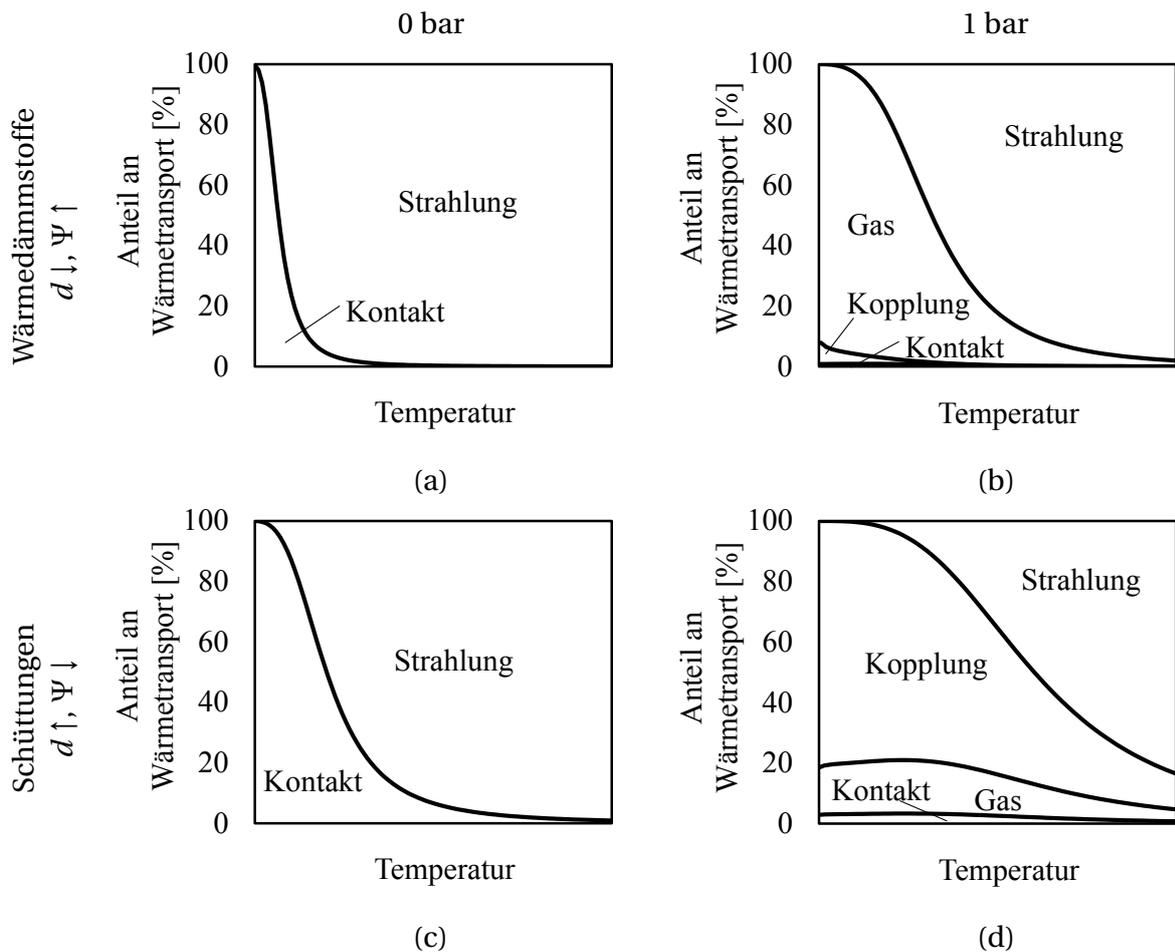
ke Gasdruckabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen und Pulvern verantwortlich.

### **2.2.5 Druck- und Temperaturabhängigkeit der einzelnen Wärmetransportmechanismen**

Je nach Gasdruck und Temperatur dominieren unterschiedliche Wärmetransportmechanismen. Abbildung 2.12 zeigt die Anteile der einzelnen Mechanismen für unterschiedliche Druckniveaus bei unterschiedlichen Korngrößen und Porositäten in Abhängigkeit der Temperatur. Die Abbildungen (a) und (b) sind exemplarisch für Wärmedämmstoffe (kleine Korngröße, große Porosität), (c) und (d) für Schüttungen (größere Korngröße, niedrige bis mittlere Porosität).

Im Vakuum sind wie erwartet die Anteile von Gasleitung und Kopplung für beide Materialien null und daher nicht eingezeichnet. Sowohl bei der Wärmedämmstoffen (a) als auch bei der Schüttung (c) dominiert bei niedrigen Temperaturen im Vakuum die Festkörperkontaktleitung. Diese Bedingungen stellen lunare Umgebungsbedingungen dar ( $p = 10^{-13}$  mbar,  $T = 295$  K -  $390$  K). Ungenauigkeiten in der Berechnung der Anzahl der Kontaktstellen können daher in diesem Bereich zu Unsicherheiten bei der theoretischen Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit führen. Die Anzahl der Kontaktpunkte kann durch unregelmäßige Partikelformen variieren. Der Anteil der Festkörperkontaktleitung nimmt jedoch bei höheren Temperaturen stark ab, da die Strahlungsleitung mit der 3. Potenz der mittleren Übertragungstemperatur zunimmt. Bei Wärmedämmstoffen dominiert diese bereits bei niedrigeren Temperaturen als bei Schüttungen. Zum einen erhöht die hohe Porosität die Strahlungsdurchlässigkeit. Zum anderen verringert der niedrigere Feststoffanteil die Festkörperkontaktleitung.

Unter Atmosphäre kristallisieren sich deutliche Unterschiede für Wärmedämmstoffe (b) und Schüttungen (d) heraus. Bei den Wärmedämmstoffen wird die Kopplung von Feststoff- und Gasleitung fast vollkommen unterdrückt. Dies ist zum einen durch die hohe Porosität bei geringem Feststoffanteil zu erklären. Zum anderen führen kleine Partikeldurchmesser zu Porendurchmessern, die unterhalb der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle liegen. Im Gegensatz dazu stellt die Kopplung bei Schüttungen



**Abbildung 2.12:** Anteil der einzelnen Wärmeleitmechanismen am Gesamtwärmetransport für verschiedene Durchmesser und Porositäten ( $\uparrow$  = hoch,  $\downarrow$  = niedrig) sowie Druckzustände

unter Atmosphäre (d) den größten Anteil der Wärmeleitung dar. Während der Beitrag der Kontaktleitung in beiden Fällen vernachlässigbar ist, nimmt der Anteil der Strahlung, wie im Vakuum, bei höheren Temperaturen stark zu. Auch bei Schüttungen liegt dieser bei höheren Temperaturen über dem Anteil von Kopplung und Gasleitung.

Abbildung 2.12 zeigt die Unterschiede der Anteile der Wärmetransportmechanismen für Wärmedämmstoffe und Schüttungen deutlich auf. Vor allem unter atmosphärischen Bedingungen ist der Unterschied bezüglich des Anteils der Kopplung sehr hoch. Aber auch der Anteil der Strahlung ist sowohl im Vakuum als auch unter Atmosphäre unterschiedlich. Wie später in Kapitel 6 zu sehen ist, beschreiben Modelle für Wärmedämmstoffe vor allem den Strahlungstransport detailliert, während bei Modellen

für Schüttungen das Hauptaugenmerk auf die Modellierung der Festkörper-Gas-Kopplung gelegt wird. Da lunarer Regolith, bzw. Pulver im Allgemeinen, bezüglich Partikeldurchmesser und Porosität einen Zwischenbereich von Wärmedämmstoffen und Schüttungen darstellt, soll in der vorliegenden Arbeit diese Lücke zwischen den beiden Modellierungsarten der temperatur- und druckabhängigen effektiven Wärmeleitfähigkeit geschlossen werden.

## 2.3 Methoden zur experimentellen Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit

Es gibt zahlreiche Methoden zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit verschiedener Medien. Die Anwendung der jeweiligen Methode ist abhängig vom Zustand (Gas, Pulver, Festkörper) und von den thermischen Eigenschaften des Mediums, dem relevanten Temperaturbereich sowie den Umgebungsbedingungen wie z. B. Gasdruck, Luftfeuchtigkeit, etc. Grundsätzlich existieren zwei unterschiedliche Messmethoden zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien: stationäre und instationäre Messungen. PRESLEY und CHRISTENSEN legen in ihrem Übersichtspaper den Stand der Technik bezüglich bestehender Messmethoden der effektiven Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien detailliert dar [110], wie im Folgenden zusammengefasst ist.

### 2.3.1 Stationäre Messverfahren

Stationäre Messverfahren gliedern sich in fünf Grundtypen [110]: die Plattenmethode, die Vergleichsmethode, die Radialflussmethode und die kalorimetrische sowie photometrische Methode. Alle basieren auf dem FOURIERSCHEN Gesetz, das definiert ist als

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T. \quad (2.29)$$

Dabei ist  $\vec{q}$  die Wärmestromdichte und  $\nabla T$  der räumliche Temperaturgradient in x-, y- und z-Richtung. Unter Kenntnis dieser Größen bei stationären Bedingungen kann die Wärmeleitfähigkeit der Probe  $\lambda$  bestimmt werden. Der Unterschied der genannten Grundtypen bei den stationären Messverfahren besteht in der Bestimmung der Wärmestromdichte. Bei der Plattenmess- und der Radialflussmethode wird dieser direkt über die elektrische Heizleistung

bestimmt, wobei sich beide Methoden in der Geometrie der Probe unterscheiden. Um Fehler durch Randverluste zu minimieren, werden oft senkrecht zur Wärmeflussrichtung Randheizungen eingesetzt. Die Vergleichsmethode nutzt ein Referenzmaterial mit bekannter Wärmeleitfähigkeit. Des Weiteren ist es möglich, den Wärmefluss durch die Verdampfungsrate einer kryogenen Flüssigkeit zu bestimmen (Kalorimeter) oder auch durch Messung der Temperatur der abstrahlenden Probenfläche (Photometer).

### 2.3.2 Instationäre Messverfahren

Bei den instationären Messmethoden gibt es zwei Grundtypen zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit: die Hitzdrahtmethode und die Wärmepulsmessung. Beide Typen basieren auf einer linearen Wärmequelle. Unter der Annahme radialer Diffusion ergibt sich

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (2.30)$$

wobei  $t$  die Zeit,  $r$  der radiale Abstand zum Mittelpunkt des Heizers,  $\rho$  die Rohdichte und  $c$  die Wärmekapazität der Probe ist. Die Lösung von Gleichung (2.30) ist in [17] dargestellt und führt zu

$$T = -\frac{q}{4\pi\lambda} \text{Ei} \left( \frac{-r^2}{4at} \right). \quad (2.31)$$

$\alpha$  bezeichnet die Temperaturleitfähigkeit,  $q$  die längenspezifische Leistung des Heizers und Ei die exponentielle Integralfunktion erster Ordnung. Bei der Hitzdrahtmethode wird ein Heizdraht in dem zu untersuchenden Medium eingebettet und mit einer konstanten elektrischen Leistung  $P_{\text{el}}$  erwärmt. Für längere Zeiten vereinfacht sich Gleichung (2.31) zu

$$T = \frac{q}{4\pi\lambda} \ln(t). \quad (2.32)$$

Wie Abbildung 2.13 (a) zeigt, bildet der Temperaturanstieg des Heizers über der logarithmischen Zeit aufgetragen nach längerer Zeit einen linearen Verlauf aus. Über die Steigung der Kurve kann die Wärmeleitfähigkeit aus zwei zeitlich unterschiedlichen Messpunkten  $t_1$  und  $t_2$  bestimmt werden aus

$$\lambda = \frac{q}{4\pi(T_2 - T_1)} \ln \left( \frac{t_2}{t_1} \right). \quad (2.33)$$

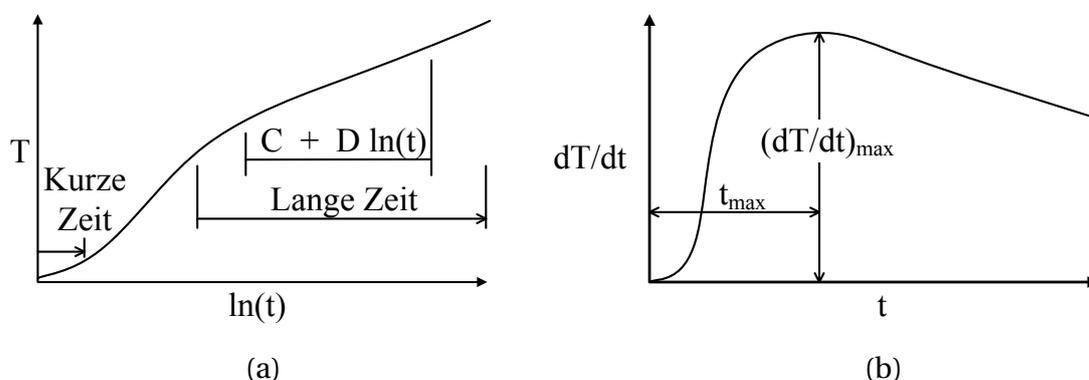
Bei der Wärmepulsmessung befindet sich die Temperaturmessstelle in einem definierten Abstand zur linearen Wärmequelle. Durch Differentiation von Gleichung (2.31) nach der Zeit  $t$  erhält man nach WEST [161]

$$\frac{dT}{dt} = \frac{q}{4\pi\lambda t} e^{\left(\frac{-r^2}{4at}\right)}. \quad (2.34)$$

Wie Abb. 2.13 (b) zeigt, hat die Erwärmungsgeschwindigkeit ein Maximum  $(dT/dt)_{\max}$ . Über die zusätzlich bekannte Zeit  $t_{\max}$  lässt sich somit die Wärmeleitfähigkeit der Probe bestimmen mit

$$\lambda = \frac{q}{4\pi(dT/dt)_{\max} t_{\max}} e^{\left(-\frac{r^2}{4at_{\max}}\right)} \quad (2.35)$$

Der entscheidende Vorteil der instationären Messmethoden gegenüber den stationären ist die kurze Zeitspanne je Messpunkt. Je nach Art der Methode liegt diese bei ca. 20 Minuten. Im Gegensatz dazu muss sich bei stationären Methoden das System im thermischen Gleichgewicht befinden. Bis dieses erreicht ist, können je nach Aufbau und Wärmeleitfähigkeit der Probe mehrere Stunden bis Tage vergehen.



**Abbildung 2.13:** Temperaturverlauf des Heizers bei der Hitzdrahtmethode [110] (a); Aufwärmgeschwindigkeit der Temperaturmessstelle in definiertem Abstand zum Heizer bei der Wärmepulsmessmethode [161] (b)

Ein Nachteil der instationären Messungen sind Verfälschungen der Ergebnisse bei stark streuenden-, insbesondere stark vorwärtsstreuenden Medien. Die gestreute Strahlung wandert wie in einem Diffusionsprozess mit Lichtgeschwindigkeit zur gegenüberliegenden Begrenzung und wird dort teilweise oder ganz absorbiert, ohne dass für diese Anteile innerhalb des Mediums

ein Strahlungsgleichgewicht entsteht. Somit bildet sich in der Nähe der Begrenzungswand, in der ein Wärmepuls erzeugt wird, ein scharfer Temperaturabfall. Erst mit zunehmender Zeit wird dieser durch den langsameren "echten" Diffusionsprozess durch die schrittweise Absorption und Emission der Strahlung abgebaut [114].

### **2.3.3 Round-Robin Tests**

In ihren Arbeiten führen ALBERS [1], HUST und SMITH [55] und SALMON und TYE [120] sogenannte Round-Robin Tests durch. Dabei lassen sie die effektive Wärmeleitfähigkeit identischer Proben an bis zu 60 unterschiedlichen Instituten durch stationäre Platten-Methoden untersuchen. Alle Autoren stellen fest, dass die Ergebnisse der einzelnen Labore eine sehr große Streuung aufweisen. Sie beobachten eine Standardabweichung von bis zu  $\pm 20\%$ . Weiterhin stellen sie fest, dass die Abweichungen mit höheren Übertragungstemperaturen zunehmen. All diese Arbeiten zeigen die Schwierigkeiten der experimentellen Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Medien auf. Daher wird die Messgenauigkeit des in der vorliegenden Arbeit konstruierten Experiments in Kapitel 5 detailliert diskutiert. Zusätzlich werden die experimentellen Ergebnisse anhand geeigneter Daten anderer Messinstitute validiert.

### 3 Literaturübersicht

Wie im vorangehenden Kapitel dargestellt, sind die Anteile der Wärmetransportmechanismen an der effektiven Wärmeleitfähigkeit eines porösen Mediums sowohl abhängig vom Partikeldurchmesser und von der Porosität als auch von den Temperatur- und Gasdruckbedingungen. Im Folgenden werden die bekanntesten Modelle zur Berechnung des kombinierten Wärmetransports in porösen Medien hinsichtlich des angewandten Lösungsansatzes und der Berücksichtigung der Mechanismen gegliedert und diskutiert.

TSOTSAS und MARTIN [144] teilen in einem Review aus dem Jahr 1987 Modelle zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen in drei Modelltypen auf: Typ 1 "Lösung der LAPLACE-Gleichung", Typ 2 "Verschaltung von thermischen Widerständen des Gesamtsystems" und Typ 3 "Einheitszellenmodell". Einige der bis zu dieser Zeit bekannten Modelle reihen sie in diese Typen ein. Weiterhin teilen sie die Einflussgrößen auf die effektive Wärmeleitfähigkeit in primäre und sekundäre Parameter auf. Zu den primären Einflussgrößen zählen sie die Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes und des Fluids, die Porosität und die räumliche Verteilung der Partikel. Zu den sekundären gehören die effektive Wärmeleitfähigkeit durch Strahlung in den Hohlräumen, die Wärmeleitung durch Flächenkontakte sowie die Partikelform und Korngrößenverteilung.

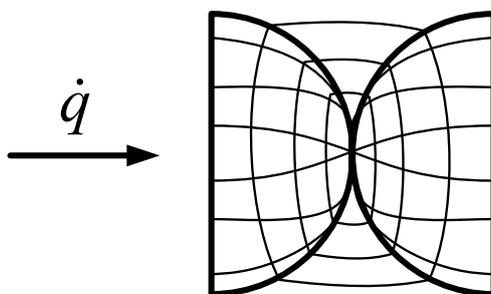
In einem Review von 2009 gehen ANTWERPEN ET AL. [2] auf den Einfluss der Packungsstruktur auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von monodispersen Kugelschüttungen ein, die in nuklearen Reaktoren zum Einsatz kommen. Zusätzlich beschreiben sie Modellierungsansätze der Mechanismen wie Strahlung, Gasleitung und Festkörperkontaktleitung getrennt voneinander.

Im Folgenden soll ein Gesamtüberblick der aus der Literatur bekannten Modelle gegeben werden. Die von TSOTSAS und MARTIN und VAN ANTWERPEN ET AL. vorgestellten Modelle sind um zusätzliche, zum Teil neuere Modelle ergänzt. Diese werden in die von TSOTSAS und MARTIN vorge-

schlagenen Modelltypen eingliedert. Im Gegensatz zu VAN ANTWERPEN ET AL. sind in dieser Literaturübersicht das Augenmerk auf die Kopplung der Gesamtmodelle gelegt und tabellarisch die Berücksichtigung aller Wärmetransportmechanismen festgehalten. Die Integration der Druckabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit ist zusätzlich tabellarisch erfasst, da diese Abhängigkeit eine entscheidende Eigenschaft von Pulvern darstellt.

### 3.1 Kopplungsmodelle der Wärmetransportmechanismen

#### 3.1.1 Modelltyp 1: Lösung der LAPLACE-Gleichung



**Abbildung 3.1:** Exakte Berechnung des Temperatur- und Wärmestromprofils durch die Lösung der LAPLACE-Gleichung

Der erste Modelltyp nach TSOTSAS und MARTIN [144] beschreibt die Lösung der LAPLACE-Gleichung für den Wärmetransport innerhalb und in der Umgebung der Partikel. Somit wird das Temperatur- und Wärmestromprofil des Systems exakt bestimmt (Abbildung 3.1). Die LAPLACE-Gleichung für die stationäre Wärmeleitung lautet

$$\Delta T(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}) = 0. \quad (3.1)$$

$\Delta$  bezeichnet dabei den LAPLACE-Operator. Durch das Temperatur- und Wärmestromprofil kann somit unter Einbeziehung der Wärmeleitfähigkeit der Einzelkomponenten die effektive Wärmeleitfähigkeit des Systems bestimmt werden. Die Lösung der LAPLACE-Gleichung geschieht analytisch oder numerisch.

## 3.1.1.1 Analytische Lösung

**Tabelle 3.1:** Modelle Typ 1a: Berücksichtigung der Mechanismen Festkörperkontakt (FK), Strahlung (rad) und Druckabhängigkeit (p) ( $\checkmark$  = ja, X = nein)

Referenz	Jahr	FK	rad	p	Gleichung
MAXWELL [81]	1873	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{\frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} (3-2\Psi) + 2\Psi}{3 + \Psi \left( \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} - 1 \right)}$
RAYLEIGH [111]	1892	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{\left( \frac{2\lambda_f + \lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f - \lambda_{\text{FS}}} \right) - 2(1-\Psi) - 0,525 \left( \frac{3\lambda_f - 3\lambda_{\text{FS}}}{4\lambda_f + 3\lambda_{\text{FS}}} \right) (1-\Psi)^{\frac{10}{3}}}{\left( \frac{2\lambda_f + \lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f - \lambda_{\text{FS}}} \right) + (1-\Psi) - 0,525 \left( \frac{3\lambda_f - 3\lambda_{\text{FS}}}{4\lambda_f + 3\lambda_{\text{FS}}} \right) (1-\Psi)^{\frac{10}{3}}}$
BURGER [14]	1919	X	X	X	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\Psi \lambda_f + (1-\Psi) F \lambda_{\text{FS}}}{\Psi + (1-\Psi) F}$
BRUGGEMAN [13]	1935	X	X	X	$\Psi = \frac{\lambda_{\text{eff}} - \lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f - \lambda_{\text{FS}}} \left( \frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{eff}}} \right)^{\frac{1}{3}}$
MEREDITH und TOBIAS [88]	1960	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{\left( \frac{2\lambda_f + \lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f - \lambda_{\text{FS}}} \right) - 2(1-\Psi) + 0,409 \left( \frac{6\lambda_f + 3\lambda_{\text{FS}}}{4\lambda_f + 3\lambda_{\text{FS}}} \right) \cdot \dots}{\left( \frac{2\lambda_f + \lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f - \lambda_{\text{FS}}} \right) + (1-\Psi) + 0,409 \left( \frac{6\lambda_f + 3\lambda_{\text{FS}}}{4\lambda_f + 3\lambda_{\text{FS}}} \right) \cdot \dots}$ $\cdot (1-\Psi)^{\frac{7}{3}} - 2,133 \left( \frac{3\lambda_f - 3\lambda_{\text{FS}}}{4\lambda_f + 3\lambda_{\text{FS}}} \right) (1-\Psi)^{\frac{10}{3}}$ $\dots \frac{\dots}{\cdot (1-\Psi)^{\frac{7}{3}} - 0,906 \left( \frac{3\lambda_f - 3\lambda_{\text{FS}}}{4\lambda_f + 3\lambda_{\text{FS}}} \right) (1-\Psi)^{\frac{10}{3}}}$
MEREDITH und TOBIAS [89]	1961	X	X	X	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{4\lambda_f + 2\lambda_{\text{FS}} - 2(1-\Psi)(\lambda_f - \lambda_{\text{FS}}) \cdot \dots}{4\lambda_f + 2\lambda_{\text{FS}} + (1-\Psi)(\lambda_f - \lambda_{\text{FS}}) \cdot \dots}$ $\cdot \frac{4\lambda_f + 2\lambda_{\text{FS}} - (1-\Psi)(4\lambda_f - \lambda_{\text{FS}})}{\dots \cdot 4\lambda_f + 2\lambda_{\text{FS}} - (1-\Psi)(\lambda_f - 2\lambda_{\text{FS}})}$
HAMILTON und CROSSER [47]	1962	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{\lambda_{\text{FS}} + (F-1)\lambda_f - (F-1)(1-\Psi)(\lambda_f - \lambda_{\text{FS}})}{\lambda_{\text{FS}} + (F-1)\lambda_f + (1-\Psi)(\lambda_f - \lambda_{\text{FS}})}$
KRUPICZKA [66]	1967	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \left( \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} \right)^{0,280 - 0,757 \ln(\Psi) - 0,057 \ln \left( \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} \right)}$
CHIEW und GLANDT [19]	1967	X	$\checkmark$	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_{\text{FS}}} = \frac{\lambda_{\text{rad}}(1+2\Psi) + \lambda_f(1+2\Psi) + \lambda_{\text{FS}}(2-2\Psi)}{\lambda_{\text{rad}}(1-\Psi) + \lambda_f(1-\Psi) + \lambda_{\text{FS}}(2+\Psi)}$
NIELSEN [94]	1974	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{1 + (\mathfrak{E}-1)\Psi \frac{\lambda_{\text{FS}}/\lambda_f - 1}{\lambda_{\text{FS}}/\lambda_f + (\mathfrak{E}-1)}}{1 - (1-\Psi)\Phi \frac{\lambda_{\text{FS}}/\lambda_f - 1}{\lambda_{\text{FS}}/\lambda_f + (\mathfrak{E}-1)}}$
SHULMAN ET AL. [125]	1982	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{1+2F(1-\Psi)}{1-F(1-\Psi)}$

Die erste analytische Lösung der LAPLACE-Gleichung liefert MAXWELL [81] im Jahr 1873. Dabei geht er von Kugeln in einem kontinuierlichen Medium aus,

die sich nicht berühren, und vernachlässigt auch Wechselwirkungen zwischen den Partikeln. Folglich ist seine Gleichung nur für Systeme mit sehr hoher Porosität, wie z. B. Suspensionen und Emulsionen, geeignet. Darauf aufbauend löst RAYLEIGH [111] das Potential-Feld zusätzlich um die Partikel für kubische Packungen von Kugeln. Damit bezieht er die Wechselwirkung der Partikel untereinander mit ein, vernachlässigt jedoch weiterhin den direkten Kontakt der Partikel. Für hohe Porosität reduziert sich die Gleichung nach RAYLEIGH auf die Gleichung von MAXWELL.

BURGER [14] berücksichtigt in seinem Modell bereits die Form der Partikel. Dazu erweitert er die Lösung nach MAXWELL um elliptische Partikel, indem er das Verhältnis des gemittelten Temperaturgradienten der diskontinuierlichen zur kontinuierlichen Phase durch einen Formfaktor  $F$  berücksichtigt. Auch für elliptische Partikel erweitern später SHULMAN ET AL. [125] die Gleichung von MAXWELL.

BRUGGEMAN [13] entwickelt ein Modell für Dispersionen unter Berücksichtigung unterschiedlicher Durchmesser und willkürlicher Anordnungen der Partikel. Unter der Annahme, dass verschiedene Elemente desselben Typs in deren Nähe sämtliche Verteilungen der Elemente aller anderen Typen haben, verwendet er die Gleichung von MAXWELL, um die effektive Wärmeleitfähigkeit eines beliebigen Zwei-Phasen-Systems zu bestimmen. Diesen Wert benutzt er als Wärmeleitfähigkeit für die kontinuierliche Phase und berechnet die effektive Wärmeleitfähigkeit erneut nach MAXWELL für einen weiteren Partikel. Bei unendlicher Wiederholung nähert sich der Wert der Gleichung von BRUGGEMAN aus Tabelle 3.1 an.

MEREDITH und TOBIAS [88] entwickeln das Modell von RAYLEIGH weiter, indem mehrere Terme für die unendliche Reihe zur Bestimmung des Temperaturfeldes verwendet werden. Sowohl die Gleichung nach RAYLEIGH als auch die von MEREDITH und TOBIAS [88] stimmen gut mit experimentellen Ergebnissen überein, wenn die Wärmeleitfähigkeiten der kontinuierlichen und diskontinuierlichen Phase vergleichbar sind und eine kubische Anordnung der Kugeln vorliegt. Um auch andere Partikelanordnungen zu integrieren, gehen MEREDITH und TOBIAS [89] in einer weiteren Arbeit ähnlich zu BRUGGEMAN [13] vor. Jedoch merken sie an, dass diesem Modell unrealistische Vorstellungen zu Grunde liegen. BRUGGEMAN berücksichtigt eine breite Korngrößenverteilung und nähert sich daher möglicherweise einem reinen Kontinuum an. MEREDITH und TOBIAS verwenden daher nur zwei Schritte.

Einen weiteren Schritt, die Form der Partikel einzubeziehen, unternehmen HAMILTON und CROSSER [47]. Sie erweitern die Modelle von MAXWELL [81] und BURGER [14] um einen semi-empirischen Formfaktor  $F$ . Dieser ist abhängig von den Wärmeleitfähigkeiten der beiden Phasen und kann in direkten Bezug zur Sphärizität gesetzt werden, also dem Verhältnis der Oberfläche einer Kugel zur Oberfläche des volumengleichen Partikels. Ähnlich geht NIELSEN [94] vor, indem er die Form durch den Einsteinkoeffizienten  $\mathcal{E}$  beschreibt, der in der Literatur für viele Formbeschreibungen dient.

KRUPICZKAS [66] analytische Lösung basiert auf der Annahme zweidimensionalen Wärmeflusses in einem Bündel von Kugeln. Dabei approximiert er die radiale Temperaturverteilung in den Kugeln mit der von Zylindern und zeigt, dass diese Näherung nur zu minimalen Fehlern führt. CHIEW und GLANDT [19] berücksichtigen bei ihrer Lösung den radiativen Wärmetransport in den Poren durch eine Erweiterung der Gleichung von MAXWELL ( $\lambda_{\text{rad}} = 4\epsilon\sigma r_{\text{pore}} T^3$ ). Die inneren Oberflächen werden dabei als diffuse schwarze oder graue Strahler betrachtet.

Zusammenfassend ist anzumerken, dass die vorgestellten analytischen Lösungen der LAPLACE-Gleichung nur für Medien mit sehr hoher Porosität geeignet sind, da die Wechselwirkung zwischen den Partikeln nur bedingt berücksichtigt wird. Diese Modelle eignen sich gut für Suspensionen und Emulsionen. Wie in Tabelle 3.1 zu sehen ist, wird in keinem Modell die Kontaktleitung zwischen den Partikeln und die Druckabhängigkeit berücksichtigt. Den radiativen Wärmetransport beziehen lediglich CHIEW und GLANDT [19] mit ein. Bezüglich der Anforderungen an das Wärmeleitfähigkeitsmodell der vorliegenden Arbeit sind diese Modelle somit nicht geeignet.

### 3.1.1.2 Numerische Lösung

DEISSLER und EIAN [30] untersuchen in ihrer Arbeit die effektive Wärmeleitfähigkeit von Magnesiumoxid-Pulver in Luft, Argon und Helium. Ihr Modell zur Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit basiert auf einer kubischen Anordnung von Zylindern. Die zweidimensionale Wärmeleitungsgleichung lösen sie mit der Relaxationsmethode. Basierend auf dieser Arbeit lösen DEISSLER und BÖGLI [29] die dreidimensionale Wärmeleitungsgleichung im Feststoff und im Fluid von kubisch angeordneten Kugeln ebenfalls mit der Relaxationsmethode. Das Ergebnis ihres Modells weist gute Über-

**Tabelle 3.2:** Modelle Typ 1b: Berücksichtigung der Mechanismen Festkörperkontakt (FK), Strahlung (rad) und Druckabhängigkeit (p) (✓ = ja, X = nein)

Referenz	Jahr	FK	rad	p
DEISSLER und EIAN [30]	1952	X	X	✓
DEISSLER und BÖGLI [29]	1958	X	X	✓
WAKAO und KATO [156]	1968	✓	✓	X
WAKAO und VORTMEYER [157]	1971	✓	✓	✓
BATCHELOR und O'BRIEN [8]	1977	✓	X	X
ZUZOVSKY und BRENNER [173]	1977	X	X	X
MCPHENDRAN und MCKENZIE [87]	1978	X	X	X
MCKENZIE ET AL. [86]	1978	X	X	X
DOYLE [33]	1978	X	X	X
SANGANI und ACRIVOS [121]	1981	X	X	X
ZICK [172]	1983	X	X	X
NOZAD ET AL. [97]	1985	✓	X	X
SAHRAOUI und KAVIANY [119]	1993	✓	X	X
VARGAS und MCCARTHY [149]	2002	✓	X	✓
WANG ET AL. [158]	2007	X	X	X
PIQUEUX und CHRISTENSEN [106]	2009	✓	✓	✓
GUSAROV und KOVALEV [44]	2009	✓	✓	✓

einstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von Magnesiumoxid-, Edelstahl- und Uranoxidpulvern in verschiedenen Gasen auf. Weiter beschreiben sie, dass die Wärmeleitung in der Nähe der Kontakte sehr sensibel bzgl. des exakten Kontaktes und der Unebenheiten der Oberfläche nahe des

Berührungspunkts ist.

WAKAO und KATO [156] erweitern das Modell von DEISSLER und BÖGLI [29] um den radiativen Wärmetransport und um die Festkörperkontaktleitung für eine kubische und orthorhombische Kugelpackung. Der Parameter zur Beschreibung der Kontaktfläche wurde empirisch ermittelt. Auch WAKAO und VORTMEYER [157] erweitern den Ansatz von DEISSLER und BÖGLI um Strahlung und Kontaktleitung. Zusätzlich erweitern sie das Modell um die typische Druckabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Schüttungen, indem sie die kinetische Gastheorie auf das Fluid im Spalt zwischen den Kugeln der Einheitszelle anwenden und die druckabhängige Gasleitung mit dem Festkörper koppeln.

BATCHELOR und O'BRIEN [8] untersuchen Schüttungen mit sehr hoher Wärmeleitfähigkeit der Partikel und geringer Porosität. Um die effektive Wärmeleitfähigkeit zu berechnen, bestimmen sie den Wärmefluss zwischen zwei benachbarten Partikeln. Dazu lösen sie numerisch eine Integralgleichung für das Temperaturfeld über die lokal sphärische Oberfläche von einem der Partikel in der Nähe des Kontaktpunktes. Die Fläche des Kontaktpunktes bestimmen sie nicht wie WAKAO und KATO [156] bzw. WAKAO und VORTMEYER [157] empirisch, sondern berechnen die Pressung mithilfe der HERTZSCHEN Formel [50].

In den 70er und 80er Jahren des letzten Jahrhunderts gab es eine Reihe von Autoren, die Erweiterungen und Verbesserungen an dem Modell von RAYLEIGH [111] vornahmen. ZUZOVSKY und BRENNER [173] und darauf aufbauend SANGANI und ACRIVOS [121] erzielen durch eine Multipol-Entwicklung für eine körperzentrierte kubische Anordnung von isotropen kugelförmigen Teilchen eine bessere Übereinstimmung mit experimentellen Daten. Während MCPHENDRAN und MCKENZIE [87] eine Erweiterung für ein einfach kubisches Gitter vornehmen und eine empirische Formel für unregelmäßige Packungen einführen, erweitern es MCKENZIE ET AL. [86] für körper- und oberflächenzentrierte kubische Gitter. DOYLE [33] korrigiert die Lösung von RAYLEIGH durch eine numerische Lösung des CLAUSIUS-MOSSETTI-Problems für die Permittivität von Suspensionen von perfekt leitenden Kugeln in kubischer Anordnung (sc, fcc und bcc). Dadurch erzielt er wiederum für unterschiedliche Verhältnisse der Wärmeleitfähigkeiten der kontinuierlichen und diskontinuierlichen Phase sehr gute Übereinstimmung mit Experimenten. ZICK [172] verwendet ein Randwertintegrationsverfahren

zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit einer periodischen Kugelanordnung, die in einem leitenden Medium eingebettet ist. Dieses Verfahren ist unabhängig von der Multipol-Reihenentwicklung und eignet sich gut für Medien mit hoher Wärmeleitfähigkeit der diskontinuierlichen Phase. Dabei betrachtet ZICK sc, fcc und bcc Anordnungen.

NOZAD ET AL. [97] wenden zwei unterschiedliche Ansätze für verschiedene Verhältnisse von  $\lambda_{FK}/\lambda_f$  an. Gute Übereinstimmung mit Experimenten liefert die Volume-Averaging Methode für Verhältnisse kleiner 100. Lösungen für höhere Verhältnisse erhalten sie mithilfe einer asymptotischen Expansion. Um die Kontaktleitung zu berücksichtigen, verbinden NOZAD ET AL. die Einheitszellen mit Stegen, so dass der Feststoff als kontinuierliche Phase und das Fluid als diskontinuierliche Phase betrachtet wird. Die Stegdicke wird durch einen Kontaktparameter berücksichtigt, der empirisch ermittelt wird (0,02). Basierend auf der gleichen Einheitszelle lösen SAHRAOUI und KAVIANY [119] die zweidimensionale Wärmetransportgleichung für eine periodische Struktur von eckigen und runden Zylindern mit dem Finite-Differenzen-Verfahren und korrigieren den Kontaktparameter von NOZAD ET AL. auf 0,002.

Sowohl VARGAS und MCCARTHY [149] als auch WANG ET AL. [158] lösen die Laplace-Gleichung nicht nur für eine Einheitszelle, sondern auch für eine Struktur bestehend aus mehreren Partikeln bzw. Stegen. Um die Schüttung realistisch darzustellen, verwenden VARGAS und MCCARTHY thermische Partikel-Dynamik. Dabei werden die Wege der Partikel wie bei der herkömmlichen Partikel-Dynamik durch die Lösung der Newtonschen Gleichungen für jeden einzelnen Partikel bestimmt. Sie simulieren dadurch Schüttungen mit bis zu 10000 Kugeln, wobei auch der Auflagedruck variiert wird. Die Kontaktflächen der einzelnen Kugeln werden über die HERTZSCHE Formel [50] berechnet, während die Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Fluids nach KENNARD [63] bestimmt wird. Der Temperaturverlauf wird dann in der gesamten Schüttung numerisch bestimmt. Wie bei stationären Messmethoden wird die effektive Wärmeleitfähigkeit aus der Temperaturdifferenz und Höhe des porösen Mediums über das FOURIERSCHE Gesetz ermittelt. Dieses Modell eignet sich gut für hohe Verhältnisse von  $\lambda_{FK}/\lambda_f$ .

Um eine stochastische Phasenverteilung unterschiedlicher poröser Medien zu erhalten, wenden WANG ET AL. [158] eine zufällige interne Strukturwachstumsmethode an und generieren so realistische Mikrostrukturen von porösen Medien. Dann lösen sie die Energietransportgleichung mit der

Lattice-Boltzmann-Methode, um die Wärmeleitfähigkeit der Struktur zu erhalten. Damit kann die effektive Wärmeleitfähigkeit z. B. von Schäumen oder auch von Eiskristallen bestimmt werden.

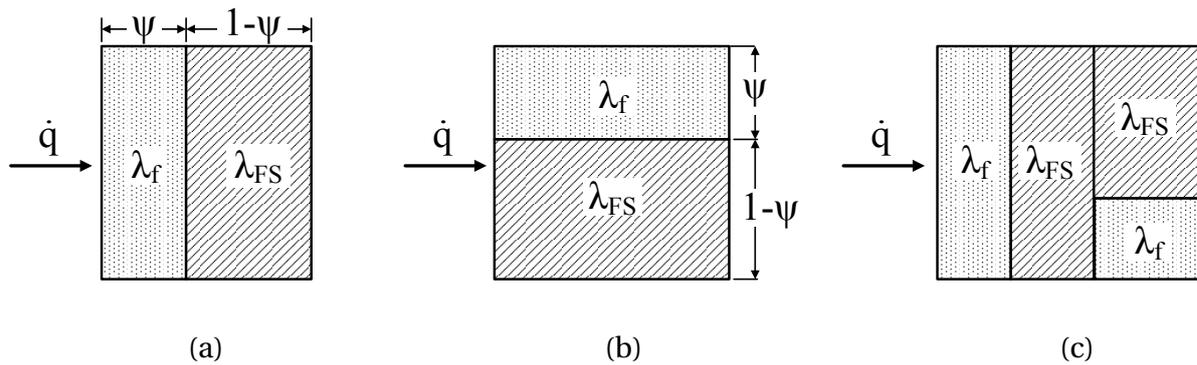
Unter Einbeziehung der Strahlung, des Festkörperkontakts und der Druckabhängigkeit lösen PIQUEUX und CHRISTENSEN [106] die Wärmetransportgleichung mit der Finite-Elemente-Methode für eine Einheitszelle bei einer sc- und fcc-Anordnung der Partikel. Dabei benutzen sie das Strahlungsmodell von KASPAREK und VORTMEYER [62] und bestimmen die Druckabhängigkeit des Fluids nach KENNARD [63]. Für die Kontaktleitung verwenden sie einen semi-empirischen Kontaktparameter ähnlich zu [47] [80] [168].

GUSAROV und KOVALEV [44] betrachten eine Einheitszelle mit zwei sich berührenden Halbkugeln und lösen die LAPLACE-Gleichung mit der Finite-Volumen-Methode. Dabei betrachten sie zum einen den Wärmedurchgang an der Kontaktstelle und zum anderen den Wärmefluss durch das Gas, indem sie die BOLTZMANN-Gleichung im Spalt lösen. Ein wichtiger Bestandteil der Arbeit ist die Berücksichtigung des ansteigenden Spaltabstandes zwischen den Partikeln mit größerem Abstand zum Berührungspunkt und die sich dadurch ändernde Wärmeleitfähigkeit des Fluids (KENNARD [63]). Zu der bestimmten effektiven Wärmeleitfähigkeit addieren sie den Anteil der Strahlung, die sie mit der ROSSELAND-Approximation (Gleichung (2.12)) ermitteln. Den Extinktionskoeffizienten bestimmen sie nach GUSAROV und KRUTH [45] mit  $E = \frac{1-\Psi}{\Psi} \frac{3}{2d}$ , jedoch ohne Berücksichtigung der radiativen Streuung.

### 3.1.2 Modelltyp 2: Verschaltung thermischer Widerstände des Gesamtsystems

Bei diesem Modelltyp wird die Schüttung durch eine Schaltung von thermischen Widerständen ersetzt, um ein Zwei-Phasen-System darstellen zu können. Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft die verschiedenen Möglichkeiten der Verschaltung der Widerstände durch den Festkörper und durch das Fluid unter Vernachlässigung der Strahlung. Dabei stellt die Reihenschaltung (a) die minimale effektive Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{eff}}$  einer Schüttung dar und führt zu

$$\lambda_{\text{eff, reihe}} = \lambda_f \cdot \left( \Psi + \frac{1-\Psi}{\lambda_{\text{FS}}} \cdot \lambda_f \right)^{-1}. \quad (3.2)$$



**Abbildung 3.2:** Verschaltung von thermischen Widerständen zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit, (a) Reihenschaltung, (b) Parallelschaltung und (c) Kombination aus seriellen und parallelen Widerständen

$\lambda_f$  und  $\lambda_{FS}$  sind die Wärmeleitfähigkeit des Fluids sowie des Partikels und  $\Psi$  die Porosität der Schüttung, die den Volumenanteil des Fluids charakterisiert. Die maximale Wärmeleitfähigkeit bei Parallelschaltung der Widerstände ist definiert als

$$\lambda_{\text{eff, parallel}} = \Psi \cdot \lambda_f + (1 - \Psi) \cdot \lambda_{FS}. \quad (3.3)$$

Kombinationen aus Reihen- und Parallelschaltung (c) führen zu Wärmeleitfähigkeiten zwischen diesen Grenzen. Tabelle 3.3 fasst aus der Literatur bekannte Modelle zusammen. RUSSEL [117] entwickelt 1935 ein Modell zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit für Wärmedämmstoffe basierend auf verschalteten thermischen Widerständen in Abhängigkeit der Porosität. Dabei nähert er das Medium durch kubische Poren umschlossen von einer Feststoffwand an. Er kombiniert zwei thermische Widerstände skaliert durch die Porosität: Widerstand des Feststoffes (proportional  $1/\lambda_{FS}$ ) und Widerstand der Poren (proportional  $1/\lambda_{\text{pore}}$ ). Die effektive Wärmeleitfähigkeit in der Pore  $\lambda_{\text{pore}}$  ergibt sich aus der Summe der Gasleitung und Strahlung.

Auch WOODSIDE und MESSMER [166] kombinieren die thermischen Widerstände von kontinuierlicher und diskontinuierlicher Phase. Die Gasleitung erweitern sie um Druckabhängigkeit mithilfe der kinetischen Gastheorie [63]. Die Gewichtung der Widerstände ermitteln sie empirisch und stellen basierend auf eigenen Experimenten fest, dass die Wärmeleitfähigkeit durch die Kontaktpunkte vernachlässigbar ist.

TSAO [143] führt zur Gewichtung der berücksichtigten Mechanismen (Festkörper- und Gasleitung) drei Porositäten ein: die eindimensionale ( $\Psi_1$ ),

**Tabelle 3.3:** Modelle Typ 2: Berücksichtigung der Mechanismen Festkörperkontakt (FK), Strahlung (rad) und Druckabhängigkeit (p) ( $\checkmark$  = ja, X = nein)

Referenz	Jahr	FK	rad	p	Gleichung
RUSSEL [117]	1935	X	$\checkmark$	X	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\Psi^{2/3} + \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_{\text{pore}}}(1 - \Psi^{2/3})}{\Psi^{2/3} - \Psi + \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_{\text{pore}}}(1 - \Psi^{2/3} + \Psi)} \lambda_{\text{FS}}$
WOODSIDE und MESSMER [166]	1961	X	X	$\checkmark$	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{(1,03 - \Psi)^2 \lambda_{\text{FS}}}{0,03 \lambda_{\text{FS}} + (1 - \Psi) \lambda_f} + \Psi - 0,03$
TSAO [143]	1961	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = (1 - \Psi_2) + \frac{\Psi_2^2}{\Psi_2 + \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}} - 1\right) \Psi_3}$
MASAMUNE und SMITH [80]	1963	$\checkmark$	X	$\checkmark$	$\lambda_{\text{eff}} = \Psi_1 \lambda_f + \frac{(1 - \Psi_1)(1 - \Psi_3 / (\Psi_2 + \Psi_3))}{\frac{L}{d} \frac{\lambda_{\text{gas}}}{\lambda_{\text{FS}}} \frac{1 - L/d}{\lambda_{\text{FS}}}} + \dots$ $\dots + (1 - \Psi_1) \frac{\Psi_3}{\Psi_2 + \Psi_3} \lambda_{\text{FS}}$
GODBEE und ZIEGLER [42]	1966	X	$\checkmark$	$\checkmark$	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_{\text{gas}}}{\left[ \frac{X_1 / X_2}{(\lambda_f / \lambda_{\text{gas}})(1 - A / X_2^2) + (\lambda_{\text{FK}} / \lambda_{\text{gas}})(A / X_2^2)} \right] + \left(1 - \frac{X_1}{X_2}\right)} + \lambda_{\text{rad}}$
KAGANER [59]	1969	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{rad}} + \lambda_{\text{FK}} + \lambda_{\text{gas}}$
JAGUARIBE und BEASLEY [57]	1984	$\checkmark$	X	X	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\ln\left(\frac{d_{\text{probe}}}{d}\right)}{\frac{\pi}{4} R_{\text{th}} X}$
LITOVSKY ET AL. [75]	1996	$\checkmark$	$\checkmark$	$\checkmark$	$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{FS}} M_{\text{cr}} (1 - \Psi)^{\frac{3}{2}} + \lambda_{\text{gas}} \Psi^{\frac{1}{4}} + \lambda_{\text{konv}} + \lambda_{\text{rad}}$

die zweidimensionale ( $\Psi_2$ ) und dreidimensionale ( $\Psi_3$ ). Letztere entspricht der volumetrischen Porosität und ist gleichzeitig das Produkt aus den ersten beiden Porositäten ( $\Psi_3 = \Psi_1 \Psi_2$ ). Diese werden aus der regelmäßigen Anordnung der Partikel bestimmt oder empirisch bei unregelmäßiger Anordnung.

Die effektive Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien leiten MASAMUNE und SMITH [80] durch Parallelschaltung von drei Widerständen her: Gasleitung in Hohlräumen, Leitung über den Festkörperkontakt und Reihenschaltung von Feststoff- und Gasleitung in Abhängigkeit der freien Weglänge der Moleküle [63]. Die Gewichtung der einzelnen Mechanismen erfolgt wie bei YAGI und KUNII [168] und KUNII und SMITH [68] (Modelltyp 3) über empirische Parameter. Für die Kontaktleitung verwenden sie die semi-empirische Gleichung von KUNII und SMITH für den Kontaktparameter  $n$ . MASAMUNE und SMITH koppeln Feststoff- und Gasleitung im Spalt, dessen Abstand  $L$  wieder empi-

risch ermittelt wird.

Ähnlich gehen GODBEE und ZIEGLER [42] vor. Unter Vernachlässigung des Festkörperkontakts kombinieren sie den Kopplungs- und Strahlungsterm parallel. Dabei gehen sie vereinfachend von einer globalen Zelle aus mit den geometrischen Abmessungen  $X_1$  (Länge des Festkörpers parallel zum Wärmestrom),  $X_2$  (Länge der gesamten Zelle) und  $A$  (Fläche senkrecht zum Wärmestrom). Dabei bilden sie die Form der Partikel und somit dessen Einfluss auf die Kopplung durch geeignete Wahl der Geometrie der Zelle ( $X_1$ ,  $X_2$  und  $A$ ) mit einer semi-empirischen Gleichung ab.

KAGANER [59] beschreibt in seiner Arbeit die effektive Wärmeleitfähigkeit von kryogenen Wärmedämmstoffen. Dazu nutzt er eine einfache Parallelschaltung der Widerstände durch Strahlung, Festkörperkontakt- und Gasleitung nach KENNARD [63]. Zur Berechnung des radiativen Wärmetransports verwendet er die ROSSELAND Approximation [116] unter Einbeziehung des Extinktionskoeffizienten  $E$  zur Beschreibung von Absorption und Streuung der Strahlung im Medium. Um die Wärmeleitfähigkeit der Wärmedämmstoffe weiter zu senken, untersucht KAGANER zusätzlich evakuierte Isolationen. Durch die entstehende Gasdruckdifferenz zwischen Umgebung und dem eingeschlossenen Medium ergeben sich Kräfte auf die Partikel. Den steigenden Anteil der Kontaktflächen und somit die steigende Wärmeleitung durch die Festkörperkontakte berücksichtigt er mithilfe der HERTZSCHEN Formel.

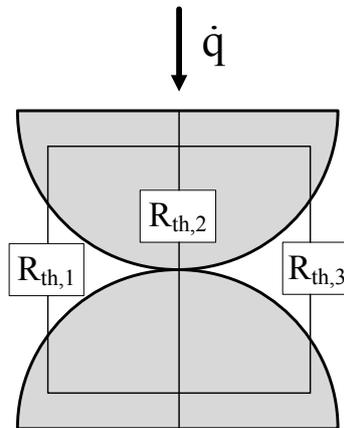
Ähnlich zu KAGANER berechnen LITOVSKY ET AL. [75] durch einfache Parallelschaltung der einzelnen thermischen Widerstände die effektive Wärmeleitfähigkeit für keramische Strukturen. Dabei gewichten sie die Widerstände über die Porosität. Während sie Strahlung und Druckabhängigkeit über die ROSSELAND Approximation und die kinetische Gastheorie berücksichtigen, führen sie zur Beschreibung der Kontaktleitung einen Faktor  $M_{cr}$  ein. Dieser beschreibt Mikro- und Makrorisse im Feststoff, die zu erhöhten Widerständen in der keramischen Struktur führen. Zusätzlich berücksichtigen LITOVSKY ET AL. für spezielle Anwendungen neben der Gasleitung die Gasemission durch chemische Reaktionen sowie Oberflächendiffusion. Für größere Poren bei höheren Drücken integrieren sie zusätzlich einen konvektiven Term ( $\lambda_{konv}$ ).

Mithilfe einer vereinfachten Geometrie nähern JAGUARIBE und BEASLEY [57] die Unregelmäßigkeit von Feststoff und Fluid des Mediums an. Dabei stellen

sie das System als Zylinder dar, der wiederum mit Feststoffzylindern gefüllt ist. Zwischen diesen befindet sich das Fluid. In der daraus folgenden Gleichung (siehe Tabelle 3.3) werden die Länge des Zylinders mit  $X$ , der Durchmesser mit  $d_{\text{pore}}$  und die Summe der Einzelwiderstände mit  $R_{\text{th}}$  bezeichnet.

Modelltyp 2 stellt eine adäquate Möglichkeit der analytischen Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit durch geeignete Verschaltung der thermischen Widerstände des Festkörpers und des Fluids unter Berücksichtigung der Porosität dar. Einige der vorgestellten Autoren beziehen über bekannte Strahlungsmodelle den radiativen Wärmetransport mit ein. Außerdem wird in vielen Modellen die Druckabhängigkeit über die kinetische Gastheorie nach KENNARD [63] berücksichtigt. Lediglich KAGANER [59] und LITOVSKY ET AL. [75] berücksichtigen alle geforderten Mechanismen für die Modellierung der effektiven Wärmeleitfähigkeit (Festkörperkontakt, Strahlung und Druckabhängigkeit). Aus diesem Grund werden diese beiden Modelle in Kapitel 6 detailliert untersucht.

### 3.1.3 Modelltyp 3: Einheitszellenmodell



**Abbildung 3.3:** Beispiel einer Einheitszelle (Modelltyp 3); exemplarische Parallelschaltung dreier thermischer Widerstände  $R_{\text{th},1}$ ,  $R_{\text{th},2}$  und  $R_{\text{th},3}$

Bei diesem Modelltyp wird die effektive Wärmeleitfähigkeit einer Schüttung über zwei repräsentative Partikel berechnet. Diese befinden sich in einer Einheitszelle variabler Geometrie, in der die einzelnen thermischen Widerstände in Abhängigkeit der Geometrie der Partikel bestimmt und entsprechend verschaltet werden, siehe Abbildung 3.3. Dabei unterliegt die Zelle der Annahme

paralleler Wärmestromlinien oder paralleler Isothermen. Die meisten der bisherigen Modelle verwenden als Partikelgeometrie ideale Kugeln.

Basierend auf einer planaren Einheitszelle mit der Annahme paralleler Wärmestromlinien bilden SCHUMANN und VOSS [123] die Grenze zwischen Fluid und Feststoff mit einer hyperbolischen Funktion ab. Damit berücksichtigen sie schon in den Anfängen der Modellentwicklung die Form der Partikel mit einem Formfaktor  $F$ , der eine Funktion der Porosität darstellt. Später erweitern WILHELM ET AL. [163] diese Korrelation um die Berücksichtigung der Strahlung nach DAMKÖHLER [28] und der Festkörperkontaktleitung mithilfe empirisch ermittelter Parameter.

WEBBS Einheitszelle [159] basiert auf einem Würfel, der einen kugelförmigen Partikel mit umgebendem Fluid enthält. Mit dieser Annahme vernachlässigt WEBB die Interaktion der Partikel untereinander. Die Einheitszelle wird senkrecht zum Wärmestrom in Scheiben aufgeteilt. Für jede ergibt sich eine Parallelschaltung der Widerstände für Festkörper und Fluid in Abhängigkeit des Flächenverhältnisses. Durch Aufintegration der einzelnen Scheiben erhält er so den Gesamtwiderstand der porösen Struktur. Die Ergebnisse liegen jedoch etwa ein Drittel unter den experimentellen Ergebnissen anderer Autoren, was er auf die Vernachlässigung von Strahlung und Konvektion zurückführt.

Aus einer ähnlichen Geometrie wie WEBB leiten JEFFERSON ET AL. [58] eine Korrelation für Suspensionen her. Dazu teilen sie den Würfel mit einem zentralen, runden Partikel in zwei parallele Widerstände ein: einen Zylinderausschnitt in Richtung des Wärmestroms mit dem Radius der Partikel (Festkörper- und Gasleitung in Reihe geschaltet) und den restlichen Teil mit Fluid gefüllt. Über die Porosität und die geometrischen Bedingungen der Einheitszelle wird dann die effektive Wärmeleitfähigkeit bestimmt.

Auf der Basis von WILHELM ET AL. [163], DAMKÖHLER [28] und ARGO und SMITH [4], die sich mit der Wärmeleitfähigkeit von durchströmten Schüttungen befassen, teilen YAGI und KUNII [168] die effektive Wärmeleitfähigkeit einer Schüttung in zwei Terme auf. Einer ist abhängig vom Fluidstrom und einer von der Gasmischung. Daraus entwickeln sie ein Modell für ruhendes Gas, mit dem sie die Druckextreme Vakuum und Normaldruck beschreiben, jedoch nicht den expliziten Druckverlauf. Um Vakuumbedingungen exakt darstellen zu können, berücksichtigen sie die Kontaktleitung anteilig über einen empirischen Faktor  $A_{FK}$ , der die Gesamtfläche aller Kontakte der Schüttung reprä-

**Tabelle 3.4:** Modelle Typ 3: Berücksichtigung der Mechanismen Festkörperkontakt (FK), Strahlung (rad) und Druckabhängigkeit (p) (✓ = ja, X = nein)

Referenz	Jahr	FK	rad	p	Gleichung
SCHUMANN und VOSS [123]	1934	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \Psi^3 + \frac{1-\Psi^3}{\left(\frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}} + F \frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}} - 1}\right)} \dots$ $\dots \left[ 1 + \frac{F(1-F)(\lambda_f - \lambda_{\text{FS}})}{\lambda_f + F(\lambda_f - \lambda_{\text{FS}})} \ln \left( \frac{\lambda_f(1+F)}{\lambda_{\text{FS}}F} \right) \right]$ <p>mit <math>\Psi = F(F+1) \ln \left( \frac{F+1}{F} \right) - F</math></p>
WILHELM ET AL. [163]	1948	✓	✓	X	$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{eff, SuV}} + \Delta + \lambda_{\text{rad}}$ <p>mit <math>\ln(\Delta \cdot 10^5) = 0,859 + 3,12 \left( \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\Psi} \right)</math></p>
WEBB [159]	1956	X	X	X	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{1}{d} \left( \frac{4}{2\pi(\lambda_{\text{FS}} - \lambda_f) \sqrt{1 + \frac{4\lambda_f}{\pi(\lambda_{\text{FS}} - \lambda_f)}}} \dots \right.$ $\left. \dots \cdot \log \frac{\sqrt{1 + \frac{4\lambda_f}{\pi(\lambda_{\text{FS}} - \lambda_f)} + 1}}{\sqrt{1 + \frac{4\lambda_f}{\pi(\lambda_{\text{FS}} - \lambda_f)} - 1}} \right)^{-1}$
YAGI und KUNII [168]	1957	✓	✓	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = A_{\text{FK}} \left( \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} \right) + \frac{(1-\Psi - A_{\text{FK}}) \frac{X_3}{d}}{\frac{X_1}{d} \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} + \frac{1}{\frac{d}{X_2} + \frac{dh_{\text{FS}}}{\lambda_f}}} + \Psi X_3 \frac{h_{\text{HR}}}{\lambda_f}$
JEFFERSON ET AL. [58]	1958	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \left[ 1 - 1,21(1-\Psi)^{\frac{2}{3}} \right] +$ $+ 0,4875(1-\Psi)^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{\ln \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} - 1}{0,25 + \left( 0,403(1-\Psi)^{-\frac{1}{3}} - 0,5 \right) \left( \ln \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} - 1 \right)} \right]$
WOODSIDE [165]	1958	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \left\{ 1 - \left( \frac{6(\rho - \rho_f)}{\pi(\rho_{\text{FS}} - \rho_f)} \right)^{\frac{1}{3}} \left[ 1 - \frac{a^2 - 1}{a} \ln \left( \frac{a+1}{a-1} \right) \right] \right\}^{-1}$ <p>mit <math>a = \left[ 1 + \frac{4}{\pi \left( \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} - 1 \right) \left( \frac{6(\rho - \rho_f)}{\pi(\rho_{\text{FS}} - \rho_f)} \right)^{\frac{2}{3}}} \right]^{\frac{1}{2}}</math></p>
KUNII und SMITH [68]	1960	✓	✓	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \Psi \left( 1 + X_3 \frac{h_{\text{HR}}}{\lambda_f} \right) + \frac{\frac{X_3}{d} (1-\Psi)}{\frac{d}{X_2 + d} \frac{1}{\lambda_f (h_{\text{FK}} + h_{\text{FS}})} + \frac{X_1}{d} (\lambda_f / \lambda_{\text{FS}})}$

Referenz	Jahr	FK	Rad	p	Gleichung
WILLHITE ET AL. [164]	1962	✓	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = 1 + (1 - \Psi) \left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}}\right) + \dots$ $\dots + \frac{X_1}{X_2 + X_1 \lambda_{\text{FS}}} \left(1 - \frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}}\right)^2 (1 - \Psi)$
SWIFT [136]	1966	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = 0,5777\pi \left[ \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}} - 1\right)^{-1} - \dots \right]$ $\dots - \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}} - 1\right)^{-2} \ln \frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}} \right] + 0,093$
LUIKOV ET AL. [77]	1968	✓	✓	✓	$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{FS}} \left[ \frac{1}{\frac{1}{(sr/d)^2} + A_{\text{lu}}} + \frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}} \left(1 - \frac{sr}{d}\right)^2 + \dots \right]$ $\dots + \frac{2}{1 + \frac{sr}{d_{\text{pore}}} + (\lambda_f sr)/(\lambda_{\text{FS}} d)}$
ZEHNER, BAUER u. SCHLÜNDER [9] [170] [171]	1970 1972 1978	✓	✓	✓	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = (1 - \sqrt{1 - \Psi}) \cdot \Psi \cdot \left[ \left( \Psi - 1 + \left(\frac{\lambda_{\text{gas}}}{\lambda_f}\right)^{-1} \right)^{-1} + \dots \right]$ $\dots + \frac{\lambda_{\text{rad}}}{\lambda_f} \right] + \sqrt{1 - \Psi} \cdot \left[ \varphi \cdot \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} + (1 - \varphi) \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_f} \right]$
OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99]	1977	✓	✓	✓	$\lambda_{\text{eff}} = K \left( 3G_{\text{FK}} \frac{1 - \mu^2}{Y} \right)^{\frac{1}{3}} (\lambda_{\text{FS}} + \lambda_f Q) + \lambda_{\text{rad}}$
OKAZAKI ET AL. [100]	1977	✓	X	X	<p>für <math>\Psi &lt; 1/3</math>: <math>\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{NK}{3}</math></p> <p>für <math>\Psi \geq 1/3</math>: <math>\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{3\Psi - 1}{2} + (1 - \Psi) \frac{NK}{2}</math></p> <p>mit <math>K = \left( \frac{k_{\text{FS}}}{k_{\text{FS}} - 1} \right)^2 \left\{ \ln [k_{\text{FS}} - (k_{\text{FS}} - 1) \cos \theta] - \dots \right.</math></p> $\left. \dots - \left( \frac{k_{\text{FS}} - 1}{k_{\text{FS}}} \right) (1 - \cos \theta) \right\}$
HSU ET AL. [54]	1995	✓	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{\gamma_a \gamma_c}{\frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}}} + \frac{\gamma_a (1 - \gamma_c)}{1 + \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}} - 1\right) \gamma_a} + \frac{1 - \gamma_a}{1 + \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{FS}}} - 1\right) \gamma_a \gamma_c}$ <p>mit <math>\gamma_a = \frac{X_1}{X_2}</math>; <math>\gamma_c = \frac{X_3}{X_1}</math></p>
SIU und LEE [127]	2000	✓	X	X	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{N_A}{N_L} \frac{N_f}{R(\theta)}$
CHEN und SHI [18]	2000	X	X	X	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_f \lambda_{\text{FK}} \left(1 - \bar{\Psi}^{\frac{1}{3}} + \bar{\Psi}\right) + \lambda_f^2 \left(\bar{\Psi}^{\frac{1}{3}} - \bar{\Psi}\right)}{\lambda_{\text{FK}} \left(1 - \bar{\Psi}^{\frac{1}{3}}\right) + \lambda_f \bar{\Psi}^{\frac{1}{3}}}$

Referenz	Jahr	FK	Rad	p	Gleichung
SLAVIN ET AL. [128–130]	1999- 2002	✓	✓	✓	$\lambda_{\text{eff}} = \left[ G_{\text{rad, P}} + N \left( \frac{G_{\text{FS}}(G_{\text{gas, P, innen}} + G_{\text{gas, P, außen}} + G_{\text{FK}})}{G_{\text{FS}} + G_{\text{gas, P, innen}} + G_{\text{gas, P, außen}} + G_{\text{FK}}} \right) \right. \\ \left. \dots + G_{\text{rad, HR}} + G_{\text{rad, HR}} \right] \frac{d}{A_{\text{P}} + A_{\text{HR}}}$
MA ET AL. [78]	2003	✓	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_{\text{FS}}} = \frac{A_{\text{nb}}}{A} \left[ \left( 1 - \sqrt{1 - \Psi} \right) + \frac{\sqrt{1 - \Psi}}{1 + \left( \frac{1}{k_{\text{FS}}} - 1 \right) \sqrt{1 - \Psi}} \right] + \dots \\ \dots + \left( 1 - \frac{A_{\text{nb}}}{A} \right) \frac{\lambda_{\text{eff, st}}(D_f)}{\lambda_{\text{FS}}}$
FENG ET AL. [37]	2004	✓	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{A_{\text{nb}}}{A} \left[ \left( 1 - \sqrt{1 - \Psi} \right) + \frac{\sqrt{1 - \Psi}}{1 + \left( \frac{1}{k_{\text{FS}}} - 1 \right) \sqrt{1 - \Psi}} \right] + \dots \\ \dots + \left( 1 - \frac{A_{\text{nb}}}{A} \right) \lambda_{\text{eff, st}}^{+(n)}$
SHAPIRO ET AL. [124]	2004	✓	X	✓	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\pi}{4} \lambda_{\text{FS}} \frac{1 + \frac{t}{2d}}{1 + \frac{t}{2d} \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f} \frac{1}{1 - X_{\text{FK}}^2/d^2} \left( \frac{\lambda_{\text{gas}}}{\lambda_f} + \frac{1}{d^2/X_{\text{FK}}^2 - 1} \right)^{-1}}$
BAHRAMI ET AL. [7]	2006	✓	X	✓	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{X_Z}{A_Z} \left[ \frac{1}{R_{\text{GAS}}} \frac{1}{R_{\text{FS}} + \frac{1}{R_{\text{FS}} + (1/R_{\text{gas}} + 1/R_{\text{FK}})^{-1}}} \right]$
KOU ET AL. [65]	2009	X	X	X	$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_f} = \frac{(2 - D_{\text{fr}}) \Psi \left( 1 - \Psi \frac{D_{\text{fr}} - D_{\text{fr}} + 1}{2 - D_{\text{fr}}} \right)}{(D_{\text{fr}} - D_{\text{fr}} + 1)(1 - \Psi)} \dots \\ \dots \cdot \left( \frac{d_{\text{pore, max}}}{X_0} \right)^{D_{\text{fr}} - 1} + (1 - \Psi) \frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f}$
SWIMM ET AL. [137]	2009	X	X	✓	$\lambda_{\text{eff}} = W + \lambda_{\text{gas}} + (1 - \Pi) \frac{2r}{r^2 \pi} \sum_{i=1}^n \left( \frac{\delta_i}{\lambda_{\text{gas}, i} A_i} \frac{\delta_i}{\lambda_{\text{FS}} A_i} \right)^{-1}$
VAN ANTWERPEN ET AL. [3]	2012	✓	✓	✓	$\lambda_{\text{eff}} = \left\{ \left[ \left( R_{\text{FK}} \left( \frac{1}{R_{\text{gas}}} \frac{1}{R_{\text{fk}}} \right)^{-1} \right)^{-1} + \frac{1}{R_{\text{GAS}, 1}} + \frac{1}{R_{\text{GAS}, 2}} \right]^{-1} + \dots \right. \\ \left. \dots + \left( \frac{1}{R_{\text{FS}, i}} + \frac{1}{R_{\text{FS}, m}} + \frac{1}{R_{\text{FS}, a}} \right) \right\} \frac{N(d - \omega)}{2d} \cos(\theta) + \lambda_{\text{rad}}$

sentiert. Den radiativen Wärmetransport teilen sie in einen Feststoffanteil  $h_{\text{FS}}$  und einen Hohlraumanteil  $h_{\text{HR}}$  auf, die als thermische Widerstände mit den anderen Mechanismen kombiniert werden (siehe Tabelle 2.7).

Später entwickeln KUNII und SMITH [68] dieses Modell weiter. Unter Verwendung des gleichen Strahlungsmodells [168] teilen sie die volumetrische Einheitszelle, bestehend aus zwei sich berührenden Halbkugeln, in zwei parallele Hauptwiderstände ein: Wärmeleitung in den Hohlräumen durch Strahlung und Gas sowie Wärmeleitung durch die Feststoffphase (Wärmeleitung durch den Feststoff, durch den Kontakt, durch Strahlung und Gasleitung nahe den Berührungspunkten). Während die geometrischen Verhältnisse  $\frac{X_1}{d}$ ,  $\frac{X_2}{d}$  und  $\frac{X_3}{d}$  aus einer geordneten Kugelpackung berechnet werden, wird der Kontakt empirisch ermittelt. In einem weiteren Schritt erweitern sie das Modell für poröse Strukturen wie Sandstein oder Metallschäume, indem sie die Partikel teilweise verbinden. Später wandeln SPECCHIA ET AL. [132] ihre Korrelation empirisch ab und korrigieren den Faktor  $\frac{X_2}{d}$  zu  $0,220\Psi^2$ .

In einem weiteren Schritt erweitern WILLHITE ET AL. [164] dieses Modell um eine detailliertere Berechnung der Porosität unter Vernachlässigung des radiativen und kontaktbehafteten Wärmetransports. Sie vergleichen die theoretischen Ergebnisse mit experimentellen Daten von Glaskugeln unterschiedlicher Körnung, die mit Kohlenstoffdioxid, Stickstoff und Helium durchströmt werden. Da die Ergebnisse bei Durchströmung gut mit denen bei stagnierendem Gas übereinstimmen, folgern sie, dass bei den untersuchten Flussraten (0 bis  $390 \text{ kg h}^{-1} \text{ m}^{-2}$ ) die Strömungsgeschwindigkeit keinen Einfluss auf die effektive Wärmeleitfähigkeit hat.

Ausgehend von einer kubisch angeordneten Packung aus sphärischen Partikeln entwickelt WOODSIDE [165] ein Modell zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Schnee für eine Porosität größer 0,48. Dieses basiert auf einer Einheitszelle unter der Annahme paralleler Isothermen. Diese Annahme ist laut WOODSIDE nur zutreffend für kleine Verhältnisse von  $\frac{\lambda_{\text{FS}}}{\lambda_f}$ .

SWIFT [136] modelliert eine Einheitszelle bestehend aus drei orthorhombisch angeordneten Kugeln unter der Annahme paralleler Wärmestromlinien. Er kombiniert Gas- und Festkörperleitung in Serie und erhält somit die effektive Wärmeleitfähigkeit einer orthorhombischen Packung ( $\Psi = 0,4$ ) in Abhängigkeit von den Wärmeleitfähigkeiten des Feststoffes und des Fluids. Diese Korrelation erweitert SWIFT um den Einfluss einer Oxidschicht um die Partikel,

wodurch die effektive Wärmeleitfähigkeit der Schüttung abnimmt.

LUIKOV ET AL. [77] betrachten das gesamte System als Elementarzelle, in die sie eine skelettartige Struktur aus Feststoff mit umgebendem Fluid setzen. Die Geometrie dieses Skeletts setzen sie in Beziehung zur Porosität und zerlegen die Struktur in parallele und serielle Widerstände. Als Strahlungsansatz verwenden sie das Modell von LOEB [76] (siehe Tabelle 2.7), das als ausreichend betrachtet wird, da sich ihre Untersuchungen auf Vakuumbedingungen bei niedrigen Temperaturen beschränken. Basierend auf der kinetischen Gastheorie nach KENNARD [63] berücksichtigen sie die Druckabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit. Dabei beziehen sie die Geometrie der Skelettstruktur durch den Term  $A_{lu}$  für den Wärmetransport durch den Kontakt und Gasleitung im Spalt und  $s_r$  als Rauigkeit der Partikel mit ein.

Das Modell von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER (ZBS-Modell) wird in den Jahren 1970 bis 1978 in drei Arbeiten entwickelt [9] [170] [171]. In TSOTSAS und MARTIN [144], HAHNE [46] und im VDI-Wärmeatlas [151] wird dieses Modell als das für Schüttungen am besten geeignetste zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit beschrieben. Das ursprüngliche Modell von ZEHNER und SCHLÜNDER [170] basiert auf einer zylindrischen Einheitszelle mit parallelen Wärmestromlinien, in der sich zwei Partikelhälften im Kontakt befinden. Die Zelle wird in Abhängigkeit der Porosität in zwei Bereiche aufgeteilt, einem mit reiner Gasleitung und einem mit Leitung nahe der Kontaktstelle durch das Gas. Dabei merken sie an, dass die Art der Berührung für die effektive Wärmeleitfähigkeit eine entscheidende Rolle spielt (z. B. Kugeln oder Zylinder). Basierend auf dieser Annahme führen sie einen empirischen Verformungsparameter ein, der die Kontur der Partikelhälften in der Einheitszelle und somit den Spaltabstand verändert. Aus Experimenten bestimmte Anhaltswerte werden für Kugeln, Zylinder und gebrochene Partikel angegeben.

In weiteren Arbeiten von ZEHNER und SCHLÜNDER [171] und BAUER und SCHLÜNDER [9] wird dieses Einheitszellen-Modell um den radiativen Wärmetransport, den Festkörperkontakt und die Druckabhängigkeit erweitert. Den Anteil der Strahlung berücksichtigen sie mithilfe des Strahlungsmodells von DAMKÖHLER (siehe Tabelle 2.7). Der Anteil der Kontaktleitung wird wie bei anderen Autoren [68] [156] [157] [168] durch einen empirischen Abflachungsfaktor  $\varphi$  beschrieben. Die Druckabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit beziehen sie über die kinetische Gastheorie [63] mit ein. Dabei berücksichtigen sie unterschiedliche Konturen durch einen Verformungsparameter und

somit die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des Gases im Spalt nahe der Kontaktstelle (SMOLUCHOWSKI-Effekt).

1994 merken HSU ET AL. [53] an, dass das Grundmodell von ZEHNER und SCHLÜNDER [170] bei sehr hohen Verhältnissen der Wärmeleitfähigkeiten von Feststoff und Fluid die effektive Wärmeleitfähigkeit unterbestimmt. Dies führen sie auf die Annahme eines Punktkontakts der Partikel von ZEHNER und SCHLÜNDER zurück, die jedoch 1972 und 1978 in den Folgearbeiten von ZEHNER und SCHLÜNDER [171] und BAUER und SCHLÜNDER [171] durch einen empirischen Parameter bereits beseitigt wurde. HSU ET AL. führen einen weiteren Verformungsparameter ein, der die Kontur der Einheitszelle um eine finite Kontaktfläche erweitert. Diesen bestimmen sie wie auch zuvor schon SAHRAOUI und KAVIANY [119] für eine Porosität von 0,42 durch Abgleich mit Experimenten von NOZAD ET AL. [97] zu  $\alpha = 0,002$ .

Das Modell von OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99] basiert auf kubisch angeordneten, sphärischen Partikeln. Durch einen semi-empirischen Ansatz wird es in Abhängigkeit der Porosität durch die geometrische Konstante  $K$  auf beliebige Anordnungen erweitert. Es basiert auf drei parallel geschalteten, thermischen Widerständen in einer Einheitszelle zweier Halbkugeln: Widerstand am Kontakt, Widerstand durch Strahlung und Widerstand durch gekoppelte Festkörper- und Gasleitung. Reine Gasleitung in den Poren wird vernachlässigt. Wie im Modell von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER berücksichtigen sie mithilfe der kinetischen Gastheorie die Änderung der Wärmeleitfähigkeit des Gases in Abhängigkeit des Spaltabstandes und erhalten durch Aufintegration den Gewichtungsfaktor  $Q$ . Multipliziert mit der Wärmeleitfähigkeit des Gases bei Standardbedingungen erhält man somit die gesamte effektive Wärmeleitfähigkeit im Spalt. Dadurch berücksichtigen sie eine höhere Wärmestromdichte nahe dem Berührungspunkt. Den Kontaktwiderstand leiten sie ebenfalls anhand der HERTZSCHEN Formel her.

OKAZAKI ET. AL [100] entwickeln ein Modell für Zwei-Phasen-Systeme basierend auf dem Konzept der effektiven Koordinationszahl. Diese beschreibt die Anzahl der Kontakte eines Partikels mit den umgebenden. Dadurch gewichten sie Festkörper- und Gasleitung anhand der Porosität für zwei Bereiche:  $\Psi < 1/3$  und  $\Psi \geq 1/3$ . Um die Form der Partikel zu berücksichtigen, führen sie einen Korrekturfaktor  $F$  ein, der die Anzahl der Kontakte durch Unebenheit der Partikel korrigiert:  $N_{\text{nicht sphärisch}} = FN_{\text{sphärisch}}$ . Der Korrekturfaktor wird empirisch bestimmt und ist für gebrochene Partikel  $F = 1,1$ . Zusätzlich erweitern

sie das Modell für Drei-Phasen-Systeme. Basierend auf dieser Arbeit erweitern OKAZAKI ET AL. [101] dieses Modell später für bidisperse Schüttungen.

Unabhängig von ihrer Arbeit von 1994 [53] entwickeln HSU ET AL. [54] 1995 ein weiteres semi-empirisches Einheitszellenmodell bestehend aus räumlich periodisch angeordneten Partikeln. Dabei werden verschiedene Geometrien betrachtet: berührende und nicht berührende quadratische und runde Zylinder (zwei-dimensional) und sich berührende und nicht berührende Würfel (drei-dimensional). HSU ET AL. nehmen an, dass eine Einheitszelle aus drei Lagen des zweiphasigen Mediums besteht. Die geometrischen Parameter  $\gamma_a$  und  $\gamma_c$  werden semi-empirisch in Abhängigkeit der Porosität bestimmt und stellen somit den Flächenanteil der Feststoffphase in der Zelle dar. Bei Untersuchungen der entwickelten Modelle stellen HSU ET AL. fest, dass nur das Modell mit quadratischen Zylindern und die Würfelgeometrie gute Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen liefern, während runde Zylinder unrealistische Werte für  $\lambda_{FS}/\lambda_f < 100$  aufweisen.

YU ET AL. [169] erweitern dieses Modell für Xonolit. Dabei handelt es sich um einen Wärmedämmstoff, das aus hohlen, sphärischen Mikropartikeln besteht. Dazu berücksichtigen sie in der kubischen Struktur einen Hohlraum und erweitern es zusätzlich um den radiativen Wärmetransport mit dem Strahlungsansatz von LOEB [76].

Um die Jahrtausendwende entwickeln SIU und LEE [127] ein Modell für Kugelschüttungen mit einer Porosität kleiner 0,5 und einem hohen  $\lambda_{FS}/\lambda_f$ -Verhältnis. Dabei berücksichtigen sie unterschiedliche Anordnungen (sc, bcc und fcc) und nähern so die durchschnittliche Kontaktfläche an, um direkt die effektive Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit der Kontaktpunkte von parallelen Kugeln  $N_A$ , seriellen Kugeln  $N_L$  und der gesamten Anzahl von Kontakten einer Kugel  $N_t$  zu berechnen. Besonderes Augenmerk legen SIU und LEE auf die Berechnung des Widerstandes durch die Verengung an den Kontaktpunkten  $R(\theta)$  aus dem Kontaktwinkel  $\theta$  zwischen den Körnern. Dazu teilen sie diesen Widerstand in zwei Komponenten auf, den Widerstand der Feststoffphase und den der Verengung. Sie nehmen an, dass der Widerstand des Feststoffes vom Kontaktwinkel abhängig ist, während der Widerstand durch die Verengung nur vom Partikeldurchmesser abhängt. Durch Subtraktion der Widerstände und Berechnung für mehrere Kontaktwinkel erhalten sie für  $R(\theta)$  eine entsprechende Korrelation.

Ähnlich ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER [9] [170] [171], KUNII und SMITH [168] und WAKAO und KATO [156] teilen SLAVIN ET AL. [128–130] die Einheitszelle in einen inneren Partikelbereich ( $P$ ) und einen äußeren Hohlraumbereich (HR) auf. Diese betrachten sie durch Parallelschaltung speziell definierter Konduktionen  $G$  des inneren und äußeren Bereichs voneinander getrennt. Den inneren Bereich gliedern SLAVIN ET AL. nochmals in einen Teil nahe des Berührungspunktes ( $P$ , innen), in dem der Spaltabstand kleiner als  $2/3$  der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle ist, und einen Teil mit größeren Spaltabständen ( $P$ , außen). In diesen Bereichen ermitteln sie mithilfe der kinetischen Gastheorie nach KENNARD [63] in Abhängigkeit des Spaltabstandes und der mittleren freien Weglänge der Moleküle die Wärmeleitung durch den Spalt. Sowohl für Strahlung als auch für Gasleitung und Kontaktleitung unter Einbeziehung der Rauigkeit der Partikel nutzen sie Korrektur- bzw. Fittingparameter, um die einzelnen Mechanismen auf die geometrischen Verhältnisse der realen Schüttung anzupassen.

SHAPIRO ET AL. [124] untersuchen sowohl experimentell als auch theoretisch die effektive Wärmeleitfähigkeit von keramischen Schüttungen bei Temperaturen unter  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  und unterschiedlichen Gasdrücken. Ihr geometrisches Modell ist eine vereinfachte Version von BAUER und SCHLÜNDER [9]. Die Partikel werden als Zylinder angenähert, die an den flachen Seiten durch weitere dünne Zylinder der Dicke  $t$  mit geringerem Durchmesser  $X_{\text{FK}}$  verbunden sind. Dies stellt vereinfachend die Kontaktleitung dar. Beide geometrischen Parameter werden empirisch ermittelt. Die Druckabhängigkeit wird über die kinetische Gastheorie im Spalt eingeführt.

Basierend auf Vorgängerarbeiten [5] [6] legen BAHRAMI ET AL. [7] bei der Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen besonderes Augenmerk auf den Wärmetransport nahe den Berührungspunkten der Partikel. Unter Berücksichtigung der Rauigkeit der Partikel, teilen sie den Berührungspunkt der Feststoffphase in eine Kontaktstelle und einen Makro- und Mikrospalt auf, in denen mithilfe der kinetischen Gastheorie nach KENNARD [63] die Einzelwiderstände berechnet werden. Sie koppeln die Wärmeleitung im Feststoff in Serie mit einer Parallelschaltung aus den Widerständen des Kontaktes ( $R_{\text{FK}}$ ) und der Gasleitung im Mikrospalt ( $R_{\text{gas}}$ ). Der Koppelwiderstand wird wiederum parallel mit dem Widerstand des Gases im Makrospalt ( $R_{\text{GAS}}$ ) kombiniert.

Auf BAHRAMI ET AL. aufbauend entwickeln VAN ANTWERPEN ET AL. [3] ein Multi-Sphere Einheitszellenmodell für die Anwendung in Festbettreaktoren. Dieses ist nur für größere Durchmesser der Partikel geeignet. Dabei gehen sie von zylindrischen Schüttungen aus und berücksichtigen neben der radialen Veränderung der Porosität die Koordinationszahl  $N$  und die Kontaktwinkel  $\theta$  zwischen den Kugeln. VAN ANTWERPEN ET AL. gliedern die Zelle in zwei parallele Widerstände: Strahlung und Gasspalt inklusive Kontakt. Letzteren bestimmen sie durch serielle und parallele Verschaltung der einzelnen Widerstände im Gas (Makro- und Mikropalt) nach KENNARD [63] und der Makro- und Mikrokontakte mithilfe des HERTZSCHEN Kontaktradius [50] unter Berücksichtigung der Rauigkeit der Partikel. In ihrer Arbeit werden die theoretisch ermittelten effektiven Wärmeleitfähigkeiten mit Kugeldurchmessern von größer 30 mm validiert.

SWIMM ET AL. [137] untersuchen in ihrer Arbeit detailliert den Einfluss der Kopplung von Festkörper- und Gasleitung bei Aerogelen experimentell und theoretisch. Diese zeichnen sich durch hohe Porosität und niedrige Partikeldurchmesser aus. Sie messen die effektive Wärmeleitfähigkeit der Aerogele mit der Hitzdrahtmethode bei niedrigen Temperaturen und unterschiedlichen Drücken. In ihrem Modell setzen sie Strahlung und Festkörperkontaktleitung über den Druck als kontakt an. Diesen Wert stellt in der Korrelation die Konstante  $W$  dar, die empirisch ermittelt wird. Ähnlich zu WEBB [159] und OGNIIEWICZ und YOVANOVICH [99] basiert ihre Einheitszelle auf zwei sich berührenden Halbkugeln. Diese teilen sie in 1000 Ringe und kombinieren diese als thermische Widerstände parallel. Jeder Ring besteht wiederum aus einer seriellen Kombination von Feststoff-Gas-Feststoff. Dabei berücksichtigen sie den variierenden Feststoffanteil  $\bar{\delta}_i$  und die Spaltweite  $\delta_i$  jedes Ringes. Der von Spaltabstand und Druck abhängige Widerstand des Gases wird durch die kinetische Gastheorie [63] für jeden Ring berücksichtigt. Gewichtet wird der Anteil der Kopplung mit einer auf die Einheitszelle bezogenen Porosität  $\Pi$ .

Basierend auf statistischer Selbstähnlichkeit fraktaler Strukturen von porösen Medien entwickeln CHEN und SHI [18], MA ET AL. [78], FENG ET AL. [37] und KOU ET AL. [65] ihre Modelle zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Medien für unterschiedliche Anwendungsfälle.

CHEN und SHI [18] entwickeln so eine Einheitszelle und kombinieren die thermischen Widerstände gewichtet mit einem volumetrischen Feststoffanteil  $\bar{\Psi}$ , der über die fraktale Dimension  $D_{fr}$  bestimmt wird.

MA ET AL. [78] nehmen an, dass das Medium aus zwei Teilen besteht: eine zufällige Anordnung sich nicht berührender Partikel und selbstähnlich verteilte Partikel in Kontakt. Letzteres wird als SIERPINSKI-Teppich angenähert. Die fraktale Dimension  $D_{fr}$  des Teppichs setzen sie in Beziehung zur Porosität der Schüttung und bestimmen daraus die effektive Wärmeleitfähigkeit des Mediums. Dieses Modell ist gültig für eine Porosität im Bereich von 0,3 bis 0,5. FENG ET AL. [37] erweitern es für eine Porosität von 0,14 bis 0,8 indem sie eine effektive Wärmeleitfähigkeit für einen n-fachen SIERPINSKI-Teppich einführen ( $\lambda_{eff,st}^{+(n)}$ ). Dazu konstruieren sie Teppiche unterschiedlicher Mikrostrukturen und unterschiedlicher fraktaler Dimensionen, um reale poröse Strukturen zu simulieren.

Das Modell von KOU ET AL. [65] basiert nicht nur auf der fraktalen Dimension  $D_{fr}$  der Porenfläche, sondern zusätzlich auf der fraktalen Dimension der Tortuosität  $D_{ft}$  ( $1 < D_{ft} < 2$ ). Diese ist ein Grad der Gewundenheit der Kapillaren.  $D_{ft} = 1$  repräsentiert geradlinige Kapillaren, während  $D_{ft} = 2$  hochverwundene Kapillaren darstellt, die den gesamten Raum ausfüllen. Eine höhere fraktale Dimension der Tortuosität führt zu einer niedrigeren effektiven Wärmeleitfähigkeit des Mediums.

Wie aus den Tabellen 3.1 bis 3.4 ersichtlich ist, stellt die Einheitszelle den Typ mit der höchsten Anzahl an Modellen dar. Wie bei Modelltyp 2 wird bei Berücksichtigung der Strahlung meist auf bekannte Modelle anderer Autoren zurückgegriffen. Das Prinzip der Einheitszelle eignet sich vor allem zur detaillierten Modellierung der Effekte der Festkörper-Gas-Kopplung, wie sie in Abschnitt 2.2.4 dargestellt ist. Wie in Kapitel 7 beschrieben wird, kann Modelltyp 2 mit Modelltyp 3 kombiniert werden, um die Vorteile beider Arten zu nutzen. Dieser Ansatz wird in der vorliegenden Arbeit verwendet.

### 3.1.4 Auswahl geeigneter Modelle

Die im vorherigen Kapitel vorgestellten Modelle sind in Tabelle 3.5 nochmals zusammengefasst. Fast 45 % der Modelle berücksichtigen weder Festkörperkontakt noch Strahlung oder die Druckabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit des porösen Mediums. Dabei ist zu beachten, dass ein Großteil dieser Modelle auf den analytischen Lösungen der LAPLACE-Gleichung von MAXWELL und RAYLEIGH basieren. Diese beiden Modelle bilden den Bereich von Emulsionen und Suspensionen ab. Weitere 40 % berück-

sichtigen einen oder zwei der dominierenden Mechanismen. Nur etwa 15 % der 59 untersuchten Modelle bilden alle für mondähnliche Bedingungen entscheidenden Mechanismen ab.

**Tabelle 3.5:** Überblick der untersuchten Modelle

Anzahl Modelle	Festkörperkontakt (FK)	Strahlung (rad)	Gasdruck (p)
25	X	X	X
9	✓	X	X
2	X	✓	X
4	X	X	✓
4	✓	✓	X
4	✓	X	✓
1	X	✓	✓
10	✓	✓	✓

Numerische Lösungen der LAPLACE-Gleichung unter Berücksichtigung des Festkörperkontakts, der Strahlung und der Abhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit vom Gasdruck bieten WAKAO und VORTMEYER [157], PIQUEUX und CHRISTENSEN [106] sowie GUSAROV und KOVALEV [44] an.

Analytische Modelle durch geeignete Verschaltung thermischer Widerstände (global oder Einheitszelle) wurden von KAGANER [59], LITOVSKY ET AL. [75], LUIKOV ET AL. [77], ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER [9] [170] [171], OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99], SLAVIN ET AL. [128–130] und VAN ANTWERPEN ET AL. [3] entwickelt.

## 3.2 Experimentelle Daten

Es sind bis dato einige experimentelle Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien für unterschiedliche Randbedingungen veröffentlicht. In Abbildung 3.4 ist eine Zusammenfassung verschiedener Autoren dargestellt, die die effektive Wärmeleitfähigkeit von Pulvern experimentell untersucht haben. Das Diagramm ist grob in neun Bereiche hinsichtlich Temperatur und Druck aufgeteilt. Es ist zu sehen, dass die meisten Autoren lediglich ein Regime bzw. Wärmeübertragungsmechanismus untersuchen.

CREMERS ET AL. untersuchen in ihren Experimenten die aus den Apollo-Missionen 11, 12, 14, 15 und 16 zur Erde zurückgebrachten Mondstaubproben [22, 24–27]. Da sie lunare Umgebungsbedingungen simulieren, bestimmen sie die Wärmeleitfähigkeit bei Übertragungstemperaturen zwischen 150 K und 400 K im Fein- bzw. Hochvakuum. Unter den gleichen Randbedingungen, aber zusätzlich unter Atmosphäre, untersuchen BERNETT ET AL. [11] die effektive Wärmeleitfähigkeit von Siliziumoxid-, Olivin- und Basalt-Pulvern. Weitere Daten unter Vakuumbedingungen liefern FOUNTAIN und WEST [38] sowie GUNDLACH und BLUM [43]. Letzere Autoren bestimmen die Wärmeleitfähigkeit bis zu Temperaturen von 500 K für Siliziumoxid-Pulver.

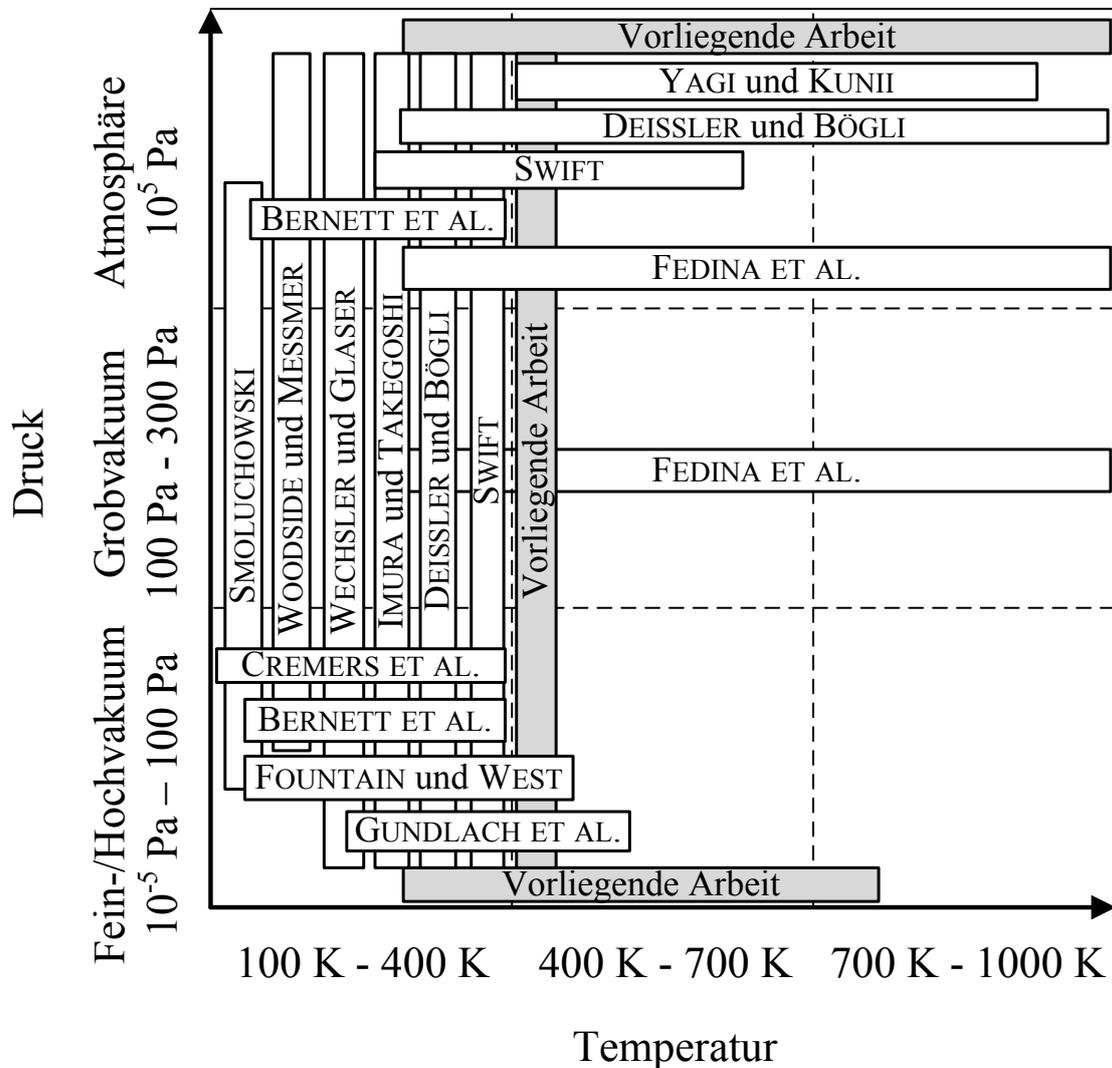
SMOLUCHOWSKI [131], WOODSIDE und MESSMER [166], WECHSLER und GLASER [160], IMURA und TAKEGOSHI [56], DEISSLER und BÖGLI [29] sowie SWIFT [136] untersuchen den Einfluss des Gasdrucks auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von Pulvern. Dazu führen sie Experimente durch, wobei sie den Druck von Feinvakuum- bis atmosphärische Bedingungen variieren. Alle Ergebnisse zeigen eine starke Zunahme der Wärmeleitfähigkeit mit steigendem Gasdruck.

SWIFT [136] führt Experimente unter atmosphärischen Bedingungen bis zu Temperaturen von 600 K mit Uran- und Zirkonium-Pulvern durch. Weitere atmosphärische Untersuchungen bis 1000 K liefern YAGI und KUNII [168] sowie DEISSLER und BÖGLI [29]. Ihre Daten zeigen einen linearen Anstieg der effektiven Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur. Experimente bis zu 2000 K unter Atmosphäre sowie bei 100 Pa führen FEDINA ET AL. [34] durch.

Wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist, untersucht keiner der Autoren die effektive Wärmeleitfähigkeit einer gleichartigen Pulverprobe gleichzeitig unter Vakuum- und atmosphärischen Bedingungen in Abhängigkeit der Temperatur sowie in Abhängigkeit des Gasdrucks. Zusätzlich sind bis jetzt keinerlei Daten im Bereich höherer Temperaturen im Vakuum veröffentlicht, um den radiativen Wärmetransport detailliert untersuchen zu können.

Um theoretische Modelle zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit unter allen Randbedingungen und speziell den Strahlungsanteil validieren zu können, werden im Rahmen dieser Arbeit unterschiedliche Pulver experimentell untersucht. Wie in Kapitel 4 beschrieben, sollen dabei Übertragungstemperaturen von bis zu 750 K im Vakuum und 1000 K unter

atmosphärischen Bedingungen erreicht werden. Zusätzliche Messungen sollen bei einer konstanten Übertragungstemperatur von 400 K bei einem Druck von 0.1 Pa bis Atmosphäre durchgeführt werden.



**Abbildung 3.4:** Temperatur- und Druckregime experimenteller Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Pulvern verschiedener Autoren

### 3.3 Aufgabenstellung und Wissensmehrung

Wie in der Einleitung dargestellt, ist die effektive Wärmeleitfähigkeit von Pulvern in vielen Bereichen der Raumfahrt sowie einer Vielzahl von terrestrischen Anwendungen von enormer Bedeutung. Abschnitt 2.2.5 zeigt auf, dass die Umgebungsbedingungen wie Temperatur und Gasdruck sowie die Porosität und Korngröße ausschlaggebend dafür sind, welche der Mechanismen (Festkörperkontakt, Strahlung, Gasleitung und Kopplung zwischen Festkörper und Gas) dominieren.

Speziell für lunare Anwendungen wie die Freisetzung von SWIPs und H<sub>2</sub>O/OH aus Regolith sind zum Teil hohe Temperaturen von bis zu 1600 K bei gleichzeitigen Hochvakuumbedingungen ( $10^{-11}$  Pa) erforderlich. In diesem Bereich ist der radiative Wärmetransport dominierend. Während des Aufheizprozesses des Regoliths verlagert sich bei gasdichtem Ofen die Dominanz durch die extrahierten Moleküle und somit ansteigenden Druck hin zur Gasleitung und somit auch zur Kopplung des Festkörpers und des Gases. Um die effektive Wärmeleitfähigkeit von lunarem Regolith und Pulvern im Allgemeinen möglichst genau zu beschreiben, wurden bereits in Kapitel 3 aus der Literatur bekannte Modelle zusammengestellt und bezüglich ihrer Art und den einfließenden Mechanismen gegliedert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird ein analytisches Modell zur Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit entwickelt. So werden die einzelnen Wärmeübertragungsmechanismen physikalisch dargestellt, um deren Einflüsse für unterschiedliche Umgebungsbedingungen detailliert zu untersuchen. Daher wird das Hauptaugenmerk der Literaturrecherche in der vorliegenden Arbeit auf die analytischen Modelle gelegt. Diese werden anhand experimenteller Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit verschiedener Pulverproben validiert.

Es existieren bereits zahlreiche experimentelle Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Wärmedämmstoffen [133] [137] und Schüttungen [3] [130]. Eine Definition dieser Bereiche wurde in Abschnitt 2.2 eingeführt. Wie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben, existieren zusätzlich bereits veröffentlichte Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Pulvern. Diese wurden jedoch nicht über einen kombinierten Bereich von Temperatur und Druck ermittelt, sondern meist nur in Abhängigkeit einer Variable. Speziell im Vakuum bei Temperaturen über 400 K sind bisher keine Daten veröffentlicht.

Daraus ergibt sich als ein Kernpunkt der vorliegenden Arbeit, die effektive Wärmeleitfähigkeit unterschiedlicher Pulver-Proben bei unterschiedlichen Drücken und bis zu hohen Temperaturen experimentell zu bestimmen.

Aus der detaillierten Literaturübersicht kristallisieren sich bereits zwei Arten von Modellen heraus: Wärmedämmstoff- ( $\Psi > 0,8$ ,  $d < 500 \mu\text{m}$ ) und Schüttungsmodelle ( $\Psi < 0,8$ ,  $d > 1000 \mu\text{m}$ ). Ein weiterer Hauptbestandteil der vorliegenden Arbeit ist daher, geeignete Modelle beider Arten aus der Literatur anhand der eigens gewonnenen experimentellen Daten von Pulvern zu validieren. Bei den experimentell untersuchten Pulvern handelt es sich mit einer Porosität von unter 0,7 und Partikeldurchmessern von unter  $100 \mu\text{m}$  um einen Bereich zwischen Wärmedämmstoffen und Schüttungen. Daher kann nicht davon ausgegangen werden, dass eines der bekannten Modelle die effektive Wärmeleitfähigkeit in allen Gasdruck- und Temperaturbereichen adäquat beschreibt. Daher wird erstmals ein angepasstes Modell zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Pulvern mit experimenteller Validierung vorgestellt.

Aufbauend auf der Literaturübersicht berücksichtigt dieses Modell neben Festkörperkontakt- und Gasleitung den Strahlungstransport gemäß Wärmedämmstoffen unter Einbeziehung von Streueffekten. Zusätzlich wird die Kopplung des Festkörpers mit dem Gas in den Spaltzwischenräumen nahe den Kontaktpunkten in Anlehnung an geeignete Schüttungsmodelle analytisch beschrieben. Dabei wird auch der Einfluss der Form der Partikel untersucht und in das Modell integriert. Mit diesem neuartigen Modell zur Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Pulvern soll die Lücke zwischen Wärmedämmstoff- und Schüttungsmodellen geschlossen werden. Somit soll dieses Modell allgemeingültig für alle drei Bereiche (Wärmedämmstoffe, Pulver und Schüttungen) anwendbar sein.



## 4 Experimenteller Aufbau

In Abschnitt 2.3 wurden bereits die unterschiedlichen Methoden zur experimentellen Ermittlung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien diskutiert. Der entscheidende Vorteil der instationären Messmethoden gegenüber den stationären ist die kurze Messdauer. Während ein Messpunkt bei instationären Methoden ein Zeitintervall von wenigen Minuten benötigt, können sich bei stationären Verfahren Zeiten von bis zu einem Tag pro Messpunkt ergeben. Dieser Nachteil wird, wie von REISS [114] beschrieben, durch die höhere Genauigkeit der Ergebnisse gegenüber instationären Messmethoden für Medien mit hoher Vorwärtsstreuung der Strahlung aufgewogen. Da die Beschreibung des radiativen Wärmetransports ein Kernpunkt der vorliegenden Arbeit ist, wird das stationäre Einplatten-Messverfahren verwendet. Abhängig von den Umgebungsbedingungen wie Druck und Temperatur ergibt sich mit dem entworfenen Aufbau im Extremfall eine Dauer von bis zu 12 Stunden pro Messpunkt.

Im folgenden Kapitel wird im Detail der Versuchsaufbau beschrieben, mit dem die effektive Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien für drei unterschiedliche Bereiche bestimmt wird:

**Tabelle 4.1:** Terminologie der durchgeführten Versuchsreihen

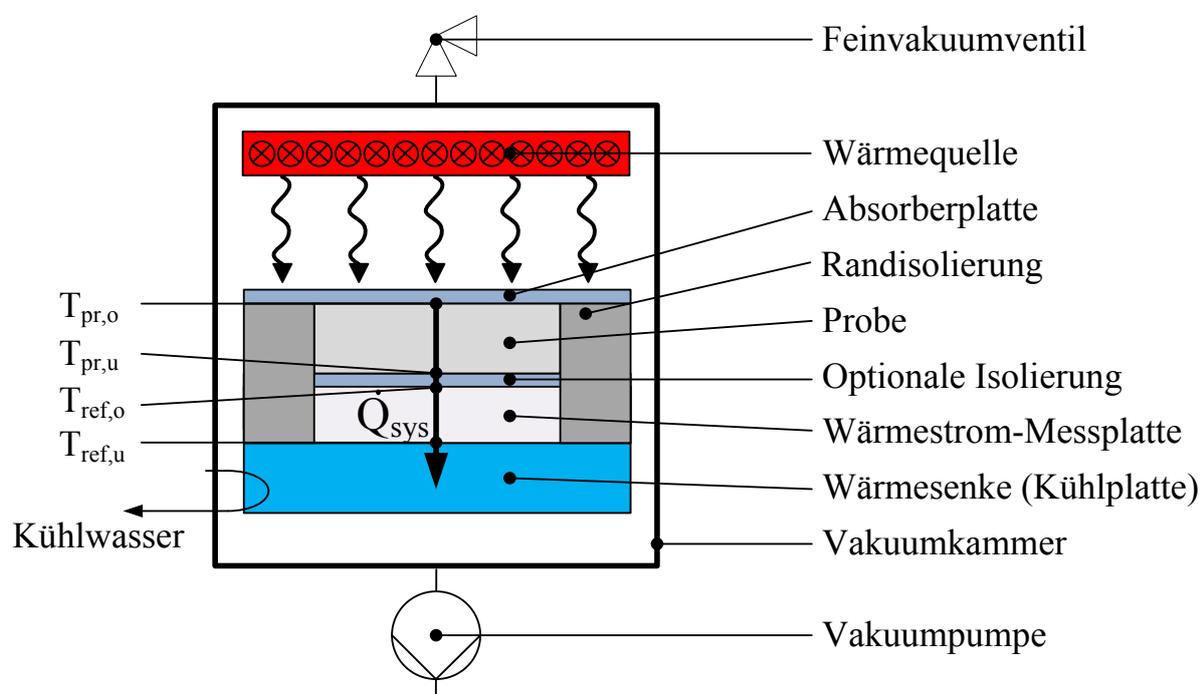
Terminologie	Gasdruck [Pa]	Übertragungstemperatur der Probe [K]
Vakuum, Vakuumbedingungen	$< 0.1$ konstant	400 – 750
über Druck, Druckkurve	$0,1 - 10^5$	400 konstant
Atmosphäre, atm. Bedingungen	$10^5$ konstant	400 – 1000

Tabelle 4.1 zeigt die in den folgenden Kapiteln verwendete Terminologie sowie Gasdruck- und Temperaturzustände der einzelnen Versuchsreihen auf. Diese Randbedingungen werden gewählt, um einen großen Temperatur- und Druckbereich abzudecken. So können sämtliche Wärmetransportmechanismen im porösen Medium (siehe Abschnitt 2.2)

detailliert untersucht werden. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, liegt die Oberflächentemperatur des Mondes am Tag bei ca. 400 K und wird somit als konstante Temperatur für die Messung der Druckkurve verwendet.

#### 4.1 Experimenteller Aufbau und Messprinzip des Einplatten-Messapparats

Abbildung 4.1 zeigt die schematische Darstellung des konstruierten Einplatten-Messapparats. Wie bei allen stationären Verfahren zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Medien ist bei dem verwendeten Prinzip die Bestimmung des System-Wärmestroms  $\dot{Q}_{\text{sys}}$  bei stationären Bedingungen entscheidend. Dieser wird durch eine Wärmequelle an der Oberseite und eine Wärmesenke an der Unterseite des Messaufbaus durch das Gesamtsystem erzwungen. Um eine homogene Temperaturverteilung auf der Oberseite zu gewährleisten, befindet sich unter der Wärmequelle eine Absorberplatte aus Kupfer. Unter der Probe wird optional bei atmosphärischen Messungen eine Isoliermatte eingebracht. Dadurch kann bei



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des Versuchsstandes zur Messung der Wärmeleitfähigkeit poröser Medien über Gasdruck und Temperatur

höheren effektiven Wärmeleitfähigkeiten der Probe eine Überhitzung der Wärmestrom-Messplatte aus Teflon ( $T_{\max, \text{Teflon}} = 420 \text{ K}$ ) verhindert werden. Diese zusätzliche Isolierung ist für alle Messungen im Vakuum und der Druckkurven nicht erforderlich. Um die in das System eingetragene Wärme wieder abzuführen, wird die Unterseite der Messplatte mit Wasser gekühlt.

Um Wärmeverluste senkrecht zum erzwungenen Wärmestrom zu minimieren, ist eine 10 cm dicke Randisolierung um den Versuchsaufbau angebracht. Als Material wird die mikroporöse Hochtemperaturwärmedämmung Super-G der Firma MICROTHERM verwendet, die sich durch sehr niedrige Wärmeleitfähigkeit auszeichnet ( $20 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  bis  $35 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  unter Atmosphäre).

Der gesamte Versuchsaufbau befindet sich in einer gasdichten Kammer, die durch eine Drehschieberpumpe auf 0,1 Pa evakuiert werden kann. Ein Vakuum-Feinventil an der Oberseite der Vakuumkammer ermöglicht eine stufenlose Erhöhung des Drucks von 0,1 Pa bis  $10^5 \text{ Pa}$ . Für jede Druckstufe kann so eine Messung für eine definierte Übertragungstemperatur der Probe durchgeführt werden.

Beim Einplatten-Messverfahren wird der Wärmestrom über eine Messplatte mit bekannter Wärmeleitfähigkeit gemäß dem stationären FOURIERSCHEN Wärmeleitungsgesetz mit Gleichung (4.1) berechnet. Die vereinfachende Annahme eines eindimensionalen Wärmestroms ist aufgrund des niedrigen Anteils radialer Wärmeverluste von kleiner 1,4 % am gesamten Systemwärmestrom gerechtfertigt (siehe Abschnitt 4.6). Dieser ist definiert als

$$\dot{Q}_{\text{sys}} = \frac{\lambda_{\text{ref}}}{t_{\text{ref}}} A_{\text{ref}} (T_{\text{ref,o}} - T_{\text{ref,u}}). \quad (4.1)$$

Dabei ist  $A_{\text{ref}}$  die Fläche und  $t_{\text{ref}}$  die Dicke der Wärmestrom-Messplatte.  $T_{\text{ref,o}}$  und  $T_{\text{ref,u}}$  bezeichnen die Temperatur an der Ober- und Unterseite der Platte. Über den so bestimmten Wärmestrom kann wieder über das stationäre FOURIERSCHE Wärmeleitungsgesetz die effektive Wärmeleitfähigkeit der Probe bestimmt werden mit

$$\lambda_{\text{pr, eff}} = \frac{\dot{Q}_{\text{sys}} t_{\text{pr}}}{A_{\text{pr}} (T_{\text{pr,o}} - T_{\text{pr,u}})} = \lambda_{\text{ref}} \frac{t_{\text{pr}} (T_{\text{ref,o}} - T_{\text{ref,u}})}{t_{\text{ref}} (T_{\text{pr,o}} - T_{\text{pr,u}})}. \quad (4.2)$$

Das Subskript "pr" bezeichnet die Probe. Die Fläche  $A_{\text{pr}}$  ist gleich der Fläche der Wärmestrom-Messplatte  $A_{\text{ref}}$ . Somit ist die experimentell ermittelte effektive Wärmeleitfähigkeit davon unabhängig.

Die Übertragungstemperatur der Probe wird je nach Randbedingungen bzgl. des herrschenden Gasdrucks bestimmt. Unter atmosphärischen Bedingungen bildet sich aufgrund der Dominanz der Gasleitung und Kopplung ein nahezu lineares Temperaturprofil in der Probe aus. Daher kann eine lineare Mittelung vorgenommen werden ( $T_{m, \text{atm}}$  Gleichung (4.3)). Aufgrund des hohen Anteils des radiativen Wärmetransports im Vakuum ist die effektive Wärmeleitfähigkeit eine kubische Funktion der Temperatur. Um das nicht-lineare Temperaturprofil in der Probe zu berücksichtigen, wird die mittlere Übertragungstemperatur  $T_{m, \text{va}}$ , wie in Abschnitt 2.2.1.1 beschrieben, berechnet mit [151]

$$T_{m, \text{atm}} = \frac{T_{\text{pr, o}} + T_{\text{pr, u}}}{2}; \quad T_{m, \text{va}}^3 = \frac{T_{\text{pr, o}}^4 - T_{\text{pr, u}}^4}{4(T_{\text{pr, o}} - T_{\text{pr, u}})}. \quad (4.3)$$

Die für die Berechnung entscheidenden Größen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

**Tabelle 4.2:** Experimentelle Parameter zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit mit dem Einplatten-Messgerät

Dicke Probe $t_{\text{pr}}$	Dicke Referenzplatte $t_{\text{ref}}$	Wärmeleitfähigkeit Referenzplatte (Teflon)
12 mm	12 mm	$(0,248 + \frac{0,014}{260\text{K}} T) \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$

## 4.2 Experimentelle Bestimmung des Extinktionskoeffizienten

Wie in Kapitel 2.2.1.2 beschrieben, ist die Extinktion einer Schüttung ein Maß für die Abschwächung der Strahlung in einem Medium durch Streuung und Absorption. Niedrigere Extinktionskoeffizienten äußern sich somit durch einen stärkeren kubischen Anstieg der Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur im Vakuum. Dabei kann die effektive Wärmeleitfähigkeit eines Pulvers  $\lambda_{\text{eff}}$  im Vakuum durch die Addition der Festkörperkontaktleitung  $\lambda_{\text{FK}}$  und des Strahlungsterms  $\lambda_{\text{rad}}$  (ROSSELAND-Approximation) beschrieben werden mit

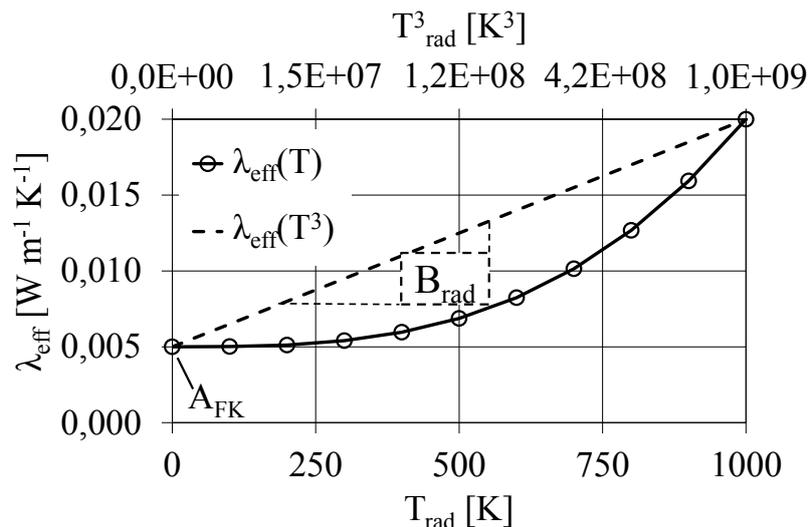
$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{FK}} + \lambda_{\text{rad}} = A_{\text{FK}} + B_{\text{rad}} T_{\text{rad}}^3. \quad (4.4)$$

Dabei bezeichnet  $A_{\text{FK}}$  die Konstante für die Festkörperkontaktleitung und die Konstante  $B_{\text{rad}}$  multipliziert mit der kubischen Übertragungstemperatur  $T_{\text{rad}}$  ( $= T_{\text{m,va}}$  aus Gleichung (4.3)) den Strahlungstransport.  $B_{\text{rad}}$  ist definiert als

$$B_{\text{rad}} = \frac{16 \sigma m'^2}{3 E}. \quad (4.5)$$

Abbildung 4.2 zeigt beispielhaft die effektive Wärmeleitfähigkeit eines Pulvers im Vakuum. Trägt man diese über die Temperatur auf (Primärachse der Abszisse) so ergibt sich kubischer Anstieg der effektiven Wärmeleitfähigkeit. Die Konstante  $A_{\text{FK}}$  ist durch den Schnittpunkt des Graphen mit der Ordinate bei 0 K definiert. Somit lässt sich an dieser Stelle die reine Festkörperkontaktleitung bestimmen. Wird die Wärmeleitfähigkeit über  $T_{\text{rad}}^3$  angetragen (Sekundärachse der Abszisse), so ergibt sich ein linearer Anstieg, wobei die Konstante  $B_{\text{rad}}$  aus Gleichung (4.5) die Steigung des Graphen angibt. Unter Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit kann somit der effektive Extinktionskoeffizient  $E^*$  [151] bestimmt werden mit

$$E^* = \frac{16 \sigma m'^2}{3 B_{\text{rad}}}. \quad (4.6)$$



**Abbildung 4.2:** Exemplarische Darstellung der Temperaturabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit eines Pulvers im Vakuum zur Bestimmung des Extinktionskoeffizienten

### 4.3 Aufbau der Versuchsanlage

Alle Versuche werden mit geringen anlagenbedingten Modifikationen nach DIN 52616 [93] (Deutsches Institut für Normung) durchgeführt. Diese Verfahren ist sowohl für homogene Stoffe als auch für geschichtete oder pulverförmige Probenaufbauten mit effektiven Wärmeleitfähigkeiten von kleiner  $2 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  geeignet. Im Folgenden sind die wichtigsten Eigenschaften und Maßnahmen für Messungen loser Stoffen aus DIN 52616 [93] gelistet:

- Die Dicke der Probe muss mindestens 5 mm betragen.
- Um eine homogene Temperaturverteilung der Probenoberfläche zu gewährleisten, soll für die Heizplatte ein Werkstoff mit großer Wärmeleitfähigkeit verwendet werden (z. B. Kupfer oder Aluminium).
- Zur Bestimmung der Temperaturdifferenzen eignen sich Thermoelemente und Widerstandsthermometer.
- Luftzwischenräume zwischen den Proben und den Heiz- und Kühlplatten müssen vermieden werden.
- Bei losen oder leicht zusammendrückbaren Stoffen wird der erforderliche Abstand zwischen Heizplatte und Kühlplatte mit Hilfe von Distanzstücken möglichst geringer Wärmeleitfähigkeit eingehalten. Lose Stoffe erhalten außerdem eine Randbegrenzung.
- Eine Störung der Temperaturverhältnisse durch Umgebungseinflüsse ist zu verhindern, z. B. mit Hilfe von Wärmedämmstoffen.

Die Einzelteile der in Abbildung 4.1 schematisch dargestellten Versuchsanlage wie Heizeinheit, Probenbehälter, Kühler (Wärmesenke) und Wärmestrom-Messplatte werden im Folgenden genauer beschrieben. Abbildung 4.3 (a) zeigt die geöffnete Vakuumkammer und den darin platzierten, von Isolationsmaterial umgebenen Versuchsaufbau. Des Weiteren sind am unteren Teil der Kammer die integrierten Anschlüsse für Vakuumpumpe, Elektroversorgung und Thermoelemente sichtbar.

Abbildung 4.3 (b) zeigt die gesamte Vakuumkammer aus einem anderen Blickwinkel. So sind im unteren Teil weitere Anschlüsse für das Kühlwasser und die

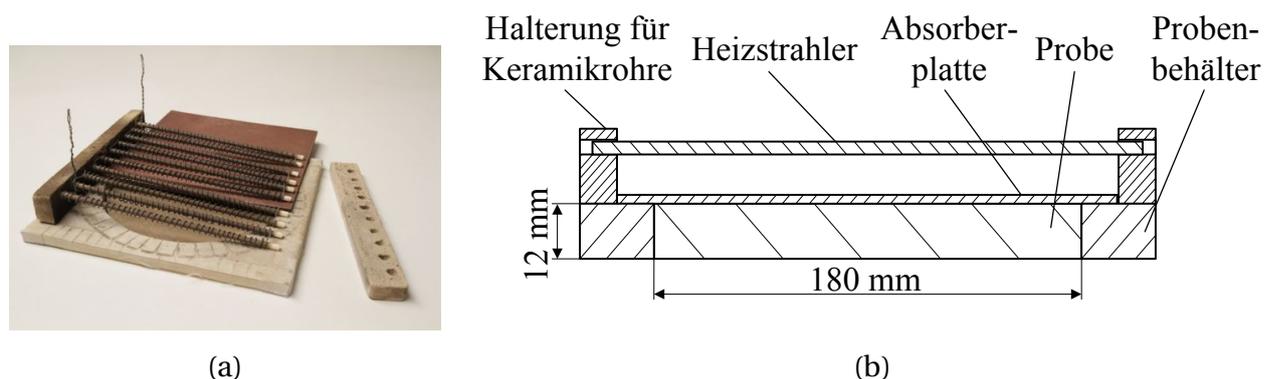


**Abbildung 4.3:** Versuchsstand zur Ermittlung der effektiven Wärmeleitfähigkeit geöffnet (a) und geschlossen (b)

zweite Vakuumpumpe mit vorgeschaltetem Filter erkennbar. In den oberen Teil des Deckels sind sowohl ein kapazitiver Drucksensor als auch ein Feinvakuumventil zur Druckregulierung integriert.

#### 4.3.1 Heizeinheit und Probenbehälter

Um den Wärmestrom durch den Versuchsaufbau zu erzwingen, befindet sich an der Oberseite der Probe eine Heizeinheit. Wie in Abbildung 4.4 dargestellt, besteht diese aus einem IR-Heizstrahler. Dieser ist realisiert durch einen Widerstandsdraht aus Kanthal, der auf zehn parallel angeordnete Keramikstäbe gewickelt ist. Durch einen definierten Leistungseintrag können so Temperaturen bis zu ca. 1500 K erzielt werden. Die Keramikstäbe sind durch eine aus Schamotte gegossene Halterung in einem Abstand von 3 cm zur Absorberplatte aus Kupfer positioniert. Durch die hohe Wärmeleitfähigkeit des Materials von ca.  $400 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  ist eine hohe Homogenität der Oberflächentemperatur der Probe gewährleistet. Die Temperatur der Oberfläche der Probe wird durch zwei mittig angeordnete Thermoelemente des Typs K bestimmt. Diese sind durch Bohrungen an der Absorberplatte geführt, so dass sie in direktem Kontakt mit der Oberseite der Proben stehen. Als Material für den Probenbehälter wird die mikroporöse Hochtemperaturwärmedämmung Super-G der Firma MICROTHERM verwendet. Die effektive Wärmeleitfähigkeit dieses Wärmedämmstoffes liegt unter atmosphärischen Bedingungen im Bereich von  $20 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  bis  $35 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  bei Temperaturen von 300 K bis 1100 K.

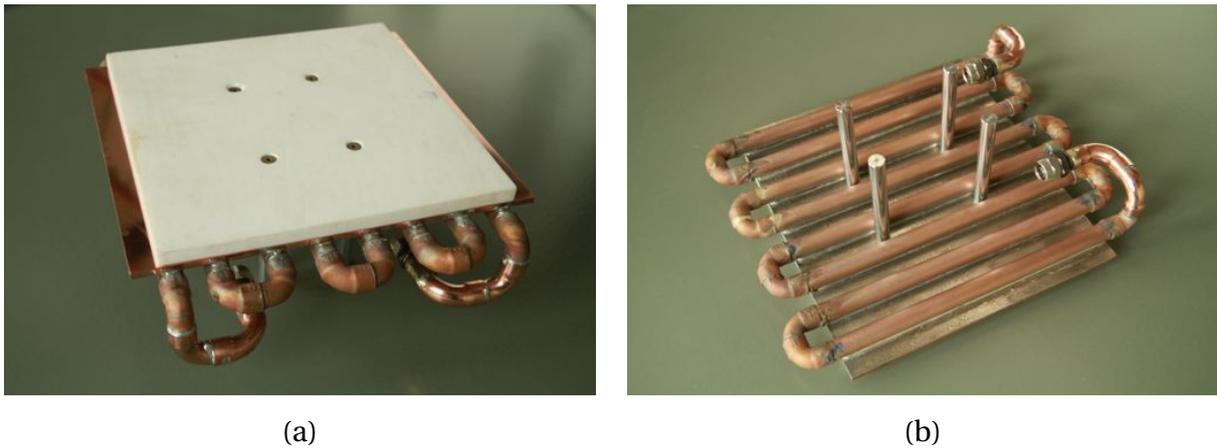


**Abbildung 4.4:** IR-Heizelement mit Absorberplatte und Probenbehälter; Photo Versuchsaufbau (a) und schematische Abbildung (b)

Zusätzlich ist der Versuchsaufbau mit einer weiteren Wärmedämmschicht umgeben (Abbildung 4.3 (a)), wodurch Fehlereinflüsse durch Wärmeverluste senkrecht zum Systemwärmestrom vernachlässigbar klein werden (siehe Abschnitt 4.6). Während sich bei Experimenten im Vakuum ein zusätzlicher Isolationseffekt durch den evakuierten Raum zwischen äußerer Isolierung und Vakuumkammer ergibt, entwickelt sich bei atmosphärischen Messungen eine natürliche Randbeheizung, da sich die Luft in der Kammer zusätzlich erwärmt.

#### 4.3.2 Wärmesenke und Wärmestrom-Messplatte

Zur Bestimmung des Wärmestroms durch das System wird eine 12 mm dicke Wärmestrom-Messplatte aus Teflon mit bekannter Wärmeleitfähigkeit verwendet. Diese wurde für zwei Temperaturen am Bayerischen Zentrum für Angewandte Energieforschung (ZAE Bayern) vermessen:  $0,248 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  bei 273 K und  $0,262 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  bei 423 K. Die dazwischen liegenden Werte werden durch lineare Interpolation bestimmt (siehe Tabelle 4.2). Zur Vermeidung jeglicher Beschädigungen der Referenzplatte wird die Temperatur an der Oberseite auf maximal 430 K beschränkt. Um bei atmosphärischen Messungen diese Temperatur nicht zu überschreiten, wird anders als bei Vakuum- und Druckbereichsmessungen zwischen Wärmestrommessplatte und Probe eine zusätzliche, 5 mm dicke Wärmedämmplatte positioniert (Super-G Microtherm).



**Abbildung 4.5:** Wärmestrom-Messplatte montiert auf Kühlsystem (a); Unteransicht des konstruierten Kühlers (b)

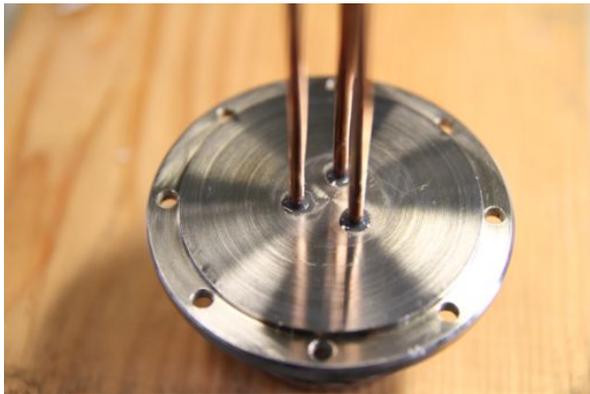
Zur Bestimmung der Temperatur an der Oberseite der Referenzplatte ist ein Thermoelement Typ K mit einem Durchmesser von 1,5 mm in eine ins Teflon gefräste Nut gelegt. Bei experimentellen Untersuchungen im Vakuum und mit variierendem Druck ohne Zwischenisolierung liegt das poröse Pulver direkt auf der Oberseite des Thermoelements auf. Somit ist für die Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit die Dicke der Teflonplatte von 12 mm zu verwenden. Durch die zusätzliche Isolierplatte bei atmosphärischen Messungen herrscht kein direkter Kontakt zwischen der Oberseite des Thermoelements und Probe. Die gemessene Temperatur entspricht der Unterseite des Elements mit Kontakt zur Wärmestrommessplatte. Somit ergibt sich für die Berechnung unter atmosphärischen Bedingungen eine Dicke der Teflonplatte von 10,5 mm. Die Wärmestrom-Messplatte ist durch vier Schrauben mit der eigens konstruierten Plattenkühlung verbunden. Abbildung 4.5 (b) zeigt eine Unteransicht des Kühlsystems. Um ein möglichst homogenes Temperaturprofil auf der Unterseite der Teflonplatte zu gewährleisten, ist auch das Kühlsystem aus Kupfer gefertigt. Ein serpentinenförmiges Rohr mit einem Innendurchmesser von 15 mm ist mit einer Kupferplatte (230 mm x 260 mm x 5 mm) durch Hartlot verbunden. Die Schlauchanschlüsse an den Enden ermöglichen die Anbindung an die Wandung der Vakuumkammer über einen Teflonschlauch. Ein Kühlaggregat HAAKE T2 (2 kW bei 273 K) regelt die Kühlwassertemperatur konstant auf 298 K.

### 4.3.3 Vakuumkammer und Peripherie

Als Vakuumkammer wird ein zylindrisches Druckgefäß aus rostfreiem Edelstahl verwendet. Mit einer Wandstärke von 2 mm und äußeren Abmessungen von 395 mm Durchmesser sowie 532 mm Höhe bietet die Kammer ein Volumen von 50 Litern. Für die Zugänglichkeit ist der Behälter horizontal mittig getrennt und durch an beiden Seiten angeschweißte Flansche verschraubbar. Um hohe Dichtigkeit gegenüber der Umgebung zu erreichen, wird eine Gummidichtung zwischen den Flanschen mit 30 M8 Schrauben verpresst.

Verunreinigungen durch Staubpartikel in den Vakuumpumpen müssen vermieden werden. Deshalb befinden sich an der Vakuumkammer zwei Anschlüsse mit je einer Vakuumpumpe. Ein Staubfilter an einem der Anschlüsse verhindert beim Vorpumpen die Verunreinigung der Vakuumpumpe TRIVAC D4B. Deren Saugleistung von  $4,0 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$  ist durch den Filter reduziert. Um den Abpumpprozess zu beschleunigen, wird beim Übergang von kontinuierlicher Strömung in die molekulare Strömung über den zweiten Anschluss bei ca. 100 Pa Innendruck eine weitere Pumpe TRIVAC D16A (Saugleistung  $16 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ ) ohne Filter zugeschaltet. Aufgrund der geringen Moleküldichte werden in diesem Gasfluss-Regime keinerlei Fremdkörper aufgewirbelt und in die Pumpen befördert. Neben einem Anschluss für den Vakuumsensor und einem Kühlwasserein- und -auslauf sind je ein gasdichter Elektroanschluss und zehn Thermoelementanschlüsse vorhanden (Abbildung 4.6 (c) und (d)). Sämtliche Anschlüsse sind durch Norm-Vakuumflansche realisiert, die mit der Vakuumkammer verschweißt sind. Die ebenfalls am Lehrstuhl konstruierte Durchführung der Thermoelemente besteht aus einer runden, mit Bohrungen für 10 Leitungspaare versehenen Plexiglasscheibe. Als Leitungen dienen standardisierte Thermoelementkabel vom Typ K. Somit entstehen keine weiteren Materialpaarungen an den Anschlüssen zur Vakuumkammer, um Messungenauigkeiten zu verringern. Die blanken Drähte der mittig abisolierten Leitungen sind mit Epoxidharz gasdicht in die Löcher der Plexiglasscheibe eingeklebt (Abbildung 4.6 (b)).

Als Anschluss für die Elektrozuführung ist ein aus der Musiktechnik stammendes Powercon-Stecksystem angebracht. Dadurch sind elektrische Ströme von bis zu 32 Ampere möglich. Der Stecker ist über Kupferleiter (Durchmesser je 2 mm) verbunden. Diese sind in eine Scheibe aus Edelstahl mit Epoxidharz geklebt (Abbildung 4.6 (a)), um sowohl Gasdichtigkeit als auch elektrische Iso-



(a)



(b)



(c)



(d)

**Abbildung 4.6:** Konstruierter Elektroanschluss (a)(c) und Thermoelementanschlüsse (b)(d)

lierung gegenüber der Vakuumkammer zu gewährleisten.

Mit dieser Konstellation sind Enddrücke unter 0,1 Pa für die Messung der effektiven Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Proben realisierbar. Wie in Kapitel 5 erläutert, ist dieser Gasdruck bei den gegebenen Partikeldurchmessern der untersuchten Proben ausreichend, um die Gasleitung und Kopplung zwischen Festkörper und Gas komplett zu unterdrücken.

## 4.4 Messtechnik

### 4.4.1 Sensorik für Druckmessungen

Für die Bestimmung des Drucks in der Vakuumkammer werden zwei unterschiedliche Sensortypen verwendet. Im Bereich von 0,1 Pa bis 10 Pa kommt ein Pirani-Vakuumsensor der Firma LEYBOLD zum Einsatz. Da in diesem Druckbereich bei den untersuchten Proben die Gasleitung keinerlei Einfluss auf die effektive Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Medien hat, ist die Messgenauigkeit eines Piranis von  $\pm 15\%$  ausreichend. Dieser ist in Abbildung 4.7 (a) zu sehen. In (c) ist das Messprinzip schematisch skizziert. Das Grundprinzip besteht darin, die Temperatur eines Drahtes (ca. 450 K) konstant zu halten. Diese ist stets größer als die Temperatur des umgebenden Restgases. Da dessen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{gas}}$  proportional zum Druck ist (siehe Abschnitt 2.2.3), sind auch die Wärmeverluste am Draht proportional zum Druck. Daher kann der Druck über die benötigte Heizleistung bestimmt werden.

Da im Druckbereich von 10 Pa bis  $10^5$  Pa die effektive Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Proben stark druckabhängig ist, wird in diesem Bereich ein kapazitiver Messsensor CERAVAC CTR 100 (1000 Torr) verwendet (Abbildung 4.7 (b)). Er weist eine Messgenauigkeit von  $\pm 0.2\%$  auf. Abbildung 4.7 (d) zeigt das Funktionsprinzip. Es beruht auf der elastischen Verformung einer Membran durch die Druckdifferenz von Umgebung ( $p_1$ ) zum Rezipienten ( $p_2$ ). Dabei wird die Durchbiegung  $\Delta s$ , die eine Funktion der Druckdifferenz ist, durch die Änderung der Kapazität eines im Vakuummeter integrierten Kondensators bestimmt.

### 4.4.2 Sensorik für Thermalmessungen

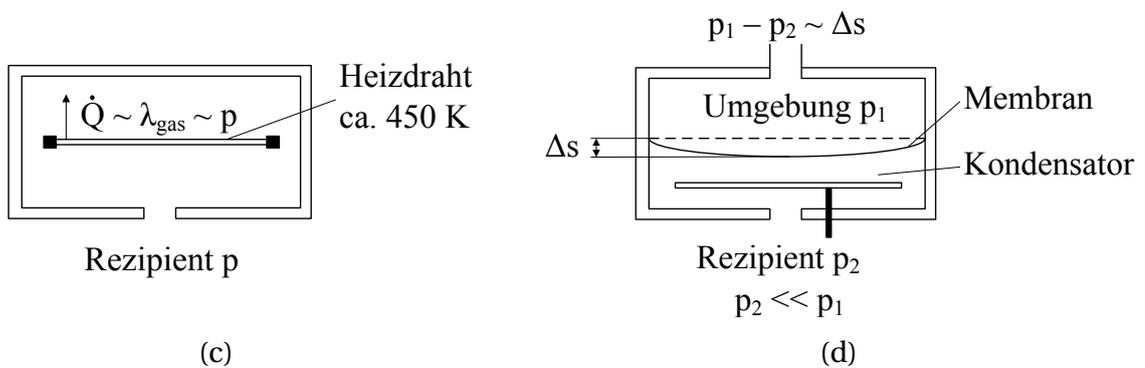
Sämtliche für das Experiment notwendigen Temperaturmessungen werden mit NiCr-Ni Mantelthermoelementen (Typ K) mit einem Durchmesser von 1,5 mm vorgenommen. Dieser Typ zeichnet sich durch hohe Temperaturbeständigkeit bis 1645 K und wegen des großen Durchmessers auch durch Langlebigkeit bei hohen Temperaturen aus. Beide Eigenschaften sind vor allem bei den langen Versuchsdauern bis zum Erreichen des thermischen Gleich-



(a)



(b)



**Abbildung 4.7:** Abbildung eines Pirani Drucksensors (a) mit schematischer Skizze des Messprinzips (c); Abbildung eines kapazitiven Drucksensors (b) mit schematischer Skizze des Messprinzips (d)

gewichts bei gleichzeitig hohen Temperaturen von bis zu 1100 K erforderlich. Die Kalibrierung der Temperatursensoren erfolgt in regelmäßigen Abständen in einem gesonderten Versuchsaufbau. Dazu werden alle Sensoren bei zwei definierten Temperaturzuständen verglichen und gegebenenfalls mithilfe der verwendeten Software LabVIEW kalibriert. Um einen Abgleich bei 273 K durchzuführen, wird Eiswasser verwendet. Nach der ersten Kalibrierung werden die Sensoren in kochendem Wasser mit 372 K geprüft. Bei allen Messreihen war keine zweite Kalibrierung erforderlich. Die Unterschiede der Messwerte redundant angebrachter Thermoelemente lagen stets unter 1 %.

## 4.5 Datenerfassung und -auswertung

Für die Messdatenerfassung und Steuerung der Leistungselektronik wird ein Datalogger AGILENT 34970A verwendet. Als Messkartenmodul für die Steuerung wird das Multifunktionsmodul HP 34907A eingesetzt. Dieses Modul ist in der Lage, zwei Steuerspannungen von bis zu  $U_{\max} = 12 \text{ V}$  bei einem maximalen Strom von  $I_{\max} = 10 \text{ mA}$  auszugeben. Über diese Parameter wird die Ansteuerung der Leistungselektronik realisiert, die die Stromversorgung für das Heizelement der Versuchsanlage zur Verfügung stellt. Ein auf dem Multifunktionsmodul integrierter Ereigniszähler wird für die Erfassung der Messimpulse eines im Kühlwasserstrom integrierten Durchflusssensors verwendet. Dieser stellt zusammen mit einer hardwareseitigen Sicherheitsüberwachung des Durchflusses sicher, dass bei einer Unterbrechung des Kühlwasserstroms die Heizleistung auf null reduziert wird.

Die Datenerfassung sämtlicher Thermoelemente wird mittels eines 20-Kanal Multiplexermoduls HP 34901A realisiert. Dieses Modul kann auf maximal 20 Kanälen Temperaturen, Spannungen und Widerstände messen. Für die hier benötigte Temperaturmessung ist ein isothermer Block integriert. Er sorgt für eine interne Referenztemperatur und minimiert Messfehler aufgrund von Temperaturschwankungen. Für die Umrechnung der gemessenen Thermospannungen in Temperaturen benötigt der Datalogger eine hinterlegte Spannungs-Temperatur-Kennlinie. Die verwendeten Konvertierungsroutinen sind mit den ITS-90 (International Temperature Scale of 1990) kompatibel und besitzen eine Genauigkeit der Umrechnung von 0,05 K für Thermoelemente. Während die Erfassung des Druckzustandes des Piranis auch über das Multiplexermodul erfolgt, werden die Signaldaten des kapazitiven Messensors über einen MVC-3A Controller erfasst. Sowohl der Controller als auch der Datalogger sind über eine RS232-Schnittstelle mit dem Messcomputer verbunden.

Temperatur und Druck werden durch ein eigens implementiertes LabVIEW Programm ausgelesen und dargestellt. Abbildung 4.8 zeigt exemplarisch die graphische Oberfläche des Programms. Mit diesem Programm werden zusätzlich die Ansteuerung und Regelung der Heizung vorgenommen sowie kritische Kühlwasserströme und Temperaturen überwacht. Es protokolliert zudem die erfassten Daten in 10 Sekunden-Schritten in einer Textdatei. Die ef-



**Abbildung 4.8:** Benutzeroberfläche der in LabVIEW implementierten Messdatenanalyse

fektive Wärmeleitfähigkeit der Probe wird anschließend über einen in MATLAB programmierten Code nach dem in Kapitel 4.1 beschriebenen Verfahren bestimmt.

## 4.6 Fehlerbetrachtung

Da jede Messung einer physikalischen Größe mit einem gewissen Fehler behaftet ist, wird dieser im Folgenden untersucht. Dabei ist zwischen zufälligen und systematischen Fehlern zu unterscheiden [67]. Ein zufälliger Fehler entsteht durch zufällige positive oder negative Abweichungen unterschiedlicher Messungen. Systematische Fehler haben ihre Ursache im Messsystem. So entstehen Messwerte, die grundsätzlich zu groß oder zu klein gegenüber den realen Werten sind. Meist ist die gesuchte Größe nicht direkt messbar, sondern eine Funktion anderer, messbarer Größen und wird aus diesen berechnet. Der aus den fehlerbehafteten Messgrößen errechnete Funktionswert ist ebenfalls fehlerbehaftet, die Fehler pflanzen sich fort. Da auch die Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit mit dem Einplatten-Messapparat über mehrere Messgrößen erfolgt (siehe Abschnitt 4.1), wird im Folgenden neben dem zufälligen Fehler die Fehlerfortpflanzung untersucht.

### 4.6.1 Zufälliger Fehler

Die Beschreibung des statistischen Fehlers erfolgt über die Standardabweichung  $s_x$ . Sie ist ein Maß für die Zuverlässigkeit der Messwerte innerhalb einer Messreihe. Die Standardabweichung definiert einen Bereich, in dem der wahre Wert mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit liegt. Die Standardabweichung des Mittelwerts  $s_{\bar{x}}$  ist nach KUHLING [67] definiert als

$$s_{\bar{x}} = \frac{t}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}. \quad (4.7)$$

Dabei ist  $n$  die Anzahl der Messungen,  $x_i$  der Messwert und  $t$  ein Faktor, der von der gewählten statistischen Sicherheit  $P$  und der Anzahl der Messungen abhängt [67]. Das arithmetische Mittel  $\bar{x}$  ist definiert als [67]

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n}. \quad (4.8)$$

Da pro Messpunkt aufgrund des stationären Messverfahrens mehrere Stunden benötigt werden, basiert die statistische Fehlerbetrachtung auf lediglich je 18 Messungen bei drei definierten Zuständen: Vakuum, 5000 Pa und Atmosphäre. Als Probe wird Quarzsand verwendet. Die Temperatur auf der Oberseite der Probe beträgt bei allen Versuchen 473 K. Daraus ergeben sich durch die unterschiedlichen effektiven Wärmeleitfähigkeiten bei den definierten Zuständen unterschiedliche mittlere Temperaturen: im Vakuum 390 K, bei 5000 Pa 408 K und unter atmosphärischen Bedingungen 420 K.

Tabelle 4.3 zeigt neben dem Faktor  $t$  und dem arithmetischen Mittel  $\bar{x}$  die experimentellen Standardabweichungen des Mittelwerts  $s_{\bar{x}}$  für die definierten Zustände der experimentell ermittelten effektiven Wärmeleitfähigkeit von Quarzsand. Die maximale Standardabweichung bei einer Sicherheit von  $P = 68,3 \%$  liegt bei  $\pm 1,87 \%$  unter Vakuumbedingungen. Bei einer Sicherheit von  $P = 95 \%$  liegt die maximale Standardabweichung bei  $\pm 3,70 \%$  und liefert somit ähnlich präzise Ergebnisse wie vergleichbare Versuchsaufbauten zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit [1] [55] [120], siehe Abschnitt 2.3.3.

**Tabelle 4.3:** Standardabweichung des Mittelwerts der experimentell ermittelten effektiven Wärmeleitfähigkeit von Quarzsand im Vakuum, bei 5000 Pa und unter atmosphärischen Bedingungen

	$P = 68,3 \%, n = 18$	$P = 95,0 \%, n = 18$	Zustand
$t$	1,06	2,1	
$\bar{x}$ [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]	0,0101	0,0101	Vakuum
$s_{\bar{x}}$ [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]	$\pm 1,9 \cdot 10^{-4}$	$\pm 3,7 \cdot 10^{-4}$	
$s_{\bar{x}}$ [%]	$\pm 1,87$	$\pm 3,70$	
$\bar{x}$ [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]	0,12	0,12	5000 Pa
$s_{\bar{x}}$ [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]	$\pm 1,1 \cdot 10^{-3}$	$\pm 2,1 \cdot 10^{-3}$	
$s_{\bar{x}}$ [%]	$\pm 0,89$	$\pm 1,77$	
$\bar{x}$ [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]	0,206	0,206	Atmosphäre
$s_{\bar{x}}$ [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]	$\pm 3,1 \cdot 10^{-3}$	$\pm 6,2 \cdot 10^{-3}$	
$s_{\bar{x}}$ [%]	$\pm 1,54$	$\pm 3,05$	

#### 4.6.2 Fehlerfortpflanzung

Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, ist die effektive Wärmeleitfähigkeit beim Einplatten-Messverfahren keine direkt messbare Größe, sondern eine Funktion anderer, messbarer Größen (siehe Gleichung (4.2)). Alle Messgrößen sind mit einem bestimmten Fehler behaftet, der sich nach dem quadratischen Fehlerfortpflanzungsgesetz von GAUSS entwickelt. Dieses ist definiert als [67]

$$\Delta \bar{F}_{\text{err}} = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x} \Delta \bar{x}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y} \Delta \bar{y}\right)^2 + \dots} \quad (4.9)$$

Hierbei ist  $\Delta \bar{F}_{\text{err}}$  der mittlere Fehler des Funktionswertes,  $\Delta \bar{x}$  und  $\Delta \bar{y}$  die Fehler der einzelnen Messgrößen und  $\partial F / \partial x$  bzw.  $\partial F / \partial y$  die partiellen Ableitungen der Funktion  $F$ . Diese ist in Kapitel 4.1 durch die Gleichung (4.2) gegeben. Für den mittleren Fehler des Funktionswertes der effektiven Wärmeleitfähigkeit ergibt sich somit

$$\Delta \bar{\lambda}_{\text{pr, eff}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial \lambda_{\text{ref}}} \Delta \bar{\lambda}_{\text{ref}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial t_{\text{ref}}} \Delta \bar{t}_{\text{ref}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial t_{\text{pr, eff}}} \Delta \bar{t}_{\text{pr, eff}}\right)^2 + \dots} \quad (4.10)$$

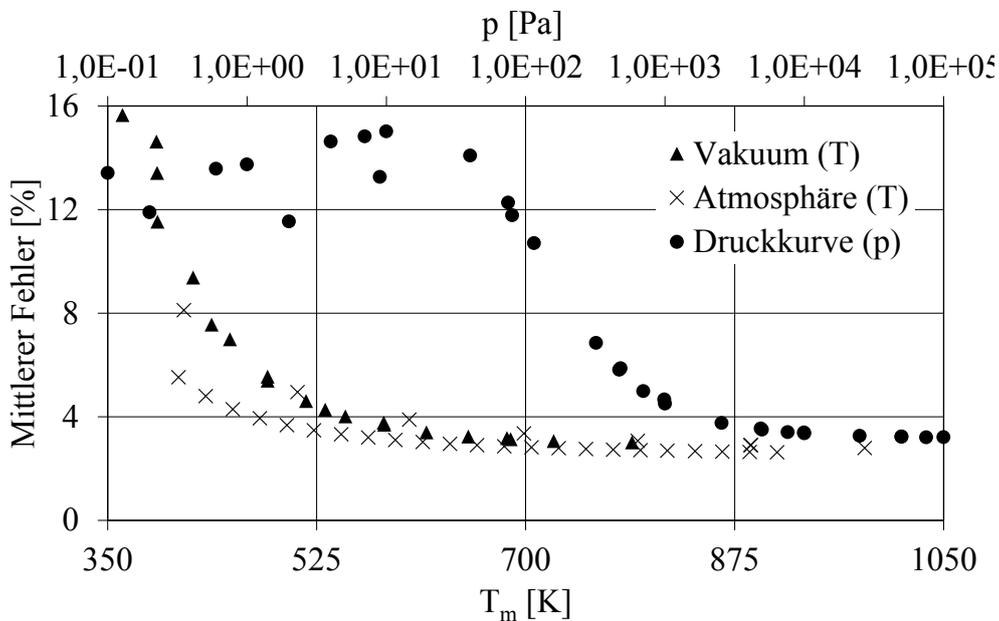
$$\dots + \left(\frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial \Delta T_{\text{ref}}} \Delta(\Delta \bar{T}_{\text{ref}})\right)^2 + \left(\frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial \Delta T_{\text{pr}}} \Delta(\Delta \bar{T}_{\text{pr}})\right)^2$$

mit den partiellen Ableitungen der Funktion  $\lambda_{\text{eff}}$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial \lambda_{\text{ref}}} &= \frac{t_{\text{pr}} \Delta T_{\text{ref}}}{t_{\text{ref}} \Delta T_{\text{pr}}}; & \frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial t_{\text{ref}}} &= -\lambda_{\text{ref}} \frac{t_{\text{pr}} \Delta T_{\text{ref}}}{t_{\text{ref}}^2 \Delta T_{\text{pr}}}; \\ \frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial t_{\text{pr, eff}}} &= \lambda_{\text{ref}} \frac{1}{t_{\text{ref}}} \frac{\Delta T_{\text{ref}}}{\Delta T_{\text{pr}}}; & \frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial (\Delta T_{\text{ref}})} &= \lambda_{\text{ref}} \frac{t_{\text{pr}}}{t_{\text{ref}}} \frac{1}{\Delta T_{\text{pr}}}; \\ \frac{\partial \lambda_{\text{pr, eff}}}{\partial (\Delta T_{\text{pr}})} &= -\lambda_{\text{ref}} \frac{t_{\text{pr}} \Delta T_{\text{ref}}}{t_{\text{ref}} \Delta T_{\text{pr}}^2}.\end{aligned}$$

Die Messungsgenauigkeit der verwendeten Thermoelemente und somit aller Temperaturen beträgt  $\pm 1,5 \text{ K}$  [147]. Die Wärmeleitfähigkeit der Teflonplatte  $\lambda_{\text{ref}}$  wurde am ZAE Bayern mit einer Messgenauigkeit von 5 % ermittelt. Sowohl die Dicke der Referenzplatte  $t_{\text{ref}}$  als auch die Probendicke  $t_{\text{pr}}$  können mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Dabei wird eine Ungenauigkeit von 5 % angenommen.

Abbildung 4.9 zeigt die berechneten mittleren Fehler des Funktionswertes der Messpunkte einer Quarzsand-Probe bei variabler Temperatur im Vaku-



**Abbildung 4.9:** Mittlere Fehler des Funktionswertes der experimentellen Ergebnisse der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Quarzsand unter Atmosphäre, über Gasdruck und im Vakuum

um und unter Atmosphäre sowie bei variablem Druck. Sowohl mit zunehmendem Druck als auch mit zunehmender Temperatur nimmt der Fehler ab. Oberhalb von 500 K und 1000 Pa liegt der mittlere Fehler des Funktionswertes unter 5 %. Bei gleichzeitig niedrigen Drücken ( $< 100$  Pa) und unterhalb 400 K wird ein maximaler Fehler von 15 % erreicht. Dieses Verhalten liegt in der temperatur- und druckabhängigen effektiven Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien begründet. Da bei niedrigen Gasdrücken und Temperaturen auch die Wärmeleitfähigkeit gering ist (ca.  $10 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ), ist auch die Temperatur an der Unterseite der Probe minimal. Diese ist gleich der Oberseitentemperatur der Wärmestrom-Messplatte, wodurch sich Temperaturdifferenzen an der Platte von weniger als 5 K ergeben. Dies führt durch die Ungenauigkeit der Thermoelemente zu höheren mittleren Fehler des Funktionswertes. Des Weiteren ist das auch die Ursache für die Unstetigkeit der Druckkurve in Abbildung 4.9 unterhalb von 10 Pa. Theoretisch müssten diese Werte identisch sein. Durch die geringe Temperaturdifferenz an der Wärmestrom-Messplatte haben Messungenauigkeiten der Temperaturen höheren Einfluss auf den mittleren Fehler. Unterhalb von 10 Pa treten Abweichungen von der mittleren gemessenen Temperaturdifferenz an der Wärmestrom-Messplatte von bis zu 20 % auf. Diese Abweichungen spiegeln sich in den mit Gleichung (4.10) berechneten mittleren Fehlern wider, da die gemessene Temperaturdifferenz  $\Delta T_{\text{ref}}$  direkt einfließt.

Dagegen führen höhere Temperaturen generell zu höheren Temperaturdifferenzen und in Kombination mit dem ansteigenden Druck zu größeren effektiven Wärmeleitfähigkeiten des Mediums. Daraus ergeben sich in diesem Regime Temperaturdifferenzen von bis zu 130 K, wodurch der mittlere Fehler minimiert wird.

Eine weitere Größe, die sich auf die Messgenauigkeit auswirkt, sind Wärmeverluste am Rand der Probe. Diese werden zum einen durch die dünne Probenschicht von 12 mm und zum anderen durch eine 10 cm dicke Randisolierung ( $\lambda = 25 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  unter Atmosphäre) minimiert. Diese Randverluste wurden unter der vereinfachenden Worst Case Annahme von Raumtemperatur auf der Isolationsaußenseite analysiert. Die sich bei den Versuchen einstellenden Verluste stellen einen Anteil von kleiner 1,4 % am gesamten Systemwärmestrom dar und sind somit vernachlässigbar.



## 5 Experimentelle Untersuchungen

Im folgenden Kapitel wird experimentell der Einfluss aller diskutierten Wärmeleitmechanismen (Strahlung, Festkörperkontaktleitung, Gasleitung und Festkörper-Gas-Kopplung) auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von Pulver- und Kugelschüttungen dargestellt. Dazu werden im Folgenden die Ergebnisse der effektiven Wärmeleitfähigkeit von drei unterschiedlichen Pulver-Proben (JSC-1A,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und  $\text{SiO}_2$ ) und von sechs monodispersen Kugelschüttungen (SAZ<sup>1</sup>) mit unterschiedlichen Korngrößen diskutiert. Diese Proben wurden aufgrund der chemischen und mechanischen Stabilität bei höheren Temperaturen und der Kenntnis der physikalischen Stoffwerte verwendet. Zusätzlich wird das Mondstaubsimulat JSC-1A für eine theoretische Abschätzung der realen effektiven Wärmeleitfähigkeit von lunarem Regolith verwendet. Die Experimente beinhalten die in Kapitel 4 Tabelle 4.1 gegebenen Randbedingungen bezüglich Gasdruck und Temperatur.

Dieses stationäre Einplatten-Messverfahren wird aufgrund der Partikeldurchmesser der untersuchten Pulver (75  $\mu\text{m}$  bis 100  $\mu\text{m}$ ) und Kugelschüttungen (150  $\mu\text{m}$  bis 1100  $\mu\text{m}$ ) verwendet, da es in diesem Bereich zu erhöhter Vorwärtsstreuung der Strahlung kommen kann, wie in Abschnitt 2.2.1.2 beschrieben. In diesem Fall sind gemäß REISS [114] stationäre Messmethoden den instationären vorzuziehen, um die Genauigkeit der Ergebnisse zu erhöhen.

---

<sup>1</sup> SAZ: Produktname für Zirkonmischoxid-Kugeln der Firma Mühlmeier GmbH

## 5.1 Charakterisierung der experimentell untersuchten Pulver- und Kugelschüttungen

### 5.1.1 Chemische Zusammensetzung

Tabelle 5.1 zeigt die Anteile der in den Proben vorhandenen Oxide. Sowohl das Aluminiumoxid-Pulver als auch der untersuchte Quarzsand ( $\text{SiO}_2$ ) liegen bis auf wenige Spurenelemente als Reinstoffe vor. Die SAZ-Mahlperlen bestehen zu 68 % aus  $\text{ZrO}_2$  und zu 31 % aus  $\text{SiO}_2$ . Mahlperlen finden ihren Einsatz meist in Rührwerksmühlen, in welchen sie der Dispergierung und Feinstzerkleinerung von Feststoffen dienen. Aufgrund der definierten, runden Form der Partikel, der Monodispersität und der hohen Temperaturbeständigkeit bis zu 2000 K wird anhand verschiedener Korngrößen von SAZ-Perlen der radiative Wärmetransport und der Einfluss von Gas systematisch untersucht.

**Tabelle 5.1:** Chemische Zusammensetzung der experimentell untersuchten Pulver

Oxid	JSC-1A [Gew.- %]	SAZ [Gew.- %]	$\text{Al}_2\text{O}_3$ [Gew.- %]	$\text{SiO}_2$ [Gew.- %]
$\text{ZrO}_2$	-	68	-	-
$\text{SiO}_2$	46,67	31	-	99
$\text{Al}_2\text{O}_3$	15,79	-	99,5	-
$\text{Fe}_2\text{O}_3$	12,5	-	-	-
CaO	9,90	-	-	-
MgO	9,39	-	-	-
FeO	8,17	-	-	-
$\text{Na}_2\text{O}$	2,83	-	-	-
$\text{TiO}_2$	1,71	-	-	-

Ein wichtiger Bestandteil der Untersuchungen umfasst die thermische Charakterisierung des Mondstaubsimulats JSC-1A. Dieses von der NASA in Zusammenarbeit mit der Firma ORBITEC entwickelte Simulat ist in seiner chemischen Zusammensetzung dem basaltischen Regolith aus den Maria Regionen des Mondes mit niedrigem Ti-Gehalt nachempfunden. Wie Tabelle 5.1 zeigt, ist  $\text{SiO}_2$  mit etwa 50 % der Hauptbestandteil. Weitere Bestandteile anteilmäßig absteigend sind  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , CaO, MgO und FeO sowie Spuren von  $\text{Na}_2\text{O}$  und  $\text{TiO}_2$ .

### 5.1.2 Physikalische Eigenschaften

Zur Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit der experimentell untersuchten Proben ist nach den in Kapitel 3 erläuterten Modellen die Kenntnis unterschiedlicher physikalischer Eigenschaften erforderlich. Tabelle 5.2 listet alle benötigten physikalischen Daten der vier verwendeten Proben auf. Der E-Modul  $Y$ , die Querkontraktionszahl  $\gamma$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{FS}}$  des Reinstoffes bestimmen hauptsächlich den Wärmetransport über die Kontaktstellen der Partikel.  $\lambda_{\text{FS}}$  ist zusätzlich ein wichtiger Bestandteil der Festkörper-Gas-Kopplung. Die optischen Eigenschaften wie die Emissivität  $\epsilon$  und der komplexe Brechungsindex  $m$  beeinflussen maßgeblich den radiativen Wärmetransport.

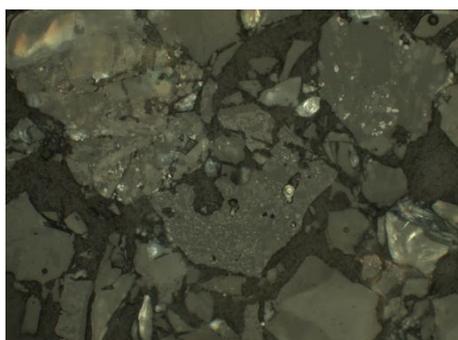
**Tabelle 5.2:** Physikalische Daten der experimentell untersuchten Proben: Partikeldurchmesser  $d$ , Porosität  $\Psi$ , Festkörperwärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{FS}}$ , E-Modul  $Y$  [95], Querkontraktionszahl  $\gamma$  [95], Emissivität  $\epsilon$  [102] und komplexer Brechungsindex  $m$

Probe	$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Psi$ [-]	$\lambda_{\text{FS}}$ [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ]	$Y$ [GPa]	$\gamma$ [-]	$\epsilon$ [-]	$m = m' + m''i$ [-]
JSC-1A	50	0,65	$\frac{474}{76,85T[\text{K}]} + 1,18$	100	0,22	0,72	$1,28 + 0,078i$ [108]
	75	0,58	[155]				
	105	0,59					
$\text{Al}_2\text{O}_3$	75	0,7	$2406,2 \cdot T[\text{K}]^{-0,85}$ [109]	358	0,23	0,90	$1,56 + 0,007i$ [162]
$\text{SiO}_2$	100	0,51	$4,77 \cdot 10^{-9}T^3 -$ $-7,32 \cdot 10^{-6}T^2 +$ $+4,95 \cdot 10^{-3}T +$ $+0,41[\text{K}]$ [142]	71	0,18	0,80	$1,31 + 0,024i$ [64]
SAZ	150	0,44	$1,2945 +$ $+0,0005 \cdot T[\text{K}]$ [142]	95	0,21	0,62	$1,96 + 0,002i$ [118] [162]
	250	0,43					
	500	0,44					
	700	0,42					
	900	0,43					
	1100	0,42					

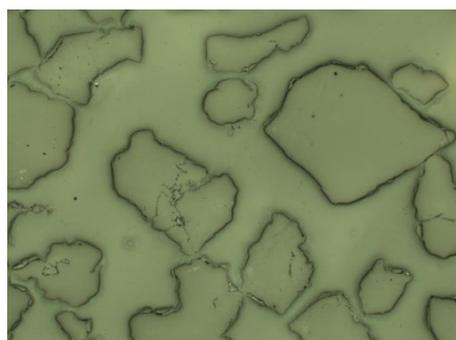
Die für die effektive Wärmeleitfähigkeit poröser Medien entscheidenden Parameter sind die Korngröße  $d$  und die Porosität  $\Psi$ . Sie wirken sich sowohl auf die Festkörperkontakt- und Strahlungsleitung aus als auch auf die Gasleitung

und deren Kopplung mit dem Festkörper.  $d$  und  $\Psi$  beschreiben die Porengröße, die einen entscheidenden Einfluss auf die Wärmeleitfähigkeit des in den Poren befindlichen Gases hat. Die Porosität wird durch den Anteil von Festkörper und Gas bestimmt und gewichtet somit auch die Interaktion dieser Phasen miteinander.

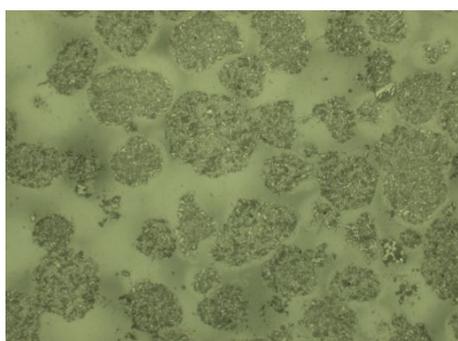
Neben der Porengröße beeinflusst auch die Form der Partikel die effektive Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen [9] [29] [42] [47]. Durch unregelmäßige, kantige Formen können sich um die Berührungspunkte der einzelnen Partikel Bereiche ergeben, in denen der Spaltabstand über längere Strecken sehr klein und somit im Bereich der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle liegt. In diesen Bereichen kann so eine erhöhte Kopplung des Festkörpers mit dem Gas auftreten. Die bereits maximal ausgebildete Wärmeleitfähigkeit des Gases in Kombination mit der über weite Strecken geringen Spaltweite kann zu erhöhtem Wärmetransport führen.



(a)



(b)



(c)



(d)

**Abbildung 5.1:** Mikroskopaufnahmen präparierter Schliffproben von JSC-1A (a), Quarzsand (b), Aluminiumoxid-Pulver (c) und SAZ-Perlen (d)

Um qualitativ die Umriss zur späteren Bewertung der Partikelform zu zeigen, sind in Abbildung 5.1 Mikroskopaufnahmen präparierter Schliﬀproben aller untersuchten Proben zu sehen. Durch das mahlende Herstellungsverfahren von JSC-1A (a) weist diese Probe eine sehr kantige und gebrochene Struktur auf. Auch der untersuchte Quarzsand (b) hat eine ähnliche Struktur, jedoch mit sehr weichen, abgerundeten Kanten. Das  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Pulver (c) ist durch eine insgesamt rundlichere Partikelform gekennzeichnet, zeigt aber eine erhöhte Oberflächenrauigkeit der einzelnen Partikel. Auf Abbildung (d) sind die runden SAZ-Perlen dargestellt. Dabei ist der hellgraue Bereich der Schliﬀ und der dunkelgraue der ungeschliffene Teil der Probe im Hintergrund. Es ist zu sehen, dass die SAZ-Perlen teilweise von einer perfekten Kugelform abweichen, wodurch sich eine leicht verringerte Sphärizität ergibt.

## 5.2 Vorversuche

### 5.2.1 Bestimmung der Leckrate der Vakuumkammer

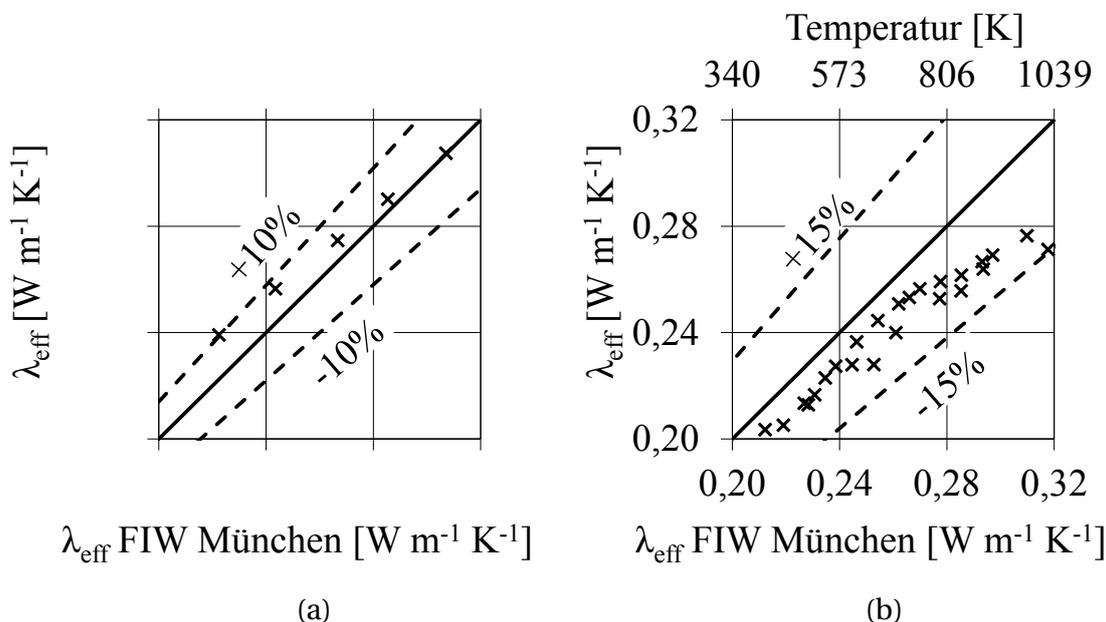
Um den geforderten Druck von 0,1 Pa in der Vakuumkammer zu erreichen, ist neben der Pumpleistung der Drehschieberpumpen die Leckrate der Kammer entscheidend. Sie wird durch eine integrale Dichtheitsprüfung nach WUTZ [167] bestimmt. Dazu wird jeweils das zu vermessende System wie im Betriebszustand aufgebaut und evakuiert. Um möglichst unverfälschte Ergebnisse durch Desorption von Gasen bzw. Wasser an den Wänden und an der Vakuumkammer integrierten Teilen zu erhalten, wird vor der eigentlichen Messung die Kammer für 24 Stunden evakuiert. So ist sichergestellt, dass der gemessene Druckanstieg hauptsächlich durch reale Leckströme verursacht wird. Die Leckrate berechnet sich nach WUTZ [167] zu

$$q_{pV,L}(t) = V_{\text{sys}} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta t}. \quad (5.1)$$

Einflussgrößen sind demnach das Systemvolumen  $V_{\text{sys}}$  als Proportionalitätskonstante und die zeitliche Änderung des Kammerdrucks  $p$ . Aus mehreren Messungen wird so eine Leckrate von  $q_{pV,L} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ mbar l s}^{-1}$  bestimmt. Für Hochvakuumanwendungen ( $10^{-5} \text{ Pa}$  bis  $0,1 \text{ Pa}$ ) sind maximale Leckraten in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-5} \text{ mbar l s}^{-1}$  akzeptabel [167]. Der gemessene Wert von  $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ mbar l s}^{-1}$  ist somit für die geforderten Fein- und Grobvakuumbedingungen ( $0,1 \text{ Pa}$  bis  $3 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ ) ausreichend.

### 5.2.2 Atmosphärische Validierung des Versuchsstandes

Zur Validierung der erzielten experimentellen Ergebnisse wird in Zusammenarbeit mit dem Forschungsinstitut für Wärmeschutz in München (FIW München) in der Versuchsanlage ein Referenzmaterial vermessen. Diese sogenannten Blähglasschüttungen wurden vom FIW München entwickelt, um die Genauigkeit neuer Messsysteme zu bestimmen. Zusätzlich wird eine Probe des Mondstaubsimulats JSC-1A am FIW München vermessen und mit den Ergebnissen des Einplatten-Messgeräts verglichen. Beide Messreihen sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Die effektive Wärmeleitfähigkeit des Blähglases kann aus Geheimhaltungsgründen nicht dargestellt werden.



**Abbildung 5.2:** Experimentelle Validierung der Einplatten-Messanlage (x) mit Daten des Forschungsinstituts für Wärmeschutz in München (durchgezogene Linie) unter atmosphärischen Bedingungen; (a) Referenzmaterial Blähglas, (b) JSC-1A (75  $\mu\text{m}$ )

Abbildung 5.2 (a) zeigt die Abweichungen der experimentellen Ergebnisse gegenüber den Daten des Validierungsmaterials des FIW Münchens unter atmosphärischen Drücken. Diese sind in sehr guter Übereinstimmung. Die Abweichungen betragen maximal 10 % bei niedrigen Temperaturen. Wie in Kapitel 4.6 beschrieben, ist dies der Bereich mit dem höchsten systematischen Fehler. Aus den niedrigen Temperaturen ergeben sich niedrige Temperaturdifferenzen an der Probe sowie der Referenzplatte, wodurch die Ungenauigkeit

der Thermolemente einen großen Einfluss auf die Messgenauigkeit nimmt. Des Weiteren zeigen auch die Messergebnisse von JSC-1A in Abbildung 5.2 (b) gute Übereinstimmung mit den Daten des FIW Münchens unter atmosphärischen Bedingungen. Die maximale Abweichung beträgt sowohl für niedrige als auch für höhere Temperaturen etwa 15 %.

### 5.2.3 Zwischenfazit

Wie bereits in Abschnitt 2.3.3 beschrieben wurde, vergleichen ALBERS [1], HUST und SMITH [55] und SALMON und TYE [120] Messergebnisse der effektiven Wärmeleitfähigkeit identischer Proben von bis zu 60 unterschiedlichen Instituten. Dabei beobachten sie eine Standardabweichung von bis zu  $\pm 20$  %. Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, dass die Messungen des verwendeten Einplatten-Messapparates Abweichungen gegenüber den Ergebnissen des Zweiplatten-Messgerätes des FIW-München von maximal 10 % bis 15 % haben. Unter Berücksichtigung aller Messfehler ist somit eine überdurchschnittlich hohe Übereinstimmung gegeben. Somit wird die in Kapitel 4 beschriebene Versuchsanlage auch für weitere Untersuchungen verwendet, um zum einen den Einfluss des Gasdrucks auf die effektive Wärmeleitfähigkeit von Pulvern zu untersuchen und zum anderen den radiativen Wärmetransport im Vakuum zu vermessen.

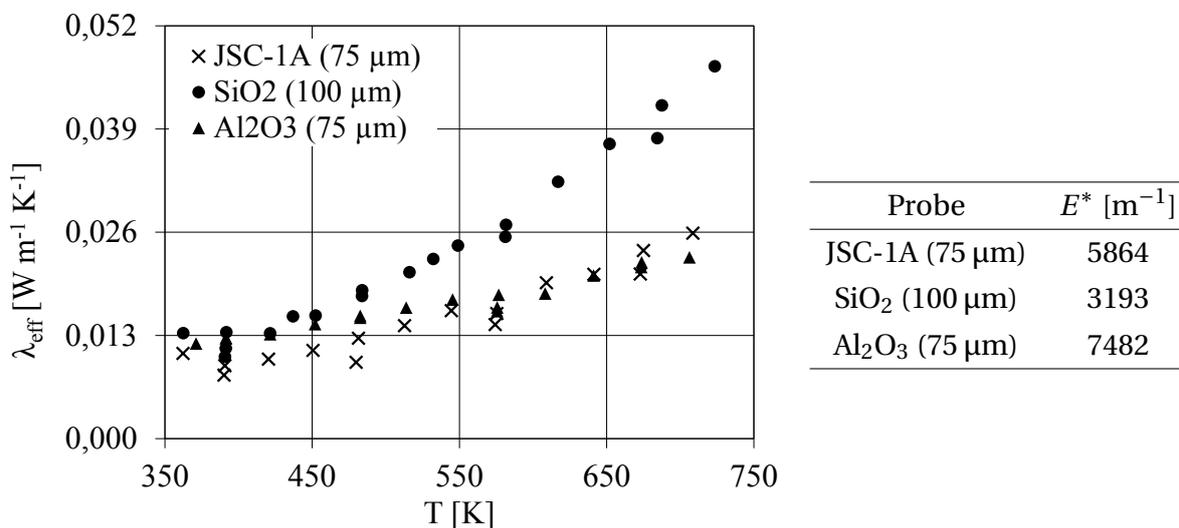
## 5.3 Experimentelle Ergebnisse der untersuchten Pulver- und Kugelschüttungen

Die folgenden Versuchsergebnisse zeigen die effektive Wärmeleitfähigkeit der unterschiedlichen Proben im Vakuum, bei variierendem Gasdruck und unter atmosphärischen Bedingungen. Dabei werden drei unterschiedliche Proben untersucht: JSC-1A,  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Ein weiterer Aspekt ist der Einfluss der Partikelgröße auf die effektive Wärmeleitfähigkeit sowohl im Vakuum als auch bei variierendem Gasdruck. Dazu werden wiederum unterschiedliche Körnungen des gemahlenden, polydispersen JSC-1A-Mondstaubsimulats sowie nahezu monodisperse Schüttungen von SAZ-Kugeln untersucht.

### 5.3.1 Vakuumbedingungen

Die experimentellen Ergebnisse der effektiven Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Pulver (JSC-1A,  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Wie die Ergebnisse zeigen, können Pulver im Vakuum in den Bereich von Superisolationen eingeordnet werden. Bei einer mittleren Temperatur der Probe von 400 K ergeben sich Werte von ca.  $10 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Charakteristisch ist der leicht kubische Anstieg der Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur. Dieser wird durch die Dominanz des radiativen Wärmetransports im Vakuum verursacht, da die radiative Wärmeleitfähigkeit eine kubische Funktion der Temperatur darstellt (siehe Abschnitt 2.2.1.1, Gleichung (2.5)).

Auffällig ist der vergleichsweise hohe Anstieg der effektiven Wärmeleitfähigkeit des  $\text{SiO}_2$ -Pulvers in Abhängigkeit von der Temperatur im Vergleich zu  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und JSC-1A. Im Gegensatz zu diesen Stoffen steigt die Wärmeleitfähigkeit des Reinstoffes  $\text{SiO}_2$  mit der Temperatur, siehe Tabelle 5.2. Da die Festkörperkontaktleitung nur bei niedrigen Temperaturen dominiert, deutet der höhere Anstieg hauptsächlich auf eine niedrigere effektive Extinktion hin ( $E^* = 3193$ ). Dies ist zum einen auf niedrigere Streuung durch den höheren Partikeldurchmesser ( $d = 100 \mu\text{m}$ ) und zum anderen auf niedrigere Absorption des glasartigen  $\text{SiO}_2$  zurückzuführen (siehe Abbildung 8.5).



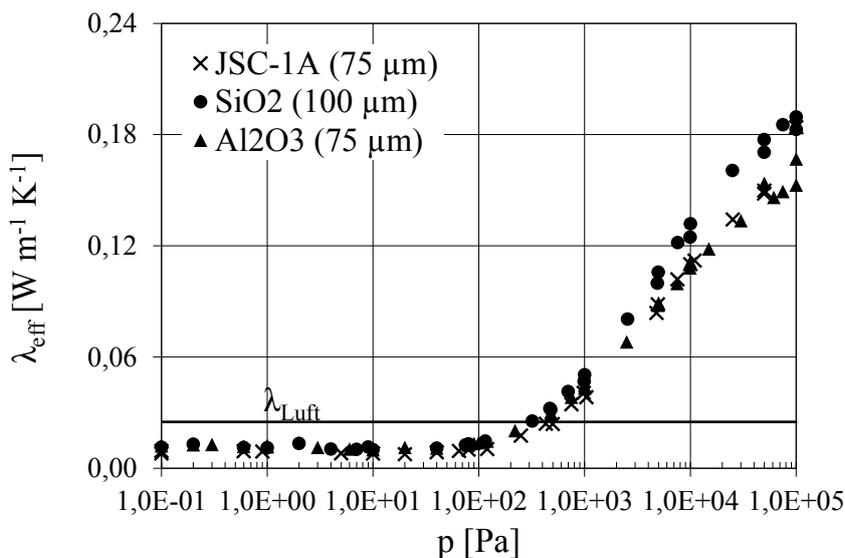
**Abbildung 5.3:** Effektive Wärmeleitfähigkeit verschiedener Pulver im Vakuum (0,1 Pa) mit experimentell bestimmten effektiven Extinktionskoeffizienten  $E^*$

Wie beschrieben, zeigt sich bei niedrigen Temperaturen unter Berücksichtigung der Messfehler von bis zu 15 % eine ähnliche Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Proben. Es ist jedoch ein Trend zu erkennen, dass die experimentellen Ergebnisse bei  $\text{Al}_2\text{O}_3$  bei niedrigeren Temperaturen eine höhere Wärmeleitfähigkeit als bei JSC-1A aufweisen. Wie in Kapitel 5.1.2 beschrieben, nimmt die Wärmeleitfähigkeit des Reinstoffes sowohl bei  $\text{Al}_2\text{O}_3$  als auch bei JSC-1A mit steigender Temperatur ab. Dabei ist die Wärmeleitfähigkeit des Grundstoffes von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  stets um einen Faktor von ca. 20 größer als von JSC-1A. Im Bereich bis 500 K wirkt sich dies aufgrund des noch vorhandenen geringen Anteils der Festkörperkontaktleitung an der gesamten effektiven Wärmeleitfähigkeit geringfügig aus. Oberhalb 500 K dominiert hauptsächlich der Wärmetransport durch Strahlung. Somit weist JSC-1A einen erhöhten radiativen Wärmetransport gegenüber  $\text{Al}_2\text{O}_3$  auf. Dies zeigen auch die aus den Experimenten bestimmten effektiven Extinktionskoeffizienten, die für JSC-1A bei  $5864 \text{ m}^{-1}$  und für  $\text{Al}_2\text{O}_3$  bei  $7482 \text{ m}^{-1}$  liegen. Da die Partikeldurchmesser der beiden Proben identisch sind und somit die Streuung nahezu gleich ist, deutet dies unter Berücksichtigung der Messgenauigkeit auf eine geringfügig höhere Absorption von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  hin.

#### 5.3.2 Druckabhängigkeit

Abbildung 5.4 zeigt die effektive Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Proben logarithmisch über dem Gasdruck aufgetragen. Sie bestätigt die im vorherigen Abschnitt getroffene Annahme, dass bei einem Gasdruck von 0,1 Pa die Gasleitung sowie die Kopplung mit dem Festkörper vollständig unterdrückt wird. Die effektive Wärmeleitfähigkeit bleibt bei allen untersuchten Proben bis ca. 100 Pa konstant. Ab diesem Druck haben die Kurven die für die Wärmeleitfähigkeit von Gasen typische S-Form, die, wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben, durch den sogenannten SMOLUCHOWSKI-Effekt verursacht wird.

Alle Proben zeigen einen überproportionalen Anstieg der Wärmeleitfähigkeit verglichen mit der Wärmeleitfähigkeit des Fluids, in diesem Fall der von Luft. Allein die Gasleitung könnte maximal einen Anstieg entsprechend der Wärmeleitfähigkeit von Luft (ca.  $25 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) bei den gegebenen Temperaturen von 400 K verursachen. Die Zunahme (von  $10 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  auf ca.  $200 \text{ mW m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) entspricht jedoch dem 7-fachen der Wärmeleitfähigkeit ruhender Luft. Der hier zu beobachtende Effekt eines starken Anstiegs von



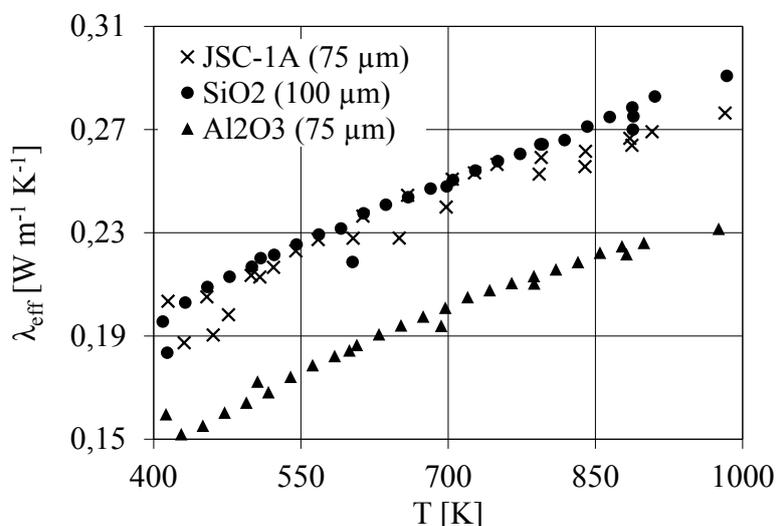
**Abbildung 5.4:** Effektive Wärmeleitfähigkeit verschiedener Pulver von Vakuum bis zu atmosphärischen Bedingungen bei einer mittleren Temperatur der Probe von 400 K

$\lambda_{\text{eff}}$  ist in der Kopplung von Festkörper- und Gasleitung begründet (Kapitel 2.2.4). Durch die Überbrückung des Wärmeflusses nahe den Berührungspunkten der Partikel über das Gas kommt es zu einer verstärkten Abhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit vom Gasdruck. Steigt dieser, so wird die Festkörper-Gas-Kopplung, wie in Abbildung 2.12 gezeigt, der dominierende Wärmetransportmechanismus.

Abbildung 5.4 zeigt, dass die Kopplung des Festkörpers und des Gases bei den untersuchten Pulvern bei atmosphärischen Bedingungen noch nicht komplett ausgebildet ist. Obwohl die Steigung der Wärmeleitfähigkeitskurve ab  $10^4$  Pa abnimmt, ist diese bei  $10^5$  Pa noch nicht konstant. Es ist anzunehmen, dass eine Sättigung der Kurven bei den gegebenen geringen Porendurchmessern erst bei höheren Drücken eintritt. Dieser Effekt wird in Abschnitt 5.4.2 detailliert diskutiert.

Theoretisch könnte eine Sättigung der Wärmeleitfähigkeit bei gleichen Druckverhältnissen auch durch Verringerung der Übertragungstemperatur der Probe  $T$  erreicht werden. Da die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle  $l_m$  proportional zu  $\sqrt{T}$  ist, werden bei gleicher Porenweite höhere KNUDSEN-Zahlen erreicht. Jedoch führen niedrigeren Temperaturen zu höheren Messungenauigkeiten, weshalb eine Übertragungstemperatur der Probe von 400 K festgelegt wurde.

### 5.3.3 Atmosphärische Bedingungen



**Abbildung 5.5:** Effektive Wärmeleitfähigkeit verschiedener Pulver unter atmosphärischen Bedingungen mit steigender Temperatur

Die effektive Wärmeleitfähigkeit von Pulvern unter atmosphärischen Bedingungen stellt theoretisch eine lineare Funktion der Temperatur dar (Abbildung 5.5) [10] [151]. Wie bereits im vorherigen Abschnitt erläutert, findet der dominierende Wärmetransportprozess über das Gas nahe den Berührungspunkten der Partikel statt. Die lineare Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Luft mit steigender Temperatur überträgt sich so überproportional auf die effektive Wärmeleitfähigkeit der gesamten Probe. Während die Steigung aller Proben nahezu gleich ist, sind deutliche Unterschiede in den Absolutwerten erkennbar. Bei nahezu gleichen mittleren Korngrößen liegt die effektive Wärmeleitfähigkeit der  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Probe um ca. 25 % niedriger als die von JSC-1A und  $\text{SiO}_2$ . Wie in Abschnitt 2.2.5 beschrieben, stellt die Kopplung der Festkörper- und der Gasleitung den dominierenden Wärmetransportmechanismus in diesem Temperatur- und Druckregime dar. Bei nahezu gleichen Wärmeleitfähigkeiten des Festkörpers sowie nahezu gleichen Partikeldurchmessern, sind die entscheidenden unterschiedlichen Parameter die Porosität und die Partikelform. Die höhere Porosität von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $\Psi = 0,7$ ) führt durch den niedrigeren Feststoffanteil zu einer geringeren Kopplung. Zusätzlich wird diese bei JSC-1A und  $\text{SiO}_2$  durch die gebrochene kantige Partikelform erhöht, wie in Abschnitt 8.4 diskutiert.

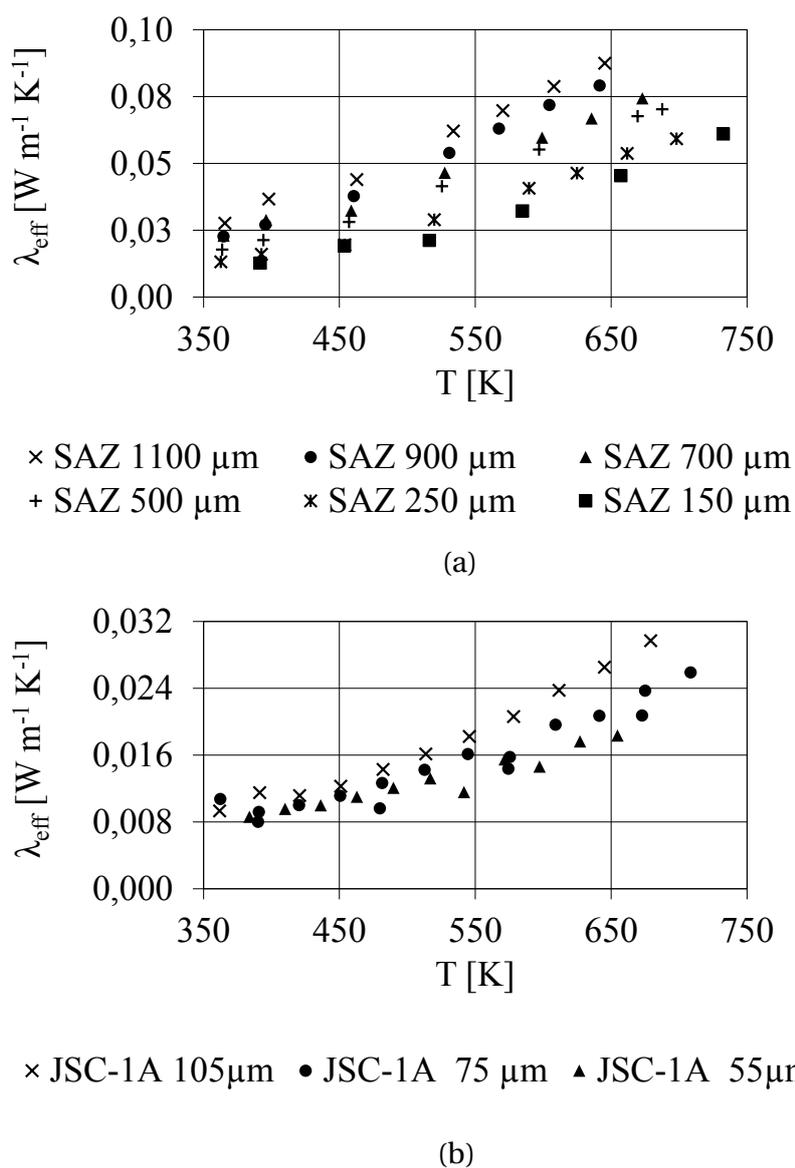
## **5.4 Einfluss der Partikelgröße auf die effektive Wärmeleitfähigkeit poröser Medien**

Wie im vorherigen Abschnitt angedeutet, scheint die Korngröße der Partikel einen Einfluss auf die Wärmetransportmechanismen wie Strahlung, Gasleitung und Kopplung des Festkörpers und des Gases zu haben. Um eine Überlagerung der Effekte des Korngrößeneinflusses und unterschiedlicher Materialparameter zu unterscheiden, werden im Folgenden experimentelle Ergebnisse gleichartiger Proben unterschiedlicher Partikeldurchmesser diskutiert. Dazu werden verschiedene Siebungen des gemahlenden, polydispersen Mondstaubsimulats JSC-1A sowie unterschiedliche Korngrößen von monodispersen SAZ-Kugelschüttungen im Vakuum und mit ansteigendem Gasdruck untersucht.

### **5.4.1 Vakuumbedingungen**

Im Grundlagenteil in Abschnitt 2.2.1 wurden bereits die unterschiedlichen Modelle zur Bestimmung des radiativen Wärmetransports in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers dargestellt. Diese gliedern sich in Absorptions-Streuungs-Modelle für kleinere Durchmesser und reine Absorptionsmodelle bei größeren Korngrößen. Beide Modellarten beschreiben einen höheren Strahlungstransport bei höheren Partikeldurchmessern. Dieser Trend ist auch in den experimentellen Ergebnissen der SAZ-Kugeln in Abbildung 5.6 (a) und für JSC-1A in 5.6 (b) zu erkennen.

Für Durchmesser kleiner als die Wellenlänge der Strahlung wird der radiative Wärmetransport dominiert von isotroper Streuung (RAYLEIGH-Regime). Dieser Bereich zeichnet sich durch hohe Extinktion, also einen hohen Auslöschungsgrad der Strahlung, und folglich durch niedrige Wärmeleitfähigkeiten im Vakuum aus. Mit steigendem Partikeldurchmesser nimmt die Streuung generell ab, während gleichzeitig bei einem höheren Verhältnis des Durchmessers zur Wellenlänge der Strahlung der Anteil der MIE-Streuung zunimmt. Beide Effekte führen zu niedrigeren Extinktionskoeffizienten, also höherer Strahlungsleitung. Bei Partikeldurchmessern, die viel größer als die Strahlungswellenlänge sind, dominieren absorptive und emissive Vorgänge. In dem herrschenden Regime wird der radiative Wärmefluss zusätzlich durch größere



**Abbildung 5.6:** Experimentelle Ergebnisse im Vakuum; Abhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Temperatur und Korngröße für SAZ-Perlen (a) und JSC-1A (b)

Lücken zwischen den Partikeln erhöht. Letzterer Effekt wird durch die makroskopischen Modelle von VORTMEYER, KASPAREK und BÖRNER abgebildet [61] [62] [153] [154].

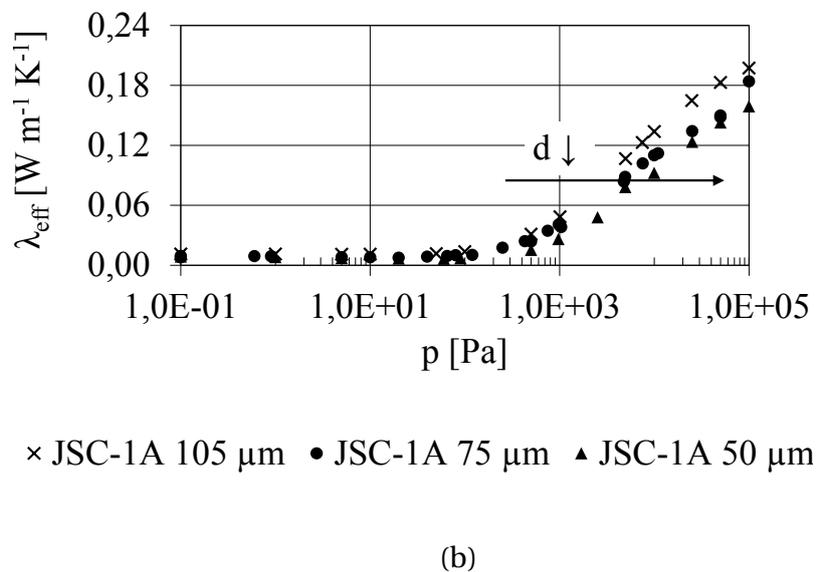
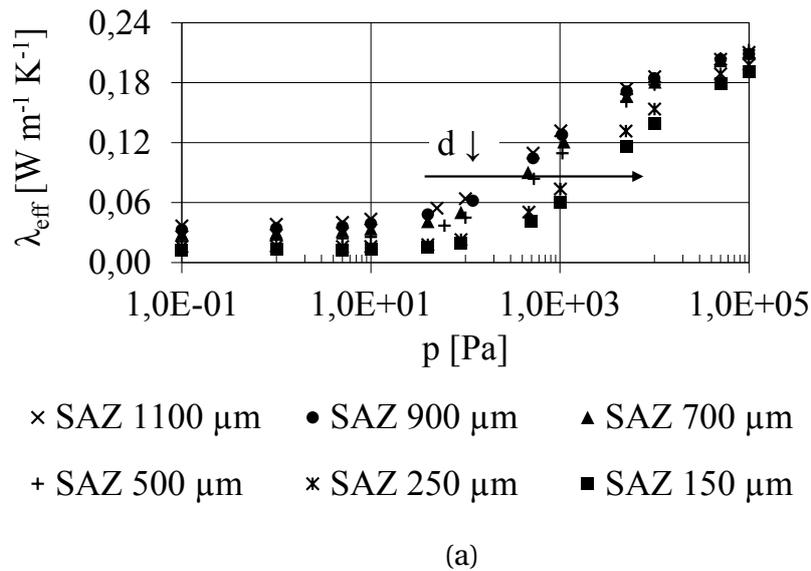
Ebenfalls ist der steigende Unterschied der effektiven Wärmeleitfähigkeiten der unterschiedlichen Korngrößen bei höheren Temperaturen auch auf die unterschiedlichen Extinktionskoeffizienten zurückzuführen, da diese den kubischen Anstieg der Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur bestimmen. Bei

niedrigen Temperaturen von 350 K nähern sich die Kurven deutlich an. Aufgrund der Unabhängigkeit der Festkörperkontaktleitung vom Partikeldurchmesser wären die Kurven aller Proben bei einer Temperatur von 0 K und gleicher Porosität theoretisch identisch [59] [151].

### 5.4.2 Druckabhängigkeit

Wie im Vakuum führen größere Durchmesser der Partikel generell auch bei höheren Drücken zu einer höheren effektiven Wärmeleitfähigkeit von porösen Medien. Abbildung 5.7 (a) zeigt die Druckabhängigkeit der untersuchten SAZ und (b) die Druckabhängigkeit der JSC-1A Proben. Der Partikeldurchmesser beeinflusst sowohl den Druck  $p_{\min}$ , ab dem die Wärmeleitfähigkeit den ersten Anstieg verzeichnet, als auch  $p_{\max}$ . Dieser Druck beschreibt das Maximum, an dem die effektive Wärmeleitfähigkeit stagniert. Niedrigere Korngrößen führen zu höheren  $p_{\min}$  und  $p_{\max}$ . In Abbildung 5.7 äußert sich dies in einer Verschiebung der Kurven hin zu höheren Drücken.

Diese Verschiebung von  $p_{\min}$  und  $p_{\max}$  wird durch die Porenweite zwischen den Partikeln beeinflusst. Für größere Poren (größerer Partikeldurchmesser) ist die Knudsenzahl bei gleichem Druck stets kleiner als bei kleineren Poren (kleinere Partikeldurchmesser). Wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben, wird daher bei größeren Korngrößen der Übergangsbereich sowie der Kontinuumsbereich des Gaszustandes früher erreicht. Dadurch entsteht für den Übergangsbereich eine Spreizung der Kurven unterschiedlicher Korngrößen. Bei höheren Drücken und somit im Kontinuumsbereich nähern sich diese dann wieder an, bis die Wärmeleitfähigkeit des Fluids völlig ausgebildet ist.



**Abbildung 5.7:** Experimentelle Ergebnisse der Druckabhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit verschiedener Korngrößen für SAZ-Perlen (a) und JSC-1A (b)

## 5.5 Zwischenfazit

Die in Kapitel 5 erläuterten experimentellen Ergebnisse zeigen auf, dass die effektive Wärmeleitfähigkeit poröser Medien für die verschiedenen, untersuchten Randbedingungen von unterschiedlichen Wärmetransportmechanismen dominiert wird. Eine Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit erfordert im Vakuum detaillierte Kenntnis über den Kontakt der Partikel und über radiative

Wärmetransportprozesse. Bei höheren Drücken ist sowohl die reine Gasleitung als auch die Kopplung des Feststoffs mit dem Gas dominierend. Dabei sind Porosität und Partikeldurchmesser des Mediums entscheidende Parameter, die sich zum einen auf den Strahlungstransport und zum anderen auf die Festkörper-Gas-Kopplung auswirken.

Wie bereits angemerkt, waren bisher nur wenige experimentelle Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Pulvern im Vakuum in der Literatur verfügbar. Bisher veröffentlichte Daten [38] [43] [148] decken lediglich einen Temperaturbereich bis 400 K ab. Um jedoch den radiativen Wärmetransport detailliert untersuchen zu können, sind höhere Temperaturen essentiell. Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit im Vakuum bis 750 K von JSC-1A,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$  und SAZ für einen Korngrößenbereich von 50  $\mu\text{m}$  bis 1100  $\mu\text{m}$  liefern einen Beitrag für weitere Untersuchungen des Strahlungstransports in Pulvern. Auch hinsichtlich der Auswirkung des Partikeldurchmessers und der -form auf die Festkörper-Gas-Kopplung sind die vorliegenden experimentellen Daten substanziell. Sowohl der Aspekt der Strahlung als auch der Festkörper-Gas-Kopplung wird in den folgenden Kapiteln genauer erörtert.

## 6 Validierung der Standardmodelle

In Kapitel 3 wurde ein umfassender Überblick der aus der Literatur bekannten Modelle zur Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Medien gegeben. Um diese in weiten Bereichen bzgl. Gasdruck und Temperatur detailliert beschreiben zu können, ist die Berücksichtigung der Strahlung, Gasdruckabhängigkeit und Kontaktleitung erforderlich. Der Einfluss der einzelnen Mechanismen ist stark von zwei Größen abhängig, dem Partikeldurchmesser  $d$  und der Porosität  $\Psi$ . Tabelle 6.1 fasst die Modelle unterschiedlicher Autoren zusammen und gibt auch den Bereich der untersuchten Partikeldurchmesser und Porositäten an. Diese sind in den Arbeiten nicht als Gültigkeitsbereich angegeben. Die Modelle wurden lediglich je nach Autor für verschiedene Anwendungen entwickelt.

**Tabelle 6.1:** Untersuchte poröse Proben unterschiedlicher Autoren nach Partikelgrößen aufsteigend sortiert

Autor	Partikeldurchmesser [mm]	Porosität [-]
LITOVSKY ET AL. [75]	0,001 - 0,015	0,30 - 0,95
KAGANER [59]	0,002 - 2,2	0,90 - 0,95
LUIKOV ET AL. [77]	0,05 - 3,18	0,30 - 0,98
ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER [10] [170] [171]	0,05 - 9,97	0,18 - 0,59
OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99]	1,0 - 1,125	0,26 - 0,476
SLAVIN ET AL. [128–130]	1,0 - 4,0	0,42 - 0,486
VAN ANTWERPEN ET AL. [3]	30 - 60	0,26 - 0,476

Sowohl LITOVSKY ET AL. als auch KAGANER untersuchen in ihren Arbeiten hauptsächlich Wärmedämmstoffe mit sehr kleinen Partikeldurchmessern und meist hoher Porosität. Die Modelle von LUIKOV ET AL., ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER, OGNIEWICZ und YOVANOVICH und SLAVIN ET AL. bilden typische Schüttungen mittlerer Durchmesser und Porositäten ab. VAN ANTWERPEN ET AL. entwickeln ein Modell für die Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Kugelschüttungen in Reaktorbehältern. Diese stellen

den Maximalbereich der Partikeldurchmesser von bis zu 60  $\mu\text{m}$  dar. Die Porosität liegt dabei im typischen Bereich für Kugelanordnungen von 0,26 - 0,476. Im Folgenden werden die berechneten Ergebnisse der präsentierten Modelle mit den experimentellen Daten verglichen und in Hinblick auf die Beschreibungsgenauigkeit der einzelnen Wärmetransportmechanismen diskutiert. Dabei wird im Detail der Einfluss des Partikeldurchmessers und der Porosität erörtert.

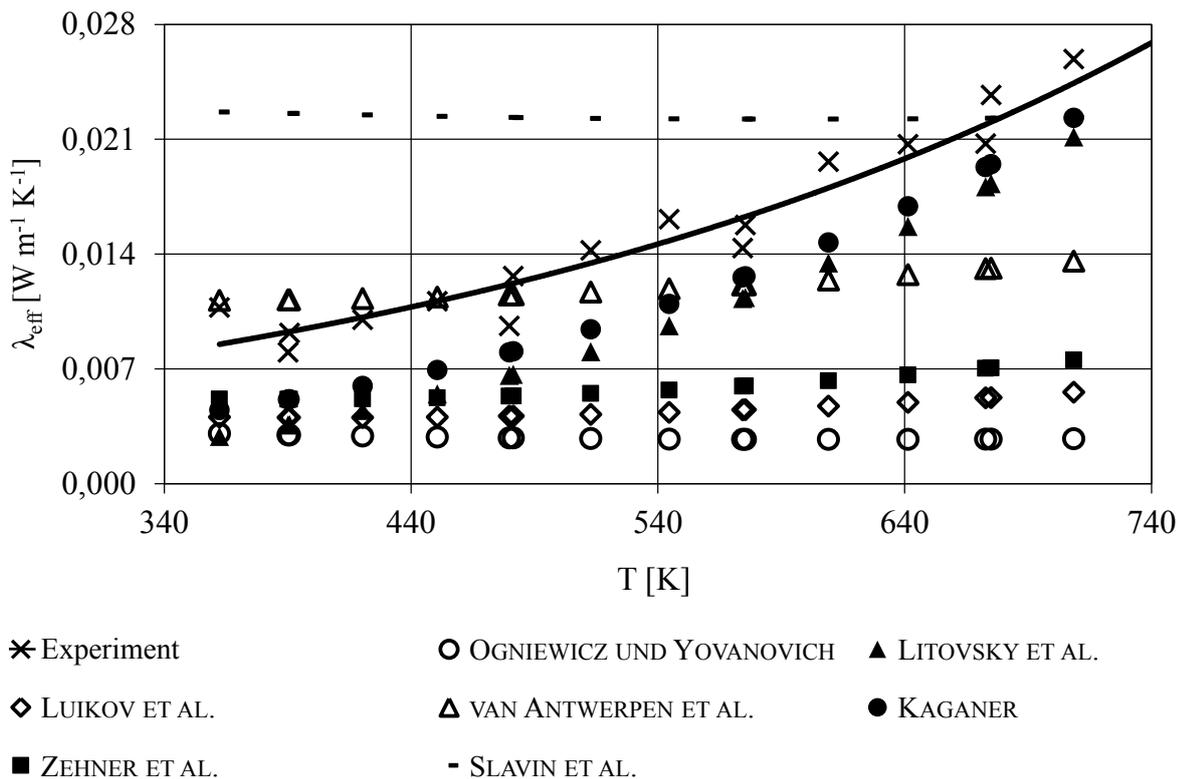
## 6.1 Vakuumbedingungen

Abbildung 6.1 zeigt die experimentellen Ergebnisse der effektiven Wärmeleitfähigkeit von JSC-1A im Vakuum und die berechneten Werte verschiedener Modelle. Da der Temperaturbereich der experimentellen Ergebnisse zwischen 350 K und 750 K liegt, gibt es neben der Festkörperkontaktleitung stets einen radiativen Wärmetransport. Somit ist eine direkte Validierung der Kontaktleitung nicht möglich. Generell zeigen jedoch alle Modelle bis auf das Modell von SLAVIN ET AL. unter Berücksichtigung der Messungenauigkeit bei niedrigen Temperaturen im Vakuum (Kapitel 4.6) gute Übereinstimmung in diesem Bereich. Tabelle 6.2 zeigt die resultieren-

**Tabelle 6.2:** Aus den theoretischen Ergebnissen der Modelle unterschiedlicher Autoren bestimmte Extinktionskoeffizienten  $E$  von JSC-1A (75  $\mu\text{m}$ )

Autor	$E$ [ $\text{m}^{-1}$ ]
KAGANER	5864
LITOVSKY ET AL.	5864
LUIKOV ET AL.	54879
OGNIEWICZ und YOVANOVICH	<0
SLAVIN ET AL.	<0
VAN ANTWERPEN ET AL.	36896
ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER	35771

den Extinktionskoeffizienten der unterschiedlichen Modelle. Diese wurden gemäß Abschnitt 4.2 aus den berechneten Werten ermittelt. Zusammen mit Abbildung 6.1 zeigt sich ein Trend, der die Modelle in zwei Gruppen gliedert. Die Modelle von KAGANER und LITOVSKY ET AL. zeigen gute Über-



**Abbildung 6.1:** Abweichungen der effektiven Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Modelle von den experimentellen Ergebnissen von JSC-1A (75  $\mu\text{m}$ ) im Vakuum; durchgezogene Linie stellt Trend der experimentellen Daten dar

einstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Sie bilden vor allem den Anstieg der effektiven Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur gut ab. Die restlichen Modelle unterschätzen diesen Anstieg. Dies resultiert in sehr hohen Extinktionskoeffizienten, siehe Tabelle 6.2. Im Folgenden werden die sich abzeichnenden Gruppen getrennt voneinander diskutiert.

#### **KAGANER und LITOVSKY ET AL.**

KAGANER und LITOVSKY ET AL. berücksichtigen bei der Bestimmung der Strahlungsleitung die Extinktion, also Absorptions- und Streueffekte. Dieser Koeffizient ist für die Kurven in Abbildung 6.1 gemäß Abschnitt 4.2 aus den experimentellen Daten bestimmt. Anders als das Modell von LITOVSKY ET AL. ist das von KAGANER unter Vakuumbedingungen anhand experimenteller Daten von Wärmedämmstoffen validiert. Wie in Tabelle 6.3 zu sehen ist, werden von KAGANER Daten von Proben mit hoher Porosität (0,86 - 0,96) bei gleichzeitig niedrigem Partikeldurchmesser (0,0015 mm - 0,075 mm) verwendet und wei-

**Tabelle 6.3:** Partikeldurchmesser  $d$  und Porosität  $\Psi$  der Proben zur Validierung der Modelle unterschiedlicher Autoren im Vakuum bei höheren Temperaturen

Autor	Probe	$d$ [mm]	$\Psi$ [-]
KAGANER [59]	Steinwolle	0,01	0,96
	SiO <sub>2</sub> Aerogel	0,05	0,96
	SiO <sub>2</sub> Partikel	0,0015 - 0,0117	0,86 - 0,94
	Perlit Partikel	0,086 - 0,73	0,95 - 0,97
	Bronze Partikel	0,01 - 0,015	-
	Aluminium Partikel	< 0,075	-
LITOVSKY ET AL. [75]	-	-	-
LUIKOV ET AL. [77]	-	-	-
OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99]	-	-	-
SLAVIN ET AL. [128–130]	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> Kugeln	1,0 - 3,0	0,42 - 0,486
	Li <sub>2</sub> ZrO <sub>3</sub> Kugeln	1,2	0,35
VAN ANTWERPEN ET AL. [3]	Graphit Kugeln	40	0,26 - 0,476
ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER [10] [170] [171]	-	-	-

sen in diesem Bereich gute Übereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen seines Modells auf. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Pulver liegen bezüglich des Partikeldurchmessers ebenfalls in diesem Bereich.

#### **LUIKOV ET AL., OGNIEWICZ und YOVANOVICH, SLAVIN ET AL., VAN ANTWERPEN ET AL. und ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER**

Wie in Abbildung 6.1 zu sehen ist, zeigen die Modelle dieser Autoren hohe Abweichungen der effektiven Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu den experimentellen Daten von JSC-1A (75  $\mu\text{m}$ ). Die in Tabelle 6.2 aufgelisteten Extinktionskoeffizienten zeigen Werte dieser Autoren von ca. 35000 bis 55000 und übersteigen die experimentell ermittelten Daten (siehe Abbildung 5.3) somit um einen Faktor von bis zu 10. Sowohl das Modell von OGNIEWICZ und YOVANOVICH als auch von SLAVIN ET AL. unterbestimmen den radiativen Wärmetransport soweit, dass die Festkörperkontaktleitung auch bei höheren Temperaturen dominiert. Somit ergibt sich, durch die Wärmeleitfähigkeit des Reinstoffes von JSC-1A bedingt, ein Abfall der Kurven und somit negative Extinktionskoeffizienten. Diese sind in Tabelle 6.2 mit (<0) gekennzeichnet.

Die Strahlungsmodelle dieser Autoren basieren auf reinen Absorptions- und

Emissionsvorgängen. Wie in Tabelle 6.3 aufgeführt, validieren lediglich SLAVIN ET AL. und VAN ANTWERPEN ET AL. ihre Modelle anhand experimenteller Daten im Vakuum. Dabei liegt die Porosität der untersuchten Schüttungen im Bereich von 0,26 bis 0,42 und die Partikeldurchmesser im Bereich von 1 mm bis 40 mm. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Pulver liegen bezüglich des Partikeldurchmessers mit  $d < 0,075$  mm weitaus niedriger.

Die gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit mit den Modellen von KAGANER und LITOVSKY ET AL. deuten darauf hin, dass bei den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Pulvern mit Partikeldurchmessern von 50  $\mu\text{m}$  bis 75  $\mu\text{m}$  Streuprozesse der Strahlung nicht vernachlässigt werden können. Die Strahlungsmodelle der anderen Autoren eignen sich nur für Schüttungen mit größeren Partikeldurchmessern. Auch in der Arbeit von SLAVIN ET AL. lassen sich teilweise unterschätzte effektive Wärmeleitfähigkeiten im Vakuum bei höheren Temperaturen für Korngrößen von 1 mm erkennen. Des Weiteren bemerken auch ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER eine Unterbestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit, jedoch unter atmosphärischen Bedingungen bei Durchmessern kleiner 0,18 mm und höheren Temperaturen. Diese führen sie jedoch auf Verfälschungen der Experimente durch Randeffekte und Messungenauigkeiten zurück. Wie in Abschnitt 2.2.1.1 beschrieben, können Streuprozesse bei großen Partikeln vernachlässigt werden, wodurch eine Modellierung der Strahlung unter Kenntnis des Emissionsgrades und des Partikeldurchmessers grundsätzlich möglich ist.

## 6.2 Druckabhängigkeit

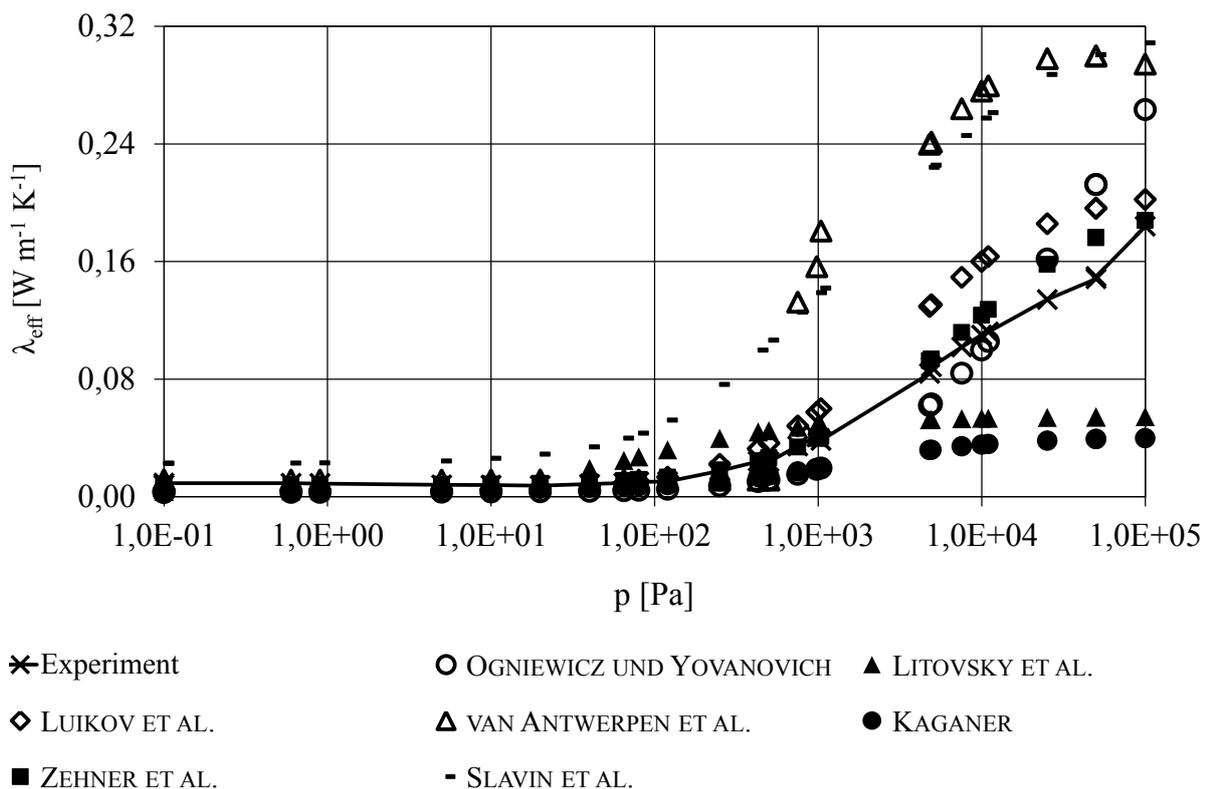
Im Gegensatz zu den Untersuchungen im Vakuum zeigt Tabelle 6.4, dass sämtliche Autoren ihre Modelle anhand von experimentellen Daten der effektiven Wärmeleitfähigkeit bei unterschiedlichen Drücken validieren, wobei alle für ihre jeweilige Anwendung sehr gute Übereinstimmungen zeigen. Abbildung 6.2 zeigt die implementierten Modelle im Vergleich zu den experimentellen Daten für JSC-1A aus der vorliegenden Arbeit. Wie unter Vakuumbedingungen zeichnen sich wieder die zwei unterschiedlichen Gruppen ab.

**KAGANER und LITOVSKY ET AL.**

Die Modelle von KAGANER und LITOVSKY ET AL. unterbestimmen nun die experimentell ermittelte Wärmeleitfähigkeit bei höheren Drücken. In ihren Arbeiten untersuchen sie die effektive Wärmeleitfähigkeit poröser Medien sehr kleiner Partikel- bzw. Faserdurchmesser bei unterschiedlichen Gasdrücken, während die Porosität im für Wärmedämmstoffe typischen Bereich von ca. 90 % liegt. Sie vernachlässigen den Effekt der Festkörper-Gas-Kopplung und binden lediglich die reine Gasleitung zur Berücksichtigung des Gasdrucks mit ein. Daraus lässt sich schließen, dass die Kopplung zum einen durch den niedrigen Feststoffanteil und zum anderen durch die geringen Porenweiten unterdrückt wird.

**Tabelle 6.4:** Partikeldurchmesser  $d$  und Porosität  $\Psi$  der Proben zur Validierung der Modelle unterschiedlicher Autoren mit variierendem Gasdruck

Autor	Probe	$d$ [mm]	$\Psi$ [-]
KAGANER [59]	SiO <sub>2</sub> -Partikel	0,026 - 0,13	0,94 - 0,98
	SiO <sub>2</sub> -Aerogel	0,25 - 2,0	0,94
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Aerogel	0,13	0,99
	MgCO <sub>3</sub> -Partikel	0,043	0,86
	Perlit-Partikel	0,086 - 0,73	0,95 - 0,97
LITOVSKY ET AL. [75]	Glasfasern	0,002	0,94
LUIKOV ET AL. [77]	SiO <sub>2</sub> -Partikel	0,4	0,38
	Plexiglas-Partikel	0,05	0,4
	Perlit-Partikel	0,5	0,95
	SiO <sub>2</sub> -Aerogel	0,005	0,95
	Stahl-Kugeln	1,26 - 3,18	0,39 - 0,42
OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99]	Stahl-Kugeln	1,25	0,26 - 0,476
SLAVIN ET AL. [128–130]	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Kugeln	1,0 - 3,0	0,42 - 0,486
	Li <sub>2</sub> ZrO <sub>3</sub> -Kugeln	1,2	0,35
VAN ANTWERPEN ET AL. [3]	Graphit-Kugeln	60	0,26 - 0,476
ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER [10] [170] [171]	Stahl-Kugeln	0,05 - 3,18	0,4
	Glas-Kugeln	0,305 - 1,88	0,4
	SiO <sub>2</sub> -Partikel	0,089 - 0,38	0,18 - 0,59
	Uran-Kugeln	0,19	0,4
	Zirkonium-Kugeln	0,19	0,4



**Abbildung 6.2:** Abweichungen der effektiven Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Modelle von den experimentellen Ergebnissen von JSC-1A (75  $\mu\text{m}$ ) über Gasdruck (400 K); durchgezogene Linie stellt Trend der experimentellen Daten dar

### LUIKOV ET AL., OGNIEWICZ und YOVANOVICH, SLAVIN ET AL., VAN ANTWERPEN ET AL. und ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER

Im Gegensatz dazu untersuchen die restlichen Autoren mittlere bis hohe Partikeldurchmesser bei niedriger bis mittlerer Porosität. Wie Abbildung 6.2 darstellt, zeigen alle Modelle insgesamt gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten bei JSC-1A. Lediglich SLAVIN ET AL. und VAN ANTWERPEN ET AL. überschätzen die Wärmeleitfähigkeiten bei höheren Drücken. In diesem Bereich ist die Kopplung von Festkörper- und Gasleitung dominierend. Dies könnte darin begründet sein, dass diese Modelle für Kugelschüttungen größeren Durchmessers hergeleitet sind. Insbesondere das Modell von VAN ANTWERPEN ET AL. wird für den Wärmetransport in Kugelschüttungen in Reaktoren mit Partikeldurchmessern von bis zu 60 mm verwendet. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zeigen das Modell von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER (ZBS-Modell), das Modell von OGNIEWICZ und YOVANOVICH und das Modell von LUIKOV ET AL.

Bis auf das ZBS-Modell gehen alle Autoren bei der Herleitung der Gleichungen von einer exakten Kugelform der Partikel aus. Besonders bei dem Mondstaubsimulat JSC-1A ist die kantige, gebrochene Morphologie auffällig. Diesen Einfluss deckt das ZBS-Modell mithilfe eines empirischen Formfaktors ab, der auf die experimentellen Ergebnisse gefittet wird. Daher zeigt das ZBS-Modell die beste Übereinstimmung zu den Experimenten. Auch repräsentieren die untersuchten SiO<sub>2</sub>-Proben von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER (Tabelle 6.4) lunaren Regolith bezüglich Korngröße und Porosität am besten.

Aus den in diesem Abschnitt erzielten Ergebnissen lässt sich ableiten, dass die Festkörper-Gas-Kopplung bei den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Pulvern nicht vernachlässigbar ist. Durch die Porosität im Bereich von 0,5 bis 0,7 trägt der Feststoffanteil noch entscheidend zur Kopplung bei. Auch die vorliegenden Korngrößen (50 µm bis 75 µm) führen zu Porenweiten, bei denen die Gasleitung erst bei Drücken unter 10 Pa unterdrückt wird, siehe Abbildung 6.2.

### 6.3 Atmosphärische Bedingungen

Die gleiche Tendenz wie im vorangehenden Abschnitt zeigt die Validierung der Modelle unter atmosphärischen Bedingungen bei variabler Temperatur.

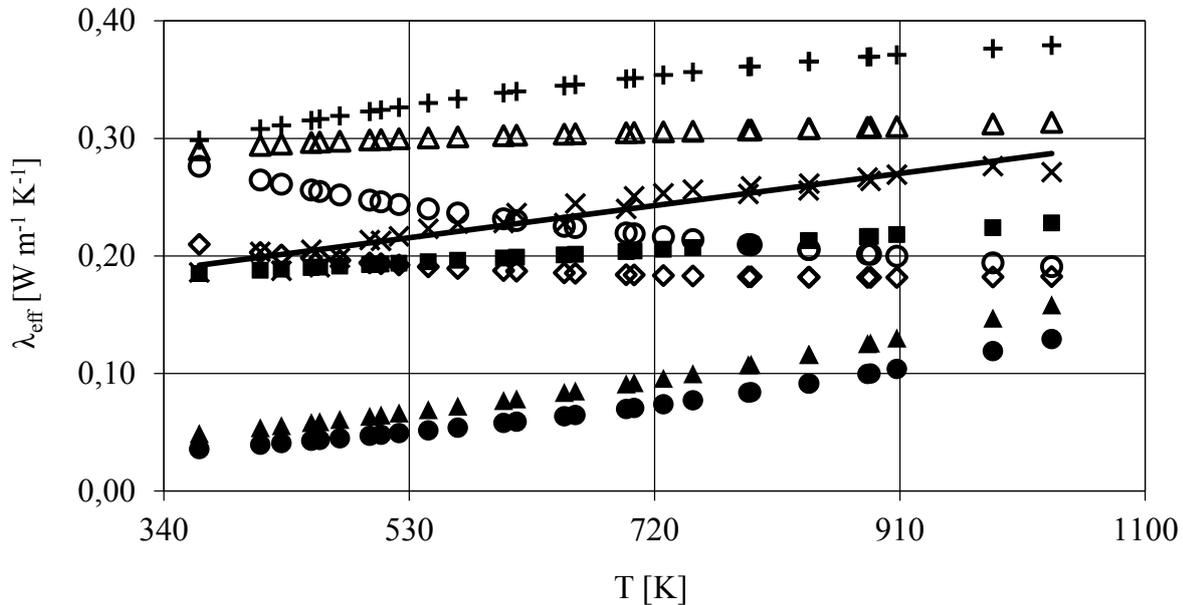
#### **KAGANER und LITOVSKY ET AL.**

Die Modelle von KAGANER und LITOVSKY ET AL. erreichen ohne die in das Modell integrierte Kopplung von Festkörper- und Gasleitung eine deutlich zu niedrige effektive Wärmeleitfähigkeit. Die Steigung über die Temperatur bildet die experimentellen Ergebnisse jedoch sehr gut ab. Diese wird zum einen von der geeigneten Modellierung des radiativen Wärmetransports und zum anderen vom Anstieg der Wärmeleitfähigkeit des Fluids mit steigender Temperatur geprägt. Bezüglich Porosität und Korngröße sind diese Modelle wieder in den Bereich der Wärmedämmstoffe einzugliedern. Lediglich LITOVSKY ET AL. untersuchen eine Probe SiO<sub>2</sub> mit einer Porosität von 0,57 jedoch ohne Angabe des Partikeldurchmessers.

#### **LUIKOV ET AL., OGNIEWICZ und YOVANOVICH, SLAVIN ET AL., VAN ANTWERPEN ET AL. und ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER**

Die anderen Modelle stimmen wiederum gut mit den experimentellen Daten von JSC-1A überein. Die Modelle für größere Partikeldurchmesser von SLAVIN

ET AL. und VAN ANTWERPEN ET. AL. liegen wieder über den Experimenten. Wie in Tabelle 6.5 dargestellt, liegen wieder alle untersuchten Proben unter atmosphärischen Bedingungen mit Porositäten von 0,3 bis 0,72 und Korngrößen von 0,3 mm bis 60 mm größtenteils im typischen Bereich der Schüttungen.



**Abbildung 6.3:** Abweichungen der effektiven Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Modelle von den experimentellen Ergebnissen von JSC-1A (75  $\mu\text{m}$ ) unter Atmosphäre; durchgezogene Linie stellt Trend der experimentellen Daten dar

Die theoretischen Werte von OGNIWICZ UND YOVANOVICH zeigen jedoch einen Abfall der effektiven Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur. Nach Tabelle 6.5 ist dieses Modell unter atmosphärischen Bedingungen nicht validiert. Des Weiteren wird die Annahme von temperaturkonstanter Wärmeleitfähigkeit des Reinstoffes der dispersen Phase getroffen. Da diese jedoch eine degressive Funktion der Temperatur darstellt und so in allen Modellen implementiert ist, stellt auch die gesamte effektive Wärmeleitfähigkeit eine monoton fallende Funktion der Temperatur dar. Neben dem Modell von LUIKOV ET AL. zeigt wieder das Modell von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER die besten Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten von JSC-1A bei höheren Drücken und höheren Temperaturen.

**Tabelle 6.5:** Partikeldurchmesser  $d$  und Porosität  $\Psi$  der Proben zur Validierung der Modelle unterschiedlicher Autoren unter Atmosphäre bei höheren Temperaturen

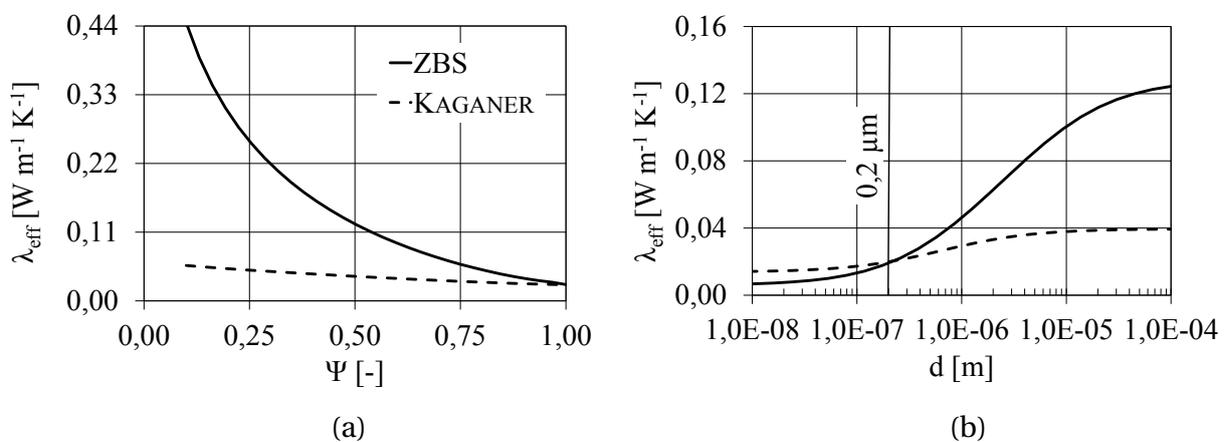
Autor	Probe	$d$ [mm]	$\Psi$ [-]
KAGANER [59]	Vermiculit-Partikel	-	0,92
	Diatomit-Partikel	-	0,90
	Perlit-Partikel	-	0,92 - 0,98
	MgCO <sub>3</sub> -Partikel	-	0,96
	SiO <sub>2</sub> -Partikel	-	0,96
LITOVSKY ET AL. [75]	Glasfasern	0,001 - 0,015	0,795 - 0,942
	Schamott-Partikel	-	0,85
	SiO <sub>2</sub> -Partikel	-	0,57
	MgCO <sub>3</sub>	-	0,68 - 0,72
LUIKOV ET AL. [77]	MgO-Partikel	0,286	0,35 - 0,45
	ZrO <sub>2</sub> -Partikel	0,292	0,3 - 0,42
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Partikel	0,263	0,42
OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99]	-	-	-
SLAVIN ET AL. [128-130]	Li <sub>2</sub> ZrO <sub>3</sub> -Partikel	1,2	0,35
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Kugeln	0,3 - 3,0	0,42 - 0,486
	Beryllium-Kugeln	2	0,42
VAN ANTWERPEN ET AL. [3]	Graphit Kugeln	60	0,26 - 0,476
ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER	Stahl-Kugeln	11	0,4
	Porzellan-Zylinder	9,0 - 10,0	0,43
[10] [170] [171]	Raschig-Ringe	9,0 - 10,0	0,72
	Zementklinker	0,18 - 5,0	0,5

## 6.4 Zwischenfazit

Wie die Validierung der Modelle in den vorangehenden Abschnitten gezeigt hat, ist die effektive Wärmeleitfähigkeit poröser Medien und die Dominanz der einzelnen Wärmetransportmechanismen von zwei Größen entscheidend abhängig: der Porosität  $\Psi$  und dem Partikeldurchmesser  $d$ . Bei der Betrachtung der untersuchten Materialien der einzelnen Autoren und dem Vergleich mit experimentellen Daten verschiedener Pulver, die in der vorliegenden Arbeit untersucht werden, kristallisieren sich zwei unterschiedliche Gruppen heraus: Wärmedämmstoffe mit hoher Porosität und niedrigen bis mittleren

Partikeldurchmessern sowie Schüttungen mit niedriger Porosität und größeren Partikeldurchmessern.

Bei der theoretischen Bestimmung des Strahlungstransportes verwenden KAGANER und LITOVSKY ET AL. für Wärmedämmstoffe einen anderen Ansatz als die restlichen Autoren für Schüttungen, indem sie sowohl Absorption als auch Streuungseffekte der thermischen Strahlung berücksichtigen. Die Partikeldurchmesser der untersuchten Pulver in der vorliegenden Arbeit liegen im Bereich derer von KAGANER und LITOVSKY ET AL. und sind somit bzgl. des radiativen Wärmetransportes in den Bereich der Wärmedämmstoffe einzuordnen.



**Abbildung 6.4:** Exemplarischer Vergleich der Modelle von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER (ZBS) und KAGANER für unterschiedliche Porosität ( $d = 75 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ ) (a) und Partikeldurchmesser ( $\Psi = 0,5$ ) (b) bei atmosphärischen Bedingungen und Raumtemperatur (300 K)

Mit einer Porosität von 0,5 bis 0,7 liegen die untersuchten Pulver weit unter denen von Dämmmaterialien ( $>0,9$ ). Der Anteil des Feststoffes bzw. des Gases am gesamten Volumen des porösen Mediums ist eine entscheidende Größe für die Festkörper-Gas-Kopplung. Je höher die Porosität ist, desto niedriger ist folglich der Feststoffanteil, wodurch die Kopplung gegen Null geht. Abbildung 6.4 (a) stellt die Modelle von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER (ZBS) und KAGANER mit variierender Porosität gegenüber. Bei niedriger Porosität unterscheiden sich die Modelle aufgrund der Vernachlässigung der Kopplung bei KAGANER drastisch. Mit steigendem  $\Psi$  gleichen sich die Modelle immer weiter an, bis sie bei  $\Psi = 1$  identisch sind. An dieser Stelle würde theoretisch ausschließlich Gasleitung auftreten, die in beiden Modellen mit der kinetischen Gastheorie nach KENNARD berechnet wird. Bei einer Porosität von 0,5 bis 0,7

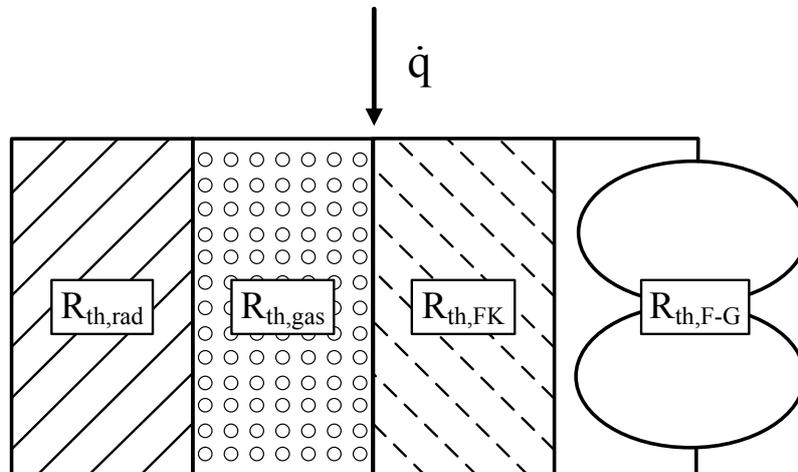
kann die Kopplung daher nicht vernachlässigt werden. Deshalb gliedern sich bei dieser Arbeit die untersuchten Pulver hinsichtlich der Porosität in den Bereich der Schüttungen ein.

Ein ähnliches Verhalten zeichnet sich, wie in Abbildung 6.4 zu sehen ist, bei kleinen Partikeldurchmessern ab. Unter einer Korngröße von ca.  $0,2 \mu\text{m}$  liefern die Modelle von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER (ZBS) und KAGANER ähnliche Ergebnisse. Hier ist die Porenweite in einem Bereich, in dem Wärmeleitfähigkeit des Gases gegen null tendiert und somit keine Kopplung zwischen Festkörper und Gas erfolgen kann.

Aufgrund dieser Aspekte soll im Folgenden ein Modell entwickelt werden, das die Lücke bezüglich der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Pulvern zwischen Wärmedämmstoffen und Schüttungen hinsichtlich Porosität und Partikeldurchmesser schließt. So werden für den Strahlungstransport Absorptions- und Streuprozesse berücksichtigt. Zudem wird für höhere Gasdrücke die Kopplung von Festkörper- und Gasleitung integriert.

## 7 Modellierung der effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Pulver

Um die effektive Wärmeleitfähigkeit poröser Medien und im Speziellen von Pulvern zu beschreiben, wird in dieser Arbeit eine Kombination aus Modelltyp 2 und Modelltyp 3 (siehe Kapitel 3) verwendet, um die Lücke zwischen Wärmedämm- und Schüttungsmodellen zu schließen. Wie in Abbildung 7.1 dargestellt, besteht das Modell global betrachtet aus vier parallel geschalteten thermischen Widerständen: dem Strahlungswiderstand  $R_{th,rad}$ , dem Widerstand der Gasleitung  $R_{th,gas}$ , dem Festkörperkontaktwiderstand  $R_{th,FK}$  und dem Widerstand der Gasleitung in der Nähe der Berührungspunkte der Partikel  $R_{th,F-G}$  (Festkörper-Gas-Kopplung).



**Abbildung 7.1:** Verschaltung der thermischen Widerstände für Strahlung  $R_{th,rad}$ , Gas  $R_{th,gas}$ , Festkörperkontakt  $R_{th,FK}$  und Festkörper-Gas-Kopplung  $R_{th,F-G}$

Aus dieser Parallelschaltung der thermischen Widerstände ergibt sich für die effektive Wärmeleitfähigkeit eine Abwandlung des Ansatzes nach KAGANER [59] (siehe Tabelle 3.3, Abschnitt 3.1.2)

$$\lambda_{eff} = \lambda_{rad} + \lambda_{FK} + \lambda_{gas} + \lambda_{F-G}. \quad (7.1)$$

Diese Gleichung basiert auf der Annahme, dass alle Wärmetransportprozesse voneinander unabhängige Wärmeleitvorgänge sind und unabhängig voneinander berechnet werden dürfen. Da die untersuchten Pulver alle im optisch dicken Bereich liegen (siehe Abbildung 2.9) kann diese Annahme getroffen werden. Somit wird der Gesamtwärmetransport als diffusiver Prozess beschrieben. Bei höheren Temperaturen könnte jedoch die Kopplung von Leitungsmechanismen und Strahlung (siehe Abschnitt 2.2.1.3) an Bedeutung gewinnen. Da die experimentell ermittelten Daten aufgrund der Unkenntnis des exakten Temperaturprofils in der Probe keinerlei Aufschlüsse über die Anteile der einzelnen Wärmetransportmechanismen geben, wird die Strahlungs-/Leitungs-Kopplung in der vorliegenden Arbeit vernachlässigt.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten der Wärmeleitfähigkeit aus Gleichung (7.1) detailliert beschrieben.

## 7.1 Modellierung des Wärmetransports durch Strahlung

### 7.1.1 Modell für Absorption und Streuung

In Abschnitt 2.2.1.2 wurden bereits Modelle für Absorption und Streuung diskutiert. Entscheidend für die Berechnung des radiativen Wärmetransports ist der effektive Extinktionskoeffizient  $E^*$  (siehe Gleichung (2.8)), in dem durch den Asymmetriefaktor  $\bar{\mu}$  die winkelabhängige Streuung der Strahlung berücksichtigt ist. Der Asymmetriefaktor berechnet sich nach BOHREN und HUFFMAN [12] zu

$$\bar{\mu} = \frac{4}{Q_{\text{str}} x_{\text{rad}}^2} \left[ \sum_n \frac{n(n+2)}{n+1} \text{Re} \{ a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^* \} + \sum_n \frac{2n+1}{n(n+1)} \text{Re} \{ a_n b_n^* \} \right]. \quad (7.2)$$

Die entscheidenden Parameter zur Berechnung des Asymmetriefaktors sind die Streukoeffizienten  $a_n$  und  $b_n$ . Die Berechnung dieser Faktoren erfolgt durch die MIE-Theorie (siehe Anhang A) in Abhängigkeit des Skalierungsfaktors  $x_{\text{rad}}$  (Gleichung (2.4)) des komplexen Brechungsindex  $m$ . Dieser ist definiert als

$$m = m' + m''i. \quad (7.3)$$

Der Realteil ( $\text{Re}$ )  $m'$  entspricht dem Verhältnis der Vakuumlichtgeschwindigkeit zur Ausbreitungsgeschwindigkeit der Strahlung im Medium. Der Imaginärteil  $m''$  ist ein Maß für die Absorption der Strahlung im Partikel. Für die

detaillierte Berechnung der Streukoeffizienten  $a_n$  und  $b_n$  und der benötigten effektiven Querschnittsflächen der Extinktion ( $Q_{\text{ext}}$ ), Absorption ( $Q_{\text{abs}}$ ) und Streuung ( $Q_{\text{str}}$ ) sei an dieser Stelle auf BOHREN und HUFFMAN [12] und Anhang A verwiesen. Die Berechnung der effektiven Querschnittsflächen erfolgt mit einem angepassten MATLAB-Code von MÄTZLER [79].

DOMBROVSKY und BAILLIS [31] stellen in ihrer Abhandlung über thermische Strahlung in dispersen Systemen Lösungen der MIE-Theorie für unterschiedliche vereinfachte Partikelformen wie (Hohl-)Kugeln und (Hohl-)Zylinder vor. Die in dieser Arbeit untersuchten Proben werden ebenfalls vereinfachend als Kugeln approximiert.

Der isotrope Extinktionskoeffizient kann mithilfe der aus der MIE-Theorie bestimmten effektiven Querschnittsfläche der Extinktion  $Q_{\text{ext}}$  bestimmt und durch das Verhältnis von Rohdichte  $\rho$  zur Reindichte  $\rho_0$  auf das poröse Medium übertragen werden.  $x_{\text{rad}}$  bezeichnet den Skalierungsfaktor (siehe Gleichung (2.4)). Nach CAPS ET AL. [15] berechnet sich der effektive Extinktionskoeffizient nach Gleichung (7.4) zu

$$E^* = \frac{(3\pi/2) (\rho/\rho_0) Q_{\text{ext}}}{\Lambda x_{\text{rad}}}. \quad (7.4)$$

Der Anteil der Strahlung  $\lambda_{\text{rad}}$  an der effektiven Wärmeleitfähigkeit unter Berücksichtigung anisotroper Streuung berechnet sich nach ROSSELAND [116] mit

$$\lambda_{\text{rad}} = \frac{16 \sigma m_{\text{eff}}'^2}{3 E^*} T_{\text{rad}}^3. \quad (7.5)$$

### 7.1.2 Modell für reine Absorption

Um den Anwendungsbereich der unterschiedlichen Strahlungsmodelle zu untersuchen, wird auch ein Modell für reine Absorption implementiert, wie in Abschnitt 2.2.1.1 bereits diskutiert wurde, eignet sich dazu das Modell von KASPAREK und VORTMEYER [62]. Basierend auf den Modellen von VORTMEYER [153] und VORTMEYER und BÖRNER [154] berücksichtigt es den Durchlass der Strahlung bei größeren Poren zwischen den Partikeln. Wie bei allen Absorptionsmodellen beruht die Berechnung der Strahlungsleitung auf der Annahme eines reinen Austauschprozesses von Oberflächen (siehe Abschnitt 2.2.1.1) und ist definiert als

$$\lambda_{\text{rad}} = 4F_E \sigma T_{\text{rad}}^3 d. \quad (7.6)$$

Der Strahlungsaustauschgrad  $F_E$  berechnet sich nach [62] zu

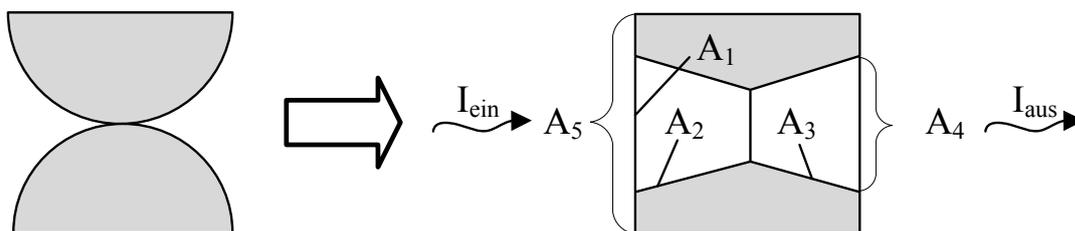
$$F_E = \frac{2B_r + \epsilon'(1 - B_r)}{2(1 - B_r) - \epsilon'(1 - B_r)}. \quad (7.7)$$

Durch den sogenannten scheinbaren Emissionsgrad  $\epsilon'$  berücksichtigen KASPAREK und VORTMEYER [62] zusätzlich die Eigenemission der Hohlräume der Kugellagen und erreichen so sehr gute Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen. Für orthorhombische und kubische Kugellagen ist dieser gegeben durch

$$\epsilon' = \frac{\epsilon}{\epsilon + 0,5(1 - \epsilon)}. \quad (7.8)$$

Die Strahlungsdurchlasszahl  $B_r$  aus Gleichung (7.7) berücksichtigt dabei die ungehindert durch die Lücken einer Schüttung dringende Strahlung. Dabei werden die Kugellagen durch Platten mit kegelförmigen Durchdringungen angenähert. Unter Kenntnis des wahren Emissionsgrades  $\epsilon$  kann  $B_r$  durch das Verhältnis von der auf die Platte eintreffenden zur der von ihr austretenden Strahlung berechnet werden. Dabei werden Reflexionseffekte der Plattenwand sowie jene innerhalb der kegelförmigen Durchführungen berücksichtigt. Abbildung 7.2 veranschaulicht diese vereinfachenden Annahmen. Aus den geometrischen Verhältnissen und dem Verhältnis der ein- und ausfallenden Strahlung  $I_{\text{ein}}$  und  $I_{\text{aus}}$  ergibt sich somit für den Strahlungsdurchlassfaktor

$$B_r = \frac{A_4 I_{\text{aus}}}{A_5 I_{\text{ein}}}. \quad (7.9)$$



**Abbildung 7.2:** Schematische Darstellung der geometrischen Vereinfachung der Hohlräume zwischen den kegelförmigen Partikeln nach VORTMEYER und BÖRNER [154]

Um  $B_r$  zu bestimmen, wird  $I_{\text{aus}}$  als Funktion von  $I_{\text{ein}}$  dargestellt. Dazu bestimmen VORTMEYER und BÖRNER die Strahlungsintensitäten der im Kegelhoh-

raum befindlichen Flächen in Abhängigkeit der Sichtfaktoren  $\Phi_{ik}$  der jeweiligen Flächen  $A_i$  und  $A_k$  zueinander. Daraus ergeben sich für die Intensitäten der Flächen vier gekoppelte Beziehungen [154]:

$$I_1 = I_{\text{ein}} \quad (7.10)$$

$$I_2 = 0 + (1 - \epsilon) (\Phi_{21} I_1 + \Phi_{22} I_2 + \Phi_{23} I_3 + \Phi_{24} I_4) \quad (7.11)$$

$$I_3 = 0 + (1 - \epsilon) (\Phi_{31} I_1 + \Phi_{32} I_2 + \Phi_{33} I_3 + \Phi_{34} I_4) \quad (7.12)$$

$$I_4 = 0. \quad (7.13)$$

Die Strahlungsintensität setzt sich zusammen aus der Eigenemission der Fläche und dem reflektierten Anteil. Die Eigenemission der Flächen  $A_2$ ,  $A_3$  und  $A_4$  wird gleich null gesetzt. Wie aus Gleichungen (7.10) bis (7.13) ersichtlich ist, lassen sich die Größen  $I_1$ ,  $I_2$  und  $I_3$  in Abhängigkeit von  $I_{\text{ein}}$  bestimmen. Die Intensität der durch  $A_4$  austretenden Strahlung  $I_{\text{aus}}$  ist gegeben durch

$$I_{\text{aus}} = \Phi_{41} I_1 + \Phi_{42} I_2 + \Phi_{43} I_3 + \Phi_{44} I_4. \quad (7.14)$$

Durch Einsetzen der berechneten  $I$ -Werte erhält man eine Gleichung der Form

$$I_{\text{aus}} = e I_{\text{ein}}. \quad (7.15)$$

Der Faktor  $e$  ist nur abhängig von Emissionsgrad  $\epsilon$  und von den verschiedenen Sichtfaktoren  $\Phi_{ik}$ . Für den Strahlungsdurchlassfaktor ergibt sich somit

$$B_r = \frac{A_4}{A_5} e. \quad (7.16)$$

## 7.2 Modellierung der Festkörperkontakt- und Gasleitung

Nach Kapitel 2.2.2 sind die Größe der Kontaktflächen zwischen den Partikeln und die Anzahl der Berührungspunkte die maßgeblichen Größen, um den Wärmetransport über die Festkörperkontakte zu beschreiben. Wie in den Arbeiten von LUIKOV ET AL. [77], OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99], VAN ANTWERPEN ET AL. [3] und KAGANER [59] wird auch hier der Kontaktradius über die Theorie der HERTZSCHEN Pressung [50] bestimmt. Nach KAGANER [59]

kann so unter Kenntnis der mechanischen Größen wie Querkontraktionszahl  $\gamma$  und E-Modul  $Y$  der Kontaktradius  $r_{FK}$  bestimmt werden. Die Kraft  $F$ , mit der die Partikel zusammengedrückt werden, setzt sich aus dem Eigengewicht des Mediums und externen Kräften zusammen. Das Eigengewicht kann durch das arithmetische Mittel der Gewichtskraft über die Gesamtschicht ermittelt werden [7] [59]. Zusätzlich können externe Kräfte die Pressung der Partikel erhöhen und somit die Wärmeleitfähigkeit des Materials anheben. Sie entstehen im Fall des verwendeten Versuchsaufbaus durch das Gewicht der Absorberplatte aus Kupfer auf der Oberseite der Probe. Die gesamte Kraft  $F$  ergibt sich aus der Summe dieser beiden Komponenten.

Unter Berücksichtigung der Anzahl der Kontaktstellen pro Partikel, die eine Funktion der Porosität  $\Psi$  darstellt, ergibt sich für die Wärmeleitfähigkeit an den Kontaktstellen [59]

$$\lambda_{FK} = 3,44(1 - \Psi)^{4/3} \left( \frac{1 - \gamma^2}{Y} \right)^{1/3} \lambda_{FS} P^{1/3}. \quad (7.17)$$

Die Gasleitung wird, wie in Kapitel 2.2.3 erläutert, mithilfe der kinetische Gastheorie nach KENNARD [63] beschrieben. Unter gerechtfertigter Vernachlässigung der Konvektion unterhalb von vier bis fünf Millimeter Partikeldurchmesser [6] [29] [30] [77] ergibt sich nach KAGANER [59] in Abhängigkeit der Knudsenzahl  $Kn$ . Der Anteil der Gasleitung an der effektiven Wärmeleitfähigkeit ist definiert als

$$\lambda_{gas} = \frac{\lambda_f}{1 + 2\beta Kn}. \quad (7.18)$$

Eine detaillierte Diskussion dieser Zusammenhänge wurde bereits in Kapitel 2.2.3 geführt.

### 7.3 Modellierung der Festkörper-Gas-Kopplung

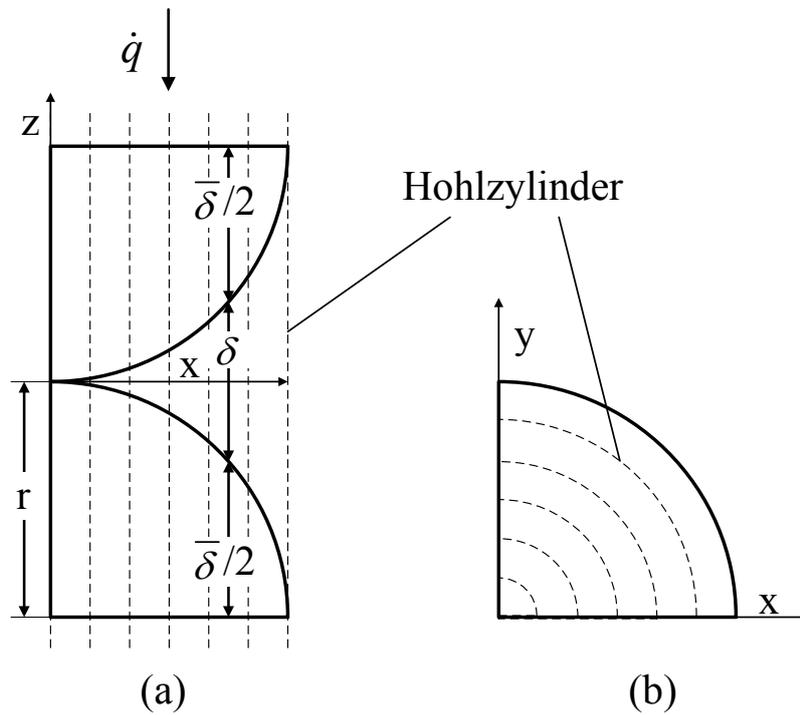
Wie im vorangehenden Kapitel beschrieben, ist die Modellierung des Wärmetransports im Spalt nahe den Berührungspunkten der einzelnen Partikel essentiell im Falle von porösen Medien von niedriger bis mittlerer Porosität und größeren Partikeldurchmessern. Autoren wie DEISSLER und EIAN [30], DEISSLER und BÖGLI [29], LUIKOV ET AL. [77], OGNIEWICZ und YOVANOVICH [99], ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER [10] [170] [171] und SWIMM

ET AL. [137] widmen diesem Teil der Wärmeübertragung spezielle Aufmerksamkeit. Insbesondere SWIMM ET AL. befassen sich in ihrer Arbeit nur mit der Modellierung der Kopplung von Festkörper- und Gasleitung für Aerogele. Dabei zeigen der experimentelle und der theoretische Verlauf der effektiven Wärmeleitfähigkeit über den Gasdruck gute Übereinstimmung. Sowohl Festkörperkontakt- als auch Strahlungsleitung setzen sie als konstanten, empirischen Wert über den Gasdruck als gegeben und berechnen nur die Kopplung für sphärische Partikel. Sie wählen als Modelltyp eine Einheitszelle. Im Folgenden soll diese Art der Modellierung im Detail beschrieben und um unregelmäßige Formen der Partikel einer Pulverschüttung erweitert werden, um den Beitrag der Festkörper-Gas-Kopplung in das hier erarbeitete, neue Modell zu integrieren.

### 7.3.1 Aufbau der Einheitszelle nach SWIMM ET AL.

Trotz der hohen Porosität von Aerogelen (ca. 0,95) untersuchen SWIMM ET AL. [137] den Einfluss der Festkörper-Gas-Kopplung. Dabei stellen sie fest, dass auch in diesem Bereich der Porosität ein geringer Teil der Wärme durch den Spalt nahe den Kontaktpunkten über das Fluid transportiert wird. Unter der Annahme, dass Aerogele annähernd als sphärische Partikel abgebildet werden können, modellieren sie eine Einheitszelle, bestehend aus zwei sich berührenden Halbkugeln.

In Abbildung 7.3 sind die zylindrische Einheitszelle und die geometrischen Beziehungen dargestellt. Das Modell basiert auf der Einteilung der Zelle in 1000 Hohlzylinder, die in Abbildung 7.3 durch die gestrichelten Linien exemplarisch dargestellt sind. Dabei werden parallele Wärmestromlinien in den einzelnen Ringen angenommen. SWIMM ET AL. weisen in ihrer Arbeit darauf hin, dass diese Annahme eine grobe Vereinfachung der realen Wärmestromlinien im Kontaktbereich darstellt. Die theoretischen Ergebnisse des Modells zeigen trotzdem sehr gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen von Aerogel [137]. Mathematisch kann so die Kopplung durch eine serielle Kombination von thermischen Widerständen des Gases und des Festkörpers in jeder Zylinderschale dargestellt werden. Die einzelnen Widerstän-



**Abbildung 7.3:** Einheit zelle nach SWIMM ET AL. und geometrische Beziehungen: Seitenansicht (a), Draufsicht (b)

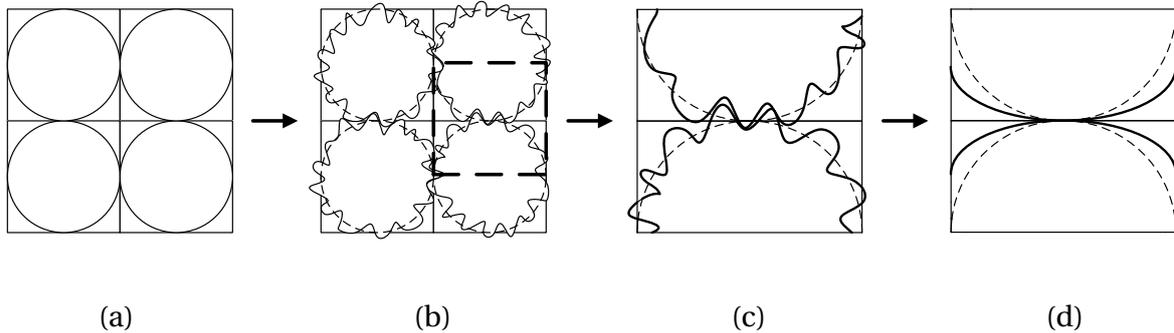
de werden dann parallel kombiniert. Daraus ergibt sich für den Anteil der Wärmeleitfähigkeit durch Festkörper-Gas-Kopplung nach SWIMM ET AL.

$$\lambda_{FG, SWIMM} = (1 - \Pi) \frac{2r}{r^2 \pi} \sum_{i=1}^{1000} \left( \frac{\delta_i}{\lambda_{gas,i} A_i} + \frac{\bar{\delta}_i}{\lambda_{FS} A_i} \right)^{-1}. \quad (7.19)$$

Hier ist  $r$  der Partikelradius,  $A_i$  die Fläche der einzelnen Ringe und  $\bar{\delta}_i$  und  $\delta_i$  die Höhe des Feststoffes bzw. des Gases der Zylinderschalen.  $\Pi$  bezeichnet die Porosität der Einheit zelle und kann aus den geometrischen Abhängigkeiten der Zelle bestimmt werden zu [137]

$$\Pi = \frac{1}{2} (3\Psi - 1). \quad (7.20)$$

Da die Annahme kugelförmiger Partikel in den meisten Fällen bei Pulverschüttungen nicht zutrifft, wird im Folgenden das Einheit zellenmodell nach SWIMM ET AL. erweitert.



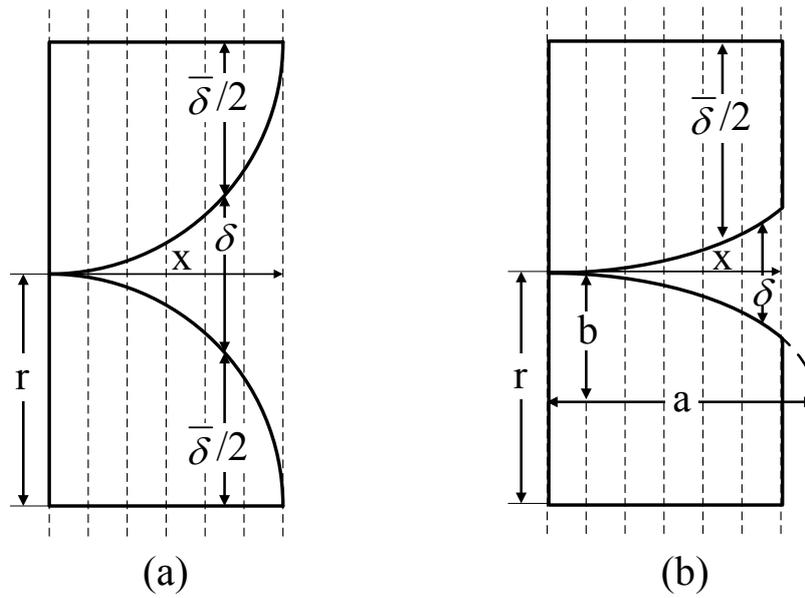
**Abbildung 7.4:** Schematische Darstellung der Integration der Partikelform in das Einheitszellenmodell über die Änderung des Spaltabstandes durch elliptische Anpassung der Kontaktstelle

### 7.3.2 Integration der Partikelform

Abbildung 7.4 zeigt schematisch die Integration der Partikelform in das Einheitszellenmodell. Betrachtet man den Spaltabstand an den Kontaktpunkten ideal sphärischer Partikel (a), so ist dieser in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers für alle Kontaktstellen der Schüttung identisch. Im Falle von unregelmäßig geformten Partikeln (b) ergeben sich innerhalb der Schüttung Kontaktumgebungen, an denen der Spaltabstand über größere Flächen sehr klein sein kann. Da kleinere Spaltabstände nahe den Kontaktstellen einen höheren Wärmetransport über das Gas bewirken (c), ist die Kopplung von Festkörper und Gas in Medien unregelmäßig geformter Partikel größer. Ähnlich wird dieser Effekt von BAHRAMI ET AL. [5] [7] und SLAVIN ET AL. [128–130] beschrieben. Um diese Abhängigkeit in das Kopplungsmodell von SWIMM ET AL. zu integrieren, werden die Partikel in der Einheitszelle durch eine elliptische Oberflächenform ähnlich dem Modell von ZEHNER, BAUER und SCHLÜNDER [10] [170] [171] angenähert (d). Somit wird der Effekt der kleineren Spaltabstände simuliert. Zur Beschreibung der Form der Ellipse wird ein empirisch ermittelter Formfaktor  $F_{\text{ell}}$  eingeführt, der das Verhältnis der kurzen Halbachse der Ellipse  $b$  zur langen  $a$  definiert

$$F_{\text{ell}} = \frac{b}{a}. \quad (7.21)$$

Abbildung 7.5 zeigt die geometrischen Zusammenhänge der Einheitszelle.



**Abbildung 7.5:** Einheitszelle mit geometrischen Beziehungen nach SWIMM ET AL. (a) und mit Integration der Partikelform (b)

Unter der Voraussetzung von Volumengleichheit von Kugel und Ellipsoid ergibt sich für die Halbachsen  $a$  und  $b$  ein Zusammenhang von

$$a = \frac{d}{2} F_{\text{ell}}^{-\frac{1}{3}} \quad (7.22)$$

und

$$b = \frac{d}{2} F_{\text{ell}}^{\frac{2}{3}}. \quad (7.23)$$

Ähnlich dem Modell von SWIMM ET AL. wird die Einheitszelle in 1000 Zylinderschalen geteilt, die serielle Widerstände von Festkörper und Gas darstellen. In Abhängigkeit des Formfaktors und somit der Halbachsen  $a$  und  $b$  ergibt sich eine Höhe des Festkörpers der einzelnen Schalen von

$$\bar{\delta}_i = d - 2b \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{i}{a} \frac{r}{1000} \right)^2} \right) \quad (7.24)$$

und eine Spaltweite von

$$\delta_i = d - \bar{\delta}_i. \quad (7.25)$$

Die Ringflächen sind gegeben durch

$$A_i = \pi \left( \frac{r}{1000} \right)^2 (2i - 1). \quad (7.26)$$

Um die Abhängigkeit der Gasleitung sowohl vom Gasdruck als auch von der variablen Spaltweite in x-Richtung zu berücksichtigen, wird auch die KNUDSEN-Zahl  $\text{Kn}$  in Abhängigkeit der Spaltweite bzw. der Schalenanzahl  $i$  bestimmt und ist definiert als

$$\text{Kn}_i = \frac{l_m}{\delta_i}. \quad (7.27)$$

Die Gasleitung der Einzelzylinderschalen ist somit gegeben durch

$$\lambda_{\text{gas},i} = \frac{\lambda_f}{1 + 2\beta\text{Kn}_i}. \quad (7.28)$$

Durch Parallelschalten der einzelnen Widerstände der Zylinderschalen berechnet sich der Anteil der Wärmeleitfähigkeit durch Festkörper-Gas-Kopplung gemäß Gleichung (7.19).

Alle in diesem Kapitel vorgestellten Gleichungen werden in MATLAB implementiert. Die Ergebnisse dieser Berechnungen für die experimentell untersuchten Pulverproben und Kugelschüttungen werden im folgenden Kapitel im Detail diskutiert.



## 8 Validierung des angepassten Modells

Zur Validierung der Ergebnisse des entwickelten Wärmeleitfähigkeitsmodells für poröse Medien werden die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten experimentellen Daten verwendet, siehe Abschnitt 5.3. Im Folgenden wird dafür der Begriff “E-Modell“ (Ellipse-Modell) verwendet. Die Form der untersuchten Partikel der Pulverschüttungen von JSC-1A, SiO<sub>2</sub> und Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> weichen zum Teil stark von idealen Kugeln ab. Dieser Einfluss wird im Folgenden untersucht und detailliert diskutiert.

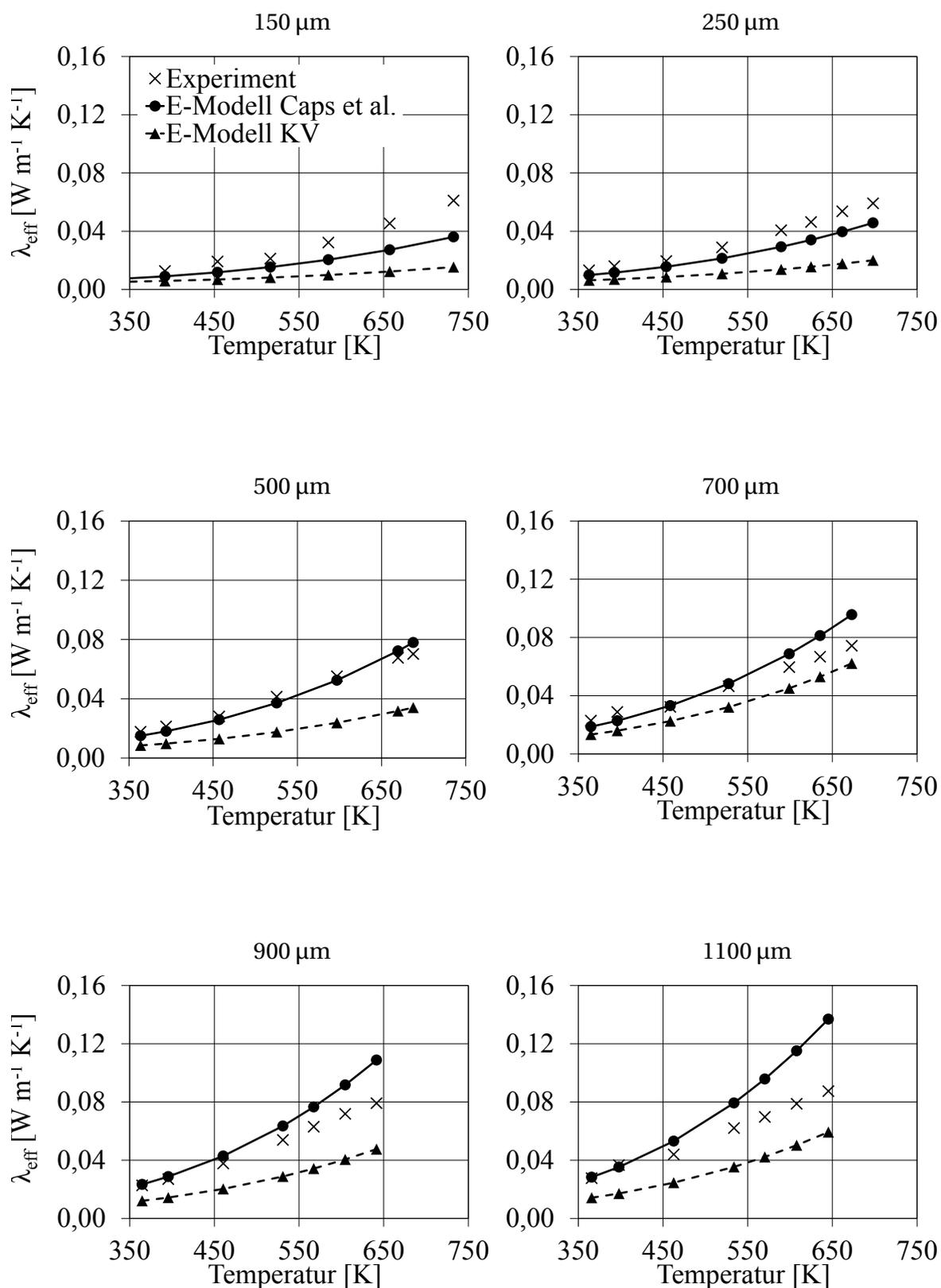
Zudem wird der Einfluss der Partikelgröße auf den radiativen Wärmetransport anhand der experimentellen Daten aller Proben im Vakuum untersucht. Dabei zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit des Extinktionskoeffizienten vom Partikeldurchmesser, wodurch sich ein Anwendbarkeitsbereich der Modelle für reine Absorption und Absorption-Streuung abzeichnet.

### 8.1 Vergleich der Strahlungsansätze für Streuung und Absorption

#### 8.1.1 Validierung experimenteller Daten sphärischer Partikel im Vakuum

Wie in Abschnitt 7.1 beschrieben, werden in dieser Arbeit zur Beschreibung des Strahlungstransports zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt: KASPAREK und VORTMEYER [62] repräsentativ für ein Modell, das auf reinen Absorptions- und Emissionsprozessen basiert, und das Modell von CAPS ET AL. [15], basierend auf der MIE-Theorie für Absorptions- und Streuungsprozesse. Beide Modelle wurden für sphärische Partikel entwickelt. Für den Strahlungstransport wird diese Vereinfachung für sämtliche Proben dieser Arbeit getroffen.

Abbildung 8.1 zeigt die Ergebnisse beider Modelle im Vergleich zu den experimentellen Daten verschiedener SAZ-Kugelschüttungen mit Partikeldurchmessern von 150 µm bis 1100 µm. Im Allgemeinen ist auf allen Diagrammen



**Abbildung 8.1:** Validierung des E-Modells mit integriertem radiativen Wärmetransport nach CAPS ET AL. [15] und nach KASPAREK und VORTMEYER (KV) [62] für sphärische SAZ Partikel unterschiedlicher Durchmesser im Vakuum

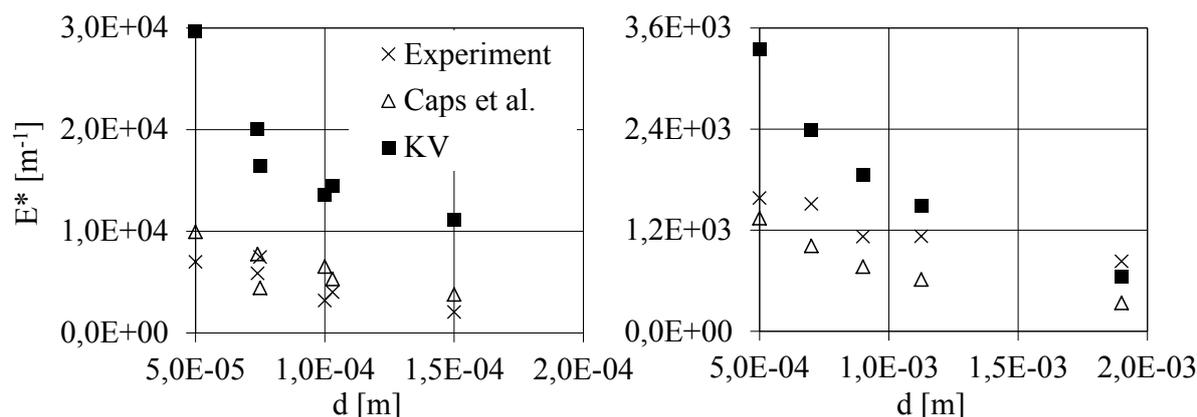
die Abhängigkeit des Strahlungstransports von der Partikelgröße zu erkennen. Während die experimentellen Daten bei 650 K Mitteltemperatur der Probe eine effektive Wärmeleitfähigkeit von  $0,04 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  bei einem Durchmesser von  $150 \mu\text{m}$  aufweisen, verdoppelt sich diese auf  $0,08 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  bei gleicher Temperatur und einem Partikeldurchmesser von  $1100 \mu\text{m}$ . Sowohl das Modell von CAPS ET AL. als auch das von KASPAREK und VORTMEYER zeigen den gleichen Trend. Jedoch ist eine deutliche Unterbestimmung der Steigung der Kurve nach KASPAREK und VORTMEYER bis zu einem Durchmesser von  $500 \mu\text{m}$  zu erkennen. Ab  $700 \mu\text{m}$  gleicht sich die Steigung den experimentellen Ergebnissen deutlich an und liefert gute Übereinstimmung bis zu den untersuchten  $1100 \mu\text{m}$  unter Berücksichtigung der Messungenauigkeiten im Vakuum.

Dagegen zeigt das Modell von CAPS ET AL. unter der Berücksichtigung anisotroper Streuung nach der MIE-Theorie in allen Bereichen der Partikeldurchmesser gute bis sehr gute Übereinstimmung mit den Experimenten. Während bei  $150 \mu\text{m}$  eine leichte Unterbestimmung des radiativen Wärmetransports erkennbar ist, wird dieser ab einem Durchmesser von ca.  $900 \mu\text{m}$  leicht überbestimmt. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass unter einem gewissen Partikeldurchmesser Streuungsprozesse der Strahlung nicht vernachlässigbar sind und somit die Zunahme der Strahlungsleitung bei höheren Temperaturen unterschätzt wird. Da die Steigung ein Maß für die Extinktion ist, also der Auslöschung der Strahlung durch Absorption und Streuprozesse, wird diese im Folgenden genauer untersucht.

### 8.1.2 Abhängigkeit der Extinktion vom Partikeldurchmesser

Abbildung 8.2 zeigt die Abhängigkeit des effektiven Extinktionskoeffizienten vom Partikeldurchmesser aller untersuchter Proben (JSC-1A,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und SAZ). Der effektive Extinktionskoeffizient wird gemäß Gleichung (4.6) in Abschnitt 4.2 sowohl für die experimentellen Daten als auch für die Ergebnisse des Modells nach KASPAREK und VORTMEYER (KV) bestimmt. Die Koeffizienten unter Berücksichtigung von Absorption und Streuung werden nach Gleichung (7.4) aus Abschnitt 7.1.1 berechnet.

Der Verlauf der Graphen der effektiven Extinktionskoeffizienten aus Abbildung 8.2 deutet den gleichen Trend der Strahlungsdurchlässigkeit der Proben an, wie bereits im vorangehenden Abschnitt erläutert. Für Partikeldurchmes-



**Abbildung 8.2:** Vergleich der effektiven Extinktionskoeffizienten  $E^*$  unterschiedlicher Partikeldurchmesser der Experimente mit den Modellen von CAPS ET AL. und KASPAREK UND VORTMEYER (KV)

ser kleiner  $700 \mu\text{m}$  zeigt das Modell von KASPAREK und VORTMEYER eine deutliche Überbestimmung des effektiven Extinktionskoeffizienten und folglich eine Unterbestimmung des radiativen Wärmetransportes. Ab  $700 \mu\text{m}$  zeigen die berechneten Ergebnisse gute Übereinstimmung mit den Experimenten.

Unter Berücksichtigung anisotroper Streueffekte der Strahlung zeigen sich im gesamten untersuchten Korngrößenbereich gute Übereinstimmungen der Messungen mit den nach CAPS ET AL. und der MIE-THEORIE berechneten effektiven Extinktionskoeffizienten. Trotzdem ergeben sich maximale Abweichungen zu den experimentellen Ergebnissen von bis zu 40 % bei einem Durchmesser von  $50 \mu\text{m}$ . In diesem Bereich liefert das Modell von KASPAREK und VORTMEYER eine Abweichung von 320 %.

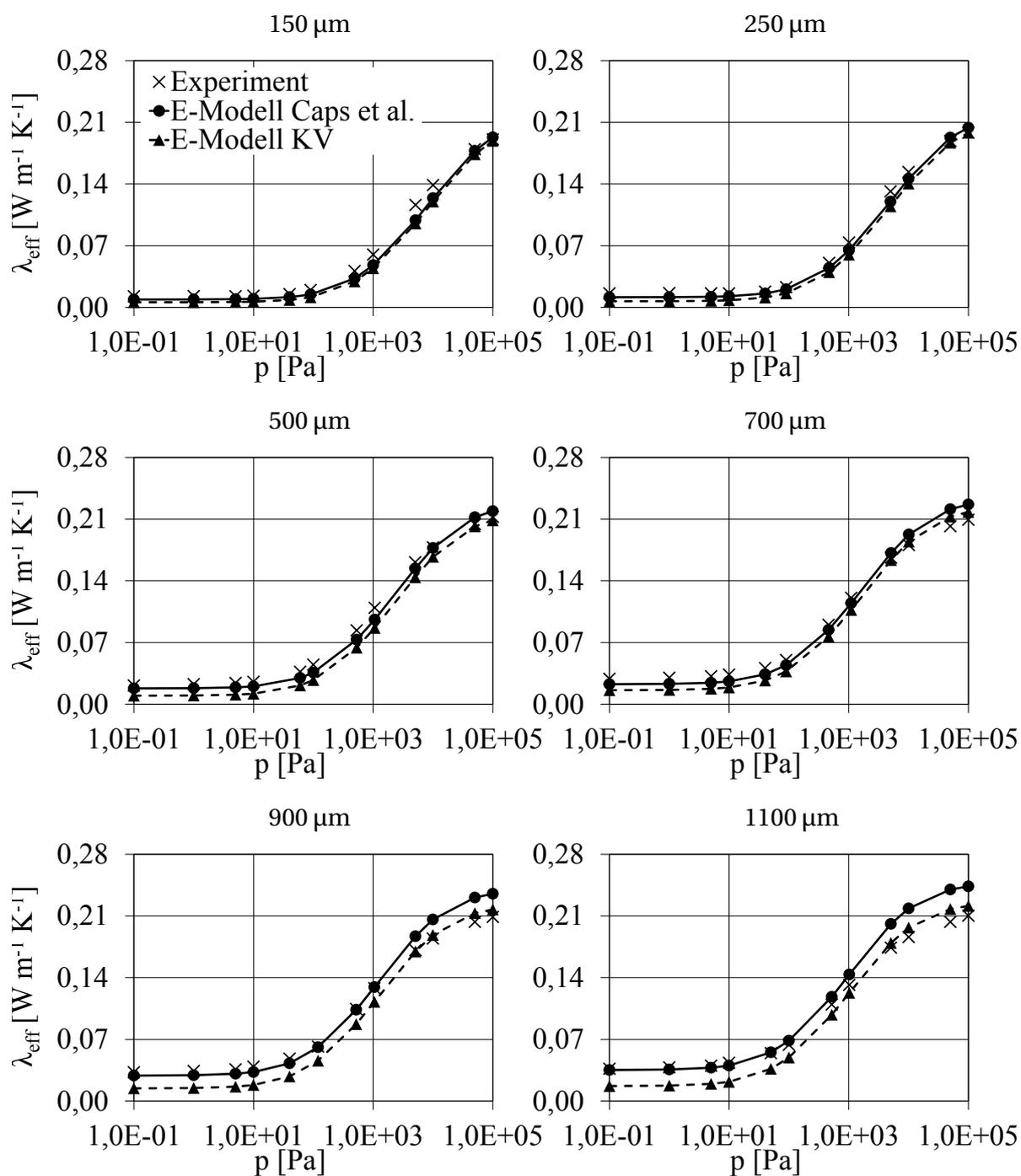
Auf der Basis dieser Ergebnisse kann anisotrope Streuung der Strahlung unterhalb einer Korngröße von ca.  $1 \text{ mm}$  nicht vernachlässigt werden. Strahlungsmodelle, basierend auf reiner Absorption und Emission, sind folglich in diesem Bereich nur begrenzt anwendbar. Obwohl oberhalb einer Korngröße von  $1 \text{ mm}$  Absorptionsmodelle zu guter Übereinstimmung mit den Experimenten führen und beide Modellarten anwendbar sind, wird in dieser Arbeit für sämtliche folgenden Berechnungen das anisotrope Streuungs- und Absorptionsmodell nach CAPS ET AL., basierend auf der MIE-Theorie zur Bestimmung der Strahlungs-Wärmeleitfähigkeit, angewandt.

## 8.2 Experimentelle Validierung der Festkörper-Gas-Kopplung für sphärische Partikel

Eine erste Validierung wird anhand der experimentellen Daten der sphärischen SAZ-Partikel vorgenommen. Dadurch ergibt sich für den eingeführten Formfaktor  $F_{\text{ell}}$  ein Wert von eins, wodurch keine empirische Anpassung dieses Parameters erforderlich ist. Die Geometrie der Einheitszelle besteht somit aus zwei sich berührenden Halbkugeln. Abbildung 8.3 zeigt sowohl die experimentellen Daten als auch die theoretischen Ergebnisse des E-Modells für Korngrößen von 150  $\mu\text{m}$  bis 1100  $\mu\text{m}$ . Der Gasdruck wird dabei von 0,1 Pa bis Atmosphäre ( $10^5$  Pa) variiert. Um den Einfluss der Strahlungsmodelle bei höheren Drücken und moderaten Temperaturen zu zeigen, sind Berechnungen des radiativen Wärmetransports nach CAPS ET AL. und KASPAREK und VORTMEYER dargestellt.

Im Allgemeinen zeigt das E-Modell über den gesamten Druckbereich bis 500  $\mu\text{m}$  sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Ab einer Korngröße von 700  $\mu\text{m}$  gibt es leichte Abweichungen bei höheren Drücken ab ca. 5000 Pa. Die maximale Abweichung liegt bei 15,6 % bei einem Partikeldurchmesser von 1100  $\mu\text{m}$  und atmosphärischen Bedingungen. Für geringere Drücke und Durchmesser sind auch die Abweichungen geringer. Bei atmosphärischen Bedingungen und 700  $\mu\text{m}$  Korngröße liegt diese bei 8,2 % und somit im Bereich der identifizierten Messungenauigkeit bei den gegebenen Bedingungen. Da der Anteil des radiativen Wärmetransports an der effektiven Wärmeleitfähigkeit bei höheren Drücken und moderaten Temperaturen sehr gering ist, ist der Unterschied der dargestellten Strahlungsmodelle nach CAPS ET AL. und KASPAREK und VORTMEYER sehr gering, siehe Abbildung 8.3.

Es zeigt sich, dass das entwickelte Modell ohne jeglichen empirischen Parameter für sphärische Partikel im gegebenen Korngrößenbereich sehr gute Ergebnisse liefert. Durch die Anwendung auf Kugelschüttungen ergibt sich für den Term zur Beschreibung der Festkörper-Gas-Kopplung das von SWIMM ET AL. entwickelte Modell. Es wurde bis jetzt nur anhand von mikroporösen Aerogelen ( $\Psi = 80$  %) mit Partikeldurchmesser von 0,2  $\mu\text{m}$  bis 3  $\mu\text{m}$  unter Helium- und Argon-Atmosphäre validiert und zeigte bereits in diesem Bereich gute Übereinstimmung mit den Experimenten [137]. Nach obigen Ausführungen zeigt das E-Modell bei Erweiterung um Strahlungsleitung und Kontaktlei-



**Abbildung 8.3:** Validierung des E-Modells für sphärische SAZ Partikel unterschiedlicher Durchmesser über den Gasdruck (400 K)

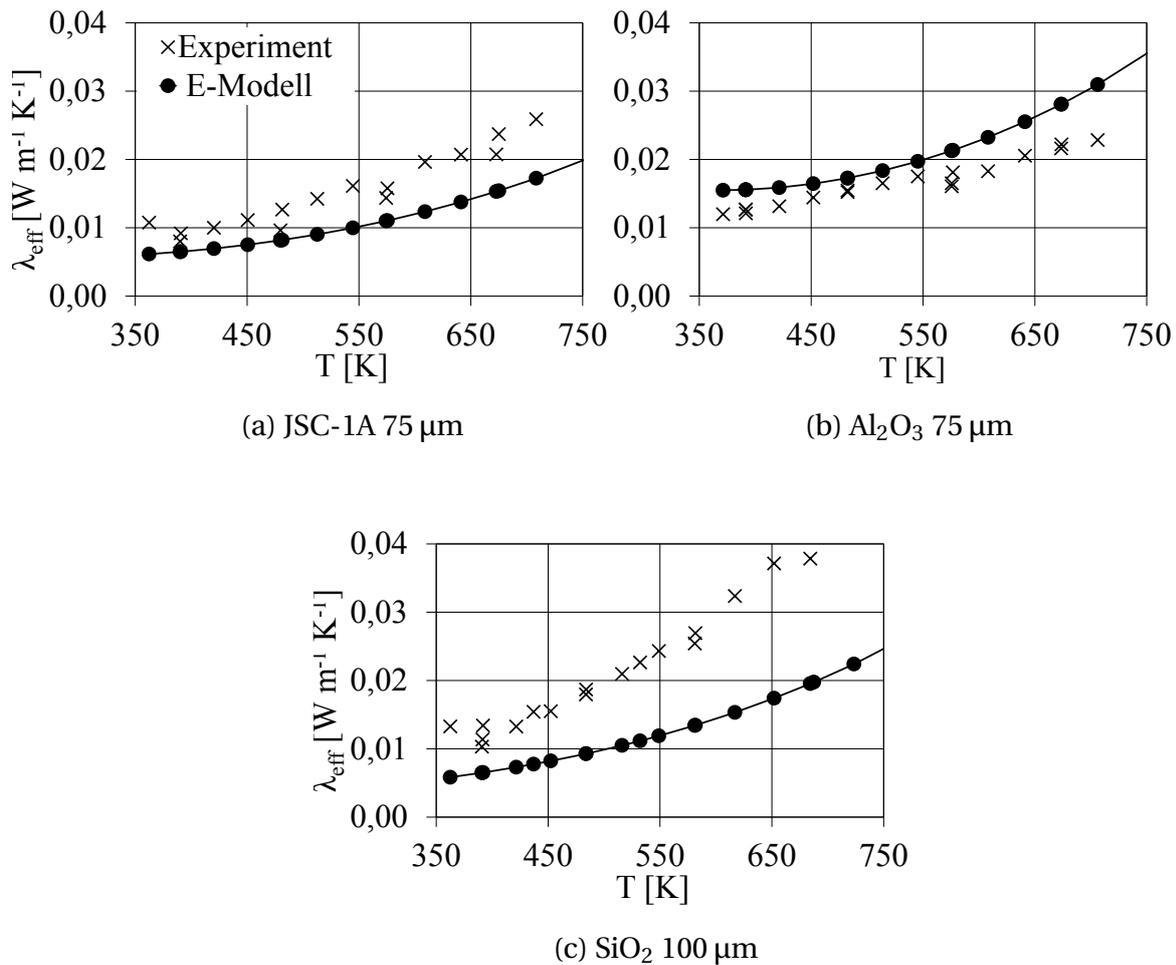
tung auch für niedrigere Porositäten von ca. 40 % und Korngrößen bis 1100  $\mu\text{m}$  sehr gute Ergebnisse. Da jedoch die Form der Partikel entscheidend für den Wärmetransport im Gasspalt nahe den Berührungspunkten ist, muss sie um nicht-sphärische Partikel berücksichtigt werden, wie im Folgenden beschrieben ist.

## 8.3 Validierung des Gesamtmodells für Pulver

### 8.3.1 Vakuum

Abbildung 8.4 zeigt die experimentellen Ergebnisse der untersuchten JSC-1A,  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  Pulver im Vakuum und die theoretischen Ergebnisse des E-Modells. Zur Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit wird für den Strahlungstransport die Form der Partikel nicht berücksichtigt. Die implementierte MIE-Theorie wird unter der Annahme sphärischer Partikel angewandt. Aufgrund des niedrigen Gasdrucks von 0,1 Pa ist die Form bezüglich der Übertragung des Wärmestroms durch den Gasspalt vernachlässigbar.

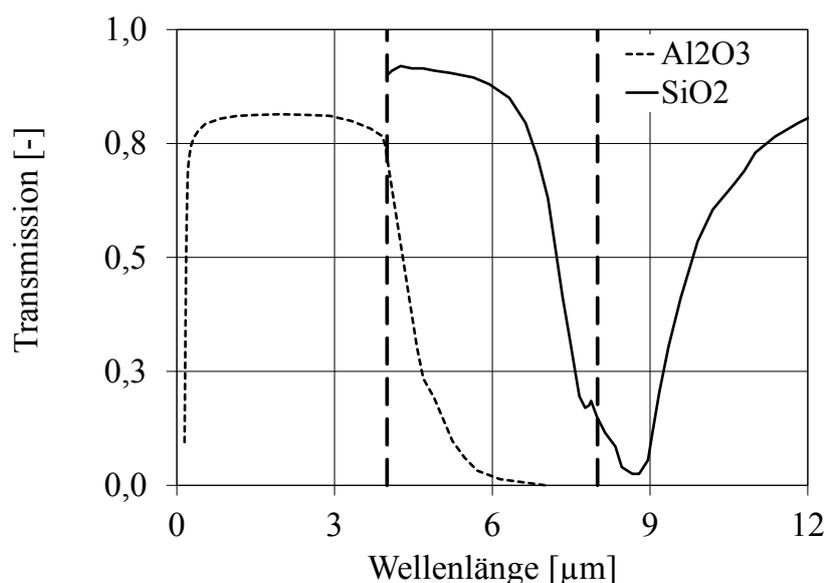
Wie in Abbildung 8.4 dargestellt, zeigen die Ergebnisse des E-Modells für JSC-1A (a) und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (b) gute Übereinstimmung sowohl in der durchschnittlichen Höhe der effektiven Wärmeleitfähigkeit als auch bei der Extinktion. Die durchschnittliche Abweichung von JSC-1A beträgt 30 % und von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  25 %. Bei den gegebenen niedrigen effektiven Wärmeleitfähigkeiten im Vakuum liegen diese Abweichungen im Rahmen der Messgenauigkeit. Lediglich die Ergebnisse für  $\text{SiO}_2$  zeigen mit einer mittleren Abweichung von 49 % sowohl in der durchschnittlichen Höhe der effektiven Wärmeleitfähigkeit als auch im Anstieg bei höheren Temperaturen eine geringere Übereinstimmung mit den theoretischen Werten. Dies ist zum einen auf eine Unterbestimmung der Festkörperkontaktleitung und zum anderen auf einen zu niedrigen berechneten Extinktionskoeffizienten zurückzuführen. Eine mögliche Erklärung ist neben der Annahme sphärischer Partikel das Eindringen der Strahlung in die Partikel durch erhöhte IR-Transparenz des Materials ( $\text{SiO}_2$ ). Wie in Abbildung 8.5 zu sehen ist, weist  $\text{SiO}_2$  im Temperaturbereich von 350 K bis 750 K bzw. bei den korrespondierenden Wellenlängen ( $\lambda_{\text{max}}$  ca. 8  $\mu\text{m}$  bis 4  $\mu\text{m}$ ) gegenüber  $\text{Al}_2\text{O}_3$  eine erhöhte Transmission auf.



**Abbildung 8.4:** Validierung des E-Modells mit integriertem radiativen Wärmetransport nach CAPS ET AL. für unterschiedliche Pulverschüttungen im Vakuum

### 8.3.2 Druckabhängigkeit

Wie in Abschnitt 7.3.2 beschrieben, wird der Einfluss der Form auf die Festkörper-Gas-Kopplung durch einen Formfaktor  $F_{\text{ell}}$  beschrieben. Dieser berücksichtigt, dass bei unregelmäßig geformten Partikeln die Fläche zur Wärmeübertragung mit geringen Spaltabständen höher wird und sich damit auch die effektive Wärmeleitfähigkeit bei steigendem Gasdruck erhöht. Wie in anderen Arbeiten [9] [42] [47] [170] [171] ist  $F_{\text{ell}}$  ein empirischer Parameter und wird durch die Bildung der Summe der kleinsten Fehlerquadrate aus den experimentellen Daten über den Druckbereich und über den Temperaturbereich unter Atmosphäre bestimmt. Wie Abbildung 8.6 zeigt, ergeben sich Werte für  $F_{\text{ell}}$  von: JSC-1A (75  $\mu\text{m}$ ) = 0,6,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (75  $\mu\text{m}$ ) = 0,7 und  $\text{SiO}_2$  (100  $\mu\text{m}$ ) = 0,75. Wie später in Abschnitt 8.4 noch diskutiert wird, führen größere Uneben-



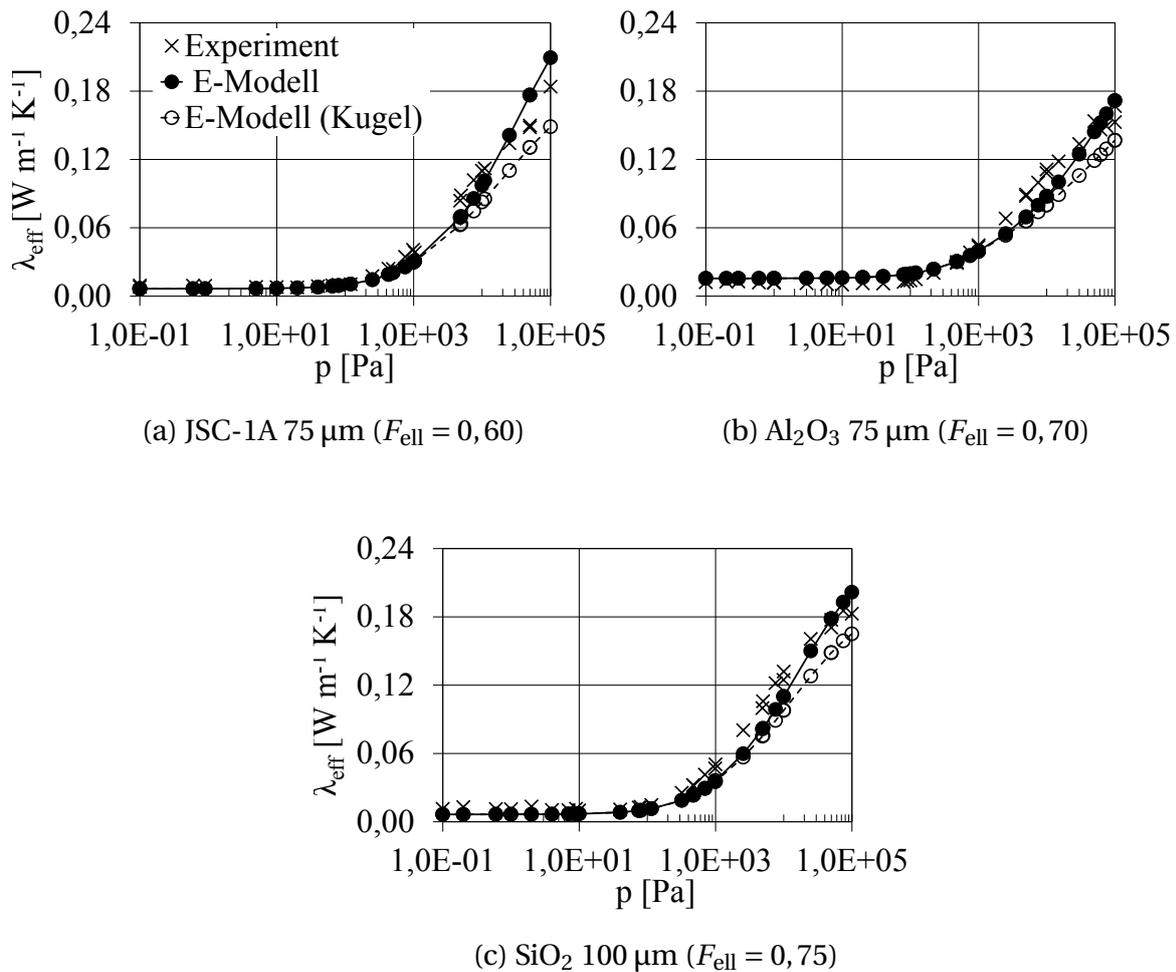
**Abbildung 8.5:** Spektrale Transmission von  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [142] und  $\text{SiO}_2$  [90]

heiten der Partikeloberfläche zu höherer Festkörper-Gas-Kopplung und somit zu niedrigeren Werten von  $F_{\text{ell}}$ .

Abbildung 8.6 zeigt die experimentellen Ergebnisse der untersuchten Pulver von Vakuum- bis atmosphärischen Bedingungen im Vergleich zu den theoretischen Ergebnissen des E-Modells für kugelförmige und unregelmäßig geformte Partikel. Durch die Annahme sphärischer Partikel wird die effektive Wärmeleitfähigkeit über einen weiten Druckbereich unterschätzt. Durch die Anpassung des Modells auf die erhöhte Übertragungsfläche des Gasspalts kann der entstehende Fehler verringert werden. Dieser Effekt wird im Folgenden detaillierter beschrieben.

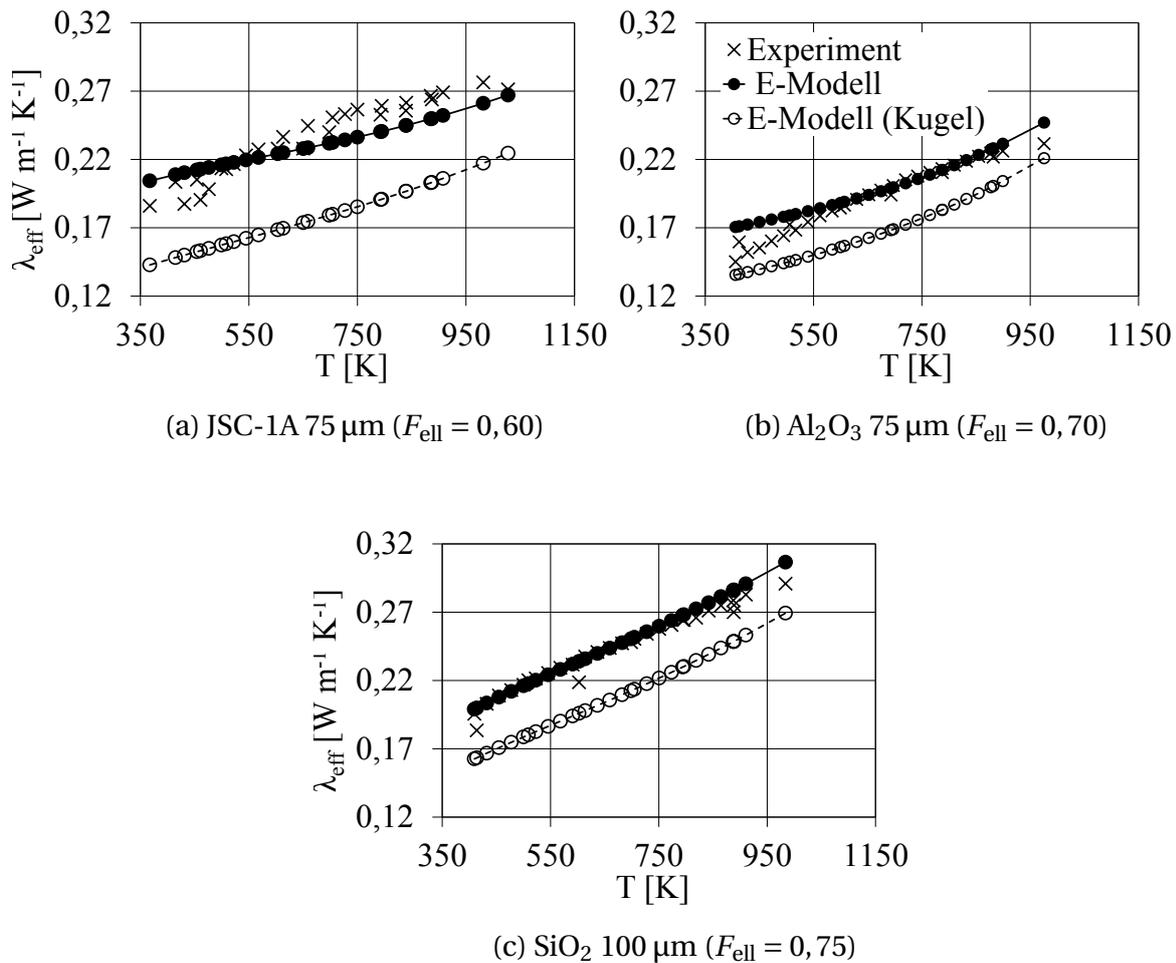
### 8.3.3 Atmosphärische Bedingungen

Die Auswirkungen der Unterbestimmung der Festkörper-Gas-Kopplung sind insbesondere unter atmosphärischen Bedingungen bei steigender Temperatur zu beobachten. Abbildung 8.7 zeigt, dass bzgl. der Steigung der effektiven Wärmeleitfähigkeit bei Annahme kugelförmiger Partikel eine sehr gute Übereinstimmung mit den Experimenten festzustellen ist. Die durchschnittliche Unterbestimmung des Kugel-Modells beträgt bei JSC-1A 24,8 %, bei  $\text{Al}_2\text{O}_3$  13,2 % und bei  $\text{SiO}_2$  14,1 %.



**Abbildung 8.6:** Validierung des E-Modells (CAPS ET AL.) für unterschiedliche Pulverschüttungen über Gasdruck (400 K)

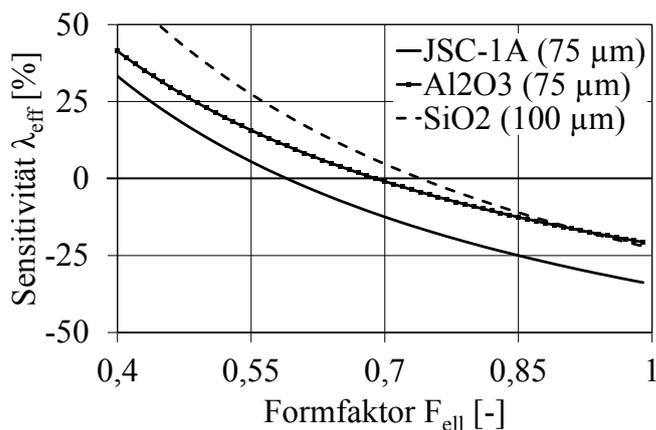
Durch die Berücksichtigung der Form der Partikel ist wieder eine sehr gute Übereinstimmung der Steigung der effektiven Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur zu beobachten. Durch die verstärkende Wirkung der Partikelform auf die Festkörper-Gas-Kopplung wird die durchschnittliche Abweichung des Modells zu den experimentellen Daten jedoch deutlich verringert. Diese beträgt beim E-Modell für JSC-1A lediglich 5,1 %, für  $\text{Al}_2\text{O}_3$  1,9 % und für  $\text{SiO}_2$  3,8 %. Sowohl in diesem als auch in Abschnitt 8.3.2 wurde gezeigt, dass ein verstärkender Einfluss der Partikelform über den Gasdruck zwar zu erkennen, aber vor allem unter atmosphärischen Bedingungen zu berücksichtigen ist.



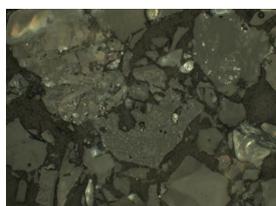
**Abbildung 8.7:** Validierung des E-Modells (CAPS ET AL.) für unterschiedliche Pulverschüttungen unter Atmosphäre

## 8.4 Sensitivitätsanalyse des integrierten Formfaktors

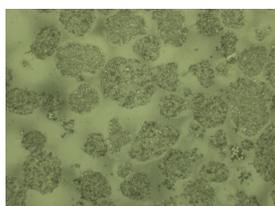
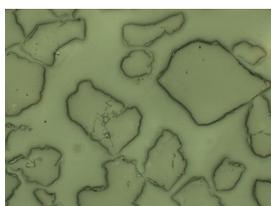
Um den Einfluss des Formfaktors  $F_{\text{ell}}$  auf die effektive Wärmeleitfähigkeit genauer zu veranschaulichen, ist in Abbildung 8.8 (a) die prozentuale Abweichung der effektiven Wärmeleitfähigkeit gezeigt, bezogen auf den jeweils ermittelten Formfaktor der Probe. Die Analyse ist für eine Temperatur von 300 K und einen Gasdruck von  $10^5$  Pa durchgeführt. Generell reagieren sämtliche Proben ähnlich sensitiv auf die Variation des Formfaktors. Lediglich das  $\text{SiO}_2$  Pulver zeigt eine geringfügig stärkere Sensitivität. Bei einer Erhöhung des Formfaktors um 20 % liegt die effektive Wärmeleitfähigkeit im Mittel aller Proben ca. 12 % niedriger. Bei Absenkung von  $F_{\text{ell}}$  reagiert  $\lambda_{\text{eff}}$  geringfügig stärker. Verringert sich der Formfaktor um 20 % bewirkt dies durchschnittlich eine Erhöhung der effektiven Wärmeleitfähigkeit um 18 %.



(a)



(b) JSC-1A

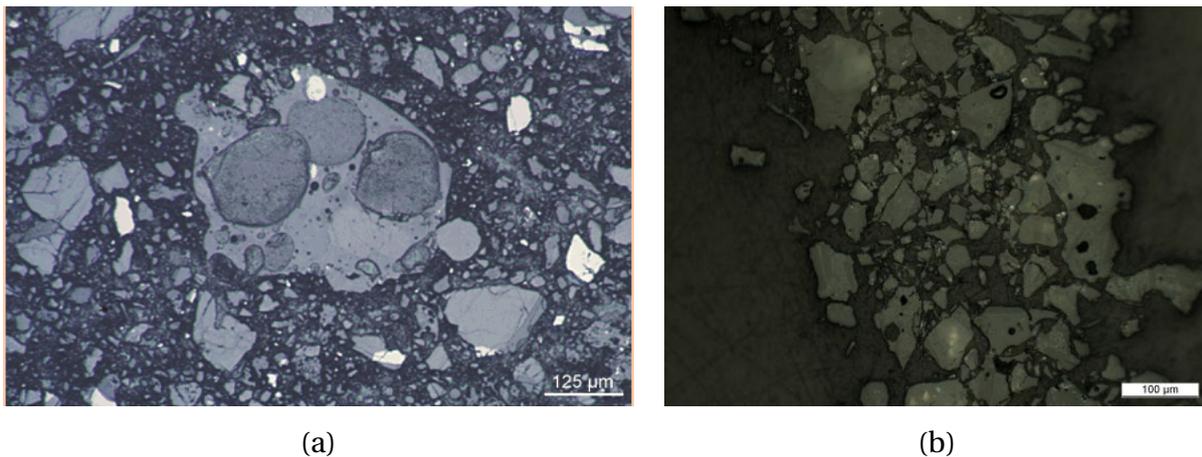
 $F_{ell} = 0,60$ (c) Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> $F_{ell} = 0,70$ (d) SiO<sub>2</sub> $F_{ell} = 0,75$ 

(e) SAZ

 $F_{ell} = 1$ 

**Abbildung 8.8:** Sensitivitätsanalyse des modellintegrierten Formfaktors  $F_{ell}$  (a), Schliffbilder der untersuchten Proben (b) bis (e)

In den Details (b) bis (e) in Abbildung 8.8 sind Mikroskopaufnahmen der untersuchten Proben dargestellt. Aufgrund der kantigen, gebrochenen Struktur von JSC-1A ist die Ausbildung von zusätzlichen Flächen nahe den Kontaktpunkten der Partikel mit geringer Spaltweite stärker als bei den anderen Proben. Daraus ergibt sich mit 0,6 ein vergleichsweise geringer Formfaktor, der in der Modellvorstellung zu einer stärkeren Ellipsenform der in die Einheit zelle integrierten Partikel führt. Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> weist trotz der rundlicheren Form gegenüber SiO<sub>2</sub> einen niedrigeren Formfaktor von 0,7 auf. Wie in Abbildung 8.8 (c) und (d) zu erkennen ist, liegt dies mit hoher Wahrscheinlichkeit an der erkennbaren Oberflächenrauigkeit von Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, wodurch wiederum niedrigere Spaltweiten entstehen. Dagegen besitzt SiO<sub>2</sub> sehr glatte Oberflächen und somit einen geringfügig höheren Formfaktor von 0,75. Bild (e) zeigt die kugelförmigen SAZ-Partikel. Wie in Kapitel 8.2 beschrieben, liefert ein Formfaktor von 1 für sphärische Partikel sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.



**Abbildung 8.9:** Vergleich der Form von lunarem Regolith (Lunar soil 70009 Apollo 17) [138] (a) und Simulat JSC-1A (b) anhand von Mikroskopaufnahmen

Da es nicht möglich ist, den Formfaktor für Regolith des Mondes oder anderer Planeten wie Mars oder sogar Asteroiden und Kometen experimentell zu bestimmen, ist die Aufnahme von Pulverproben erforderlich. Mithilfe dieser kann optisch eine Einschätzung der Form der Partikel getroffen und mit experimentellen Daten terrestrischer Pulver verglichen werden. Das Mondstaubsimulat JSC-1A ist dem Regolith von Maria Regionen des Mondes nachgebildet. Dabei wurde die Aufmerksamkeit auf chemische Zusammensetzung und Korngrößenverteilung gelegt. Abbildung 8.9 (a) zeigt ein Schlibfbild der Probe Lunar soil 70009 der Apollo 17 Mission. Auf Bild (b) ist zum Vergleich ein Schlibfbild von JSC-1A dargestellt. Bei näherer Betrachtung fällt auf, dass die Form der Partikel des Simulats optisch gut mit der realen Form des lunaren Regoliths übereinstimmt. Somit kann mit guter Näherung auch für lunaren Regolith ein Wert von  $F_{\text{ell}} = 0,60$  angenommen werden, um die effektive Wärmeleitfähigkeit über Druck und Temperatur zu bestimmen. Wie in der Sensitivitätsanalyse beschrieben, kann bei einer möglichen Abweichung von  $\pm 20\%$  des Formfaktors die effektive Wärmeleitfähigkeit mit einer Sicherheit von ca.  $\pm 15\%$  im Fall von JSC-1A bestimmt werden. Da die chemische Zusammensetzung dem von lunarem Gestein entspricht, können Festkörperkontaktleitung und Strahlung mit den genannten physikalischen Eigenschaften von JSC-1A angenähert werden.

Insgesamt sollten sich Auslegung von thermischen Systemen mit Regolith an den in der vorliegenden Arbeit ermittelten Fehlergrößen orientieren und entsprechende Sicherheitsmargen berücksichtigen.



## 9 Zusammenfassung und Ausblick

Die Kenntnis der effektiven Wärmeleitfähigkeit poröser Medien ist sowohl für lunare In-Situ-Anwendungen und planetare thermische Analysen als auch für terrestrische Anwendungen wie Wärmedämmstoffen, thermische Speicher oder Kugelbettreaktoren essentiell. Um die Wärmeleitfähigkeiten zu bestimmen, wurde ein Modell unter Berücksichtigung der Wärmeübertragungsmechanismen durch Strahlung, über die Festkörperkontakte, über das Gas und durch die Kopplung von Festkörper und Gas entwickelt. Letztere findet im Gasspalt nahe den Berührungspunkten der Partikel statt. Da im Detail ein Modell zur Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit von lunarem Regolith bei Ausgasung von implantierten oder adsorbierten Molekülen gefordert war, ist die Beschreibung all dieser Mechanismen nötig, um die Variation sowohl des Gasdrucks als auch der Temperatur zu berücksichtigen.

Basierend auf einer detaillierten Literaturrecherche wurden einzig die Modelle genauer untersucht, die alle benötigten Übertragungsmechanismen abbilden. Um die Modelle zu validieren, wurde die effektive Wärmeleitfähigkeit verschiedener Pulverproben mithilfe eines eigens konstruierten Einplatten-Messapparats bestimmt. Ein Vergleich mit den aus der Literatur bekannten Modellen zeigte, dass diese im Allgemeinen in zwei Gruppen eingeteilt werden können: Modelle für Wärmedämmstoffe (hohe Porosität, niedrige bis mittlere Korngröße) und für Schüttungen (niedrige bis mittlere Porosität, große Partikeldurchmesser). Die untersuchten Pulver zeichnen sich durch niedrige Korngröße und mittlere Porosität aus und stellen somit einen Zwischenbereich dieser beiden Gruppen dar. Daher liefern Wärmedämmstoffmodelle aufgrund der Berücksichtigung von Streueffekten im Vakuum sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Aufgrund der hohen Porosität von Wärmedämmstoffen vernachlässigt diese Art von Modellen die Festkörper-Gas-Kopplung, die bei Schüttungsmodellen berücksichtigt wird. Diese vernachlässigen jedoch wiederum Streueffekte der Strahlung.

Um diese Aspekte für Pulverschüttungen zu vereinen, wurde ein neues Modell, basierend auf vier parallelen Wärmewiderständen, entwickelt. Dabei

wurden die Anteile des Festkörperkontakts über die Berechnung der Kontaktfläche mithilfe der HERTZSCHEN Pressung und der Gasleitung über die kinetische Gastheorie nach KENNARD ermittelt. Für den radiativen Wärmetransport wurden zwei Ansätze verglichen: unter Berücksichtigung von Absorption und Streuung das Modell von CAPS ET AL. mit Berechnung des effektiven Extinktionsquerschnitts nach der MIE-Theorie und unter der Berücksichtigung reiner Absorption das Modell von KASPAREK und VORTMEYER.

Ein entscheidendes Ergebnis, das aus einem Vergleich berechneter und experimentell ermittelter Extinktionskoeffizienten hervorgeht, ist die Anwendbarkeit der Strahlungsmodelle in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers. Während das Modell von CAPS ET AL. über einen Korngrößenbereich von 50  $\mu\text{m}$  bis 1900  $\mu\text{m}$  gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten effektiven Extinktionskoeffizienten zeigt, führt das Modell von KASPAREK und VORTMEYER erst ab ca. 700  $\mu\text{m}$  zu guten Ergebnissen. Daraus lässt sich schließen, dass bei kleineren Durchmessern eine Vernachlässigung anisotroper Streuung nur begrenzt zulässig ist.

Zur Beschreibung der Kopplung von Festkörper- und Gasleitung nahe den Kontaktstellen der Partikel wurde eine zylindrische Einheitszelle ähnlich SWIMM ET AL. modelliert. Ohne den empirischen Parameter ( $F_{\text{ell}} = 1$ ) bringen die Ergebnisse für kugelförmige Schüttungen (SAZ) sehr gute Übereinstimmung über einen Druckbereich von 0,1 Pa bis  $10^5$  Pa. Pulverschüttungen mit unregelmäßig geformten Partikeln zeigen jedoch bei Annahme sphärischer Form eine Unterbestimmung bei höheren Gasdrücken und Temperaturen. Dies ist auf eine Unterbestimmung der Festkörper-Gas-Kopplung zurückzuführen. Mithilfe eines empirischen Parameters wurde die vergrößerte Übertragungsfläche in der Einheitszelle simuliert. Dadurch ergaben sich Werte für den Formfaktor  $F_{\text{ell}}$  von 0,60 bis 0,75. Da JSC-1A eine ähnliche Partikelform wie lunarer Regolith aufweist, wird für diesen ein Wert von 0,60 vorgeschlagen. Mit weiteren bekannten physikalischen Eigenschaften des Regoliths ist somit eine hinreichend genaue Beschreibung der effektiven Wärmeleitfähigkeit über Gasdruck und Temperatur möglich.

Das entwickelte Modell eignet sich erstmals für den gesamten Bereich der Porosität und somit für Wärmedämmstoffe, Pulver sowie Schüttungen. Da der Wärmetransport durch Festkörper-Gas-Kopplung indirekt proportional zur Porosität ist, wird der Anteil bei Wärmedämmstoffen vernachlässigbar klein und reduziert sich somit auf ein Standardmodell für Wärmedämmstoff-

---

fe. Somit wird die Lücke zwischen Wärmedämm- und Schüttungsmodellen geschlossen.

Das entwickelte Modell basiert jedoch auf der Annahme, dass alle Wärmetransportprozesse voneinander unabhängige Wärmeleitvorgänge sind und unabhängig voneinander berechnet werden dürfen. Somit wird die Kopplung der Strahlungs- und Leitungsmechanismen vernachlässigt. Da diese bei höheren Temperaturen vor allem im Vakuum an Bedeutung gewinnt, sollte in einem nächsten Schritt diese Kopplung in das Modell integriert werden, um den Effekt in Pulverschüttungen quantifizieren zu können. Mit diesem Modell könnte zusätzlich der Einfluss der Partikelform auf die Strahlungs-/Leitungs-Kopplung detailliert untersucht werden.

Zukünftige Untersuchungen sollten die Eliminierung des empirischen Formfaktors beinhalten. Beispielsweise könnten Auswertelgorithmen entwickelt werden, um die Form und Oberflächenbeschaffenheit jeglicher Partikel aus Mikroskopaufnahmen zu quantifizieren und in das Modell zu integrieren. Dieses Verfahren wäre vor allem für die Erforschung extraterrestrischer Planeten oder NEOs<sup>1</sup> mittels zur Erde zurückgebrachter Proben von großer Bedeutung, da es keinerlei detaillierte Daten über das thermische Verhalten des dort vorhandenen Regoliths gibt.

---

<sup>1</sup> engl.: NEO - Near Earth Object



# Anhang



# A MIE-Theorie - Bestimmung des effektiven Extinktionskoeffizienten

Wie in Abschnitt 7.1.1 beschrieben, ist der effektive Extinktionskoeffizient  $E^*$  unter Berücksichtigung anisotroper Streuung nach REISS [114] definiert als

$$E^* = E(1 - \Omega\bar{\mu}). \quad (\text{A.1})$$

Dabei bezeichnen  $\Omega$  die Albedo und  $\bar{\mu}$  den Asymmetriefaktor der Streuung. Die Albedo ist der Anteil der Streuung an der Extinktion

$$\Omega = \frac{Q_{\text{str}}}{Q_{\text{ext}}}. \quad (\text{A.2})$$

Die Wirkungsgrade der Streuung  $Q_{\text{str}}$  und der Extinktion  $Q_{\text{ext}}$  berechnen sich mit

$$Q_i = \frac{C_i}{\pi d^2}. \quad (\text{A.3})$$

Dabei ist  $C_i$  der jeweilige effektive Wirkungsquerschnitt. Neben dem Asymmetriefaktor sind die entscheidenden Parameter zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte und somit des effektiven Extinktionskoeffizienten die Streukoeffizienten  $a_n$  und  $b_n$  [12]:

$$a_n = \frac{[D_n(m'x)/m' + m''/x] \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{[D_n(m'x)/m' + m''/x] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \quad (\text{A.4})$$

und

$$b_n = \frac{[m'D_n(m'x) + m''/x] \psi_n(x) - \psi_{n-1}(x)}{[m'D_n(m'x) + m''/x] \xi_n(x) - \xi_{n-1}(x)} \quad (\text{A.5})$$

mit

$$D_{n-1} = \frac{m''}{m'x} - \frac{1}{D_n + m''/(m'x)}. \quad (\text{A.6})$$

Mithilfe der Streukoeffizienten ergibt sich für den Streu- und den Extinktionsquerschnitt

$$C_{str} = \frac{2\pi r^2}{x_{rad}^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re} \{ |a_n|^2 + |b_n|^2 \} \quad (\text{A.7})$$

und

$$C_{ext} = \frac{2\pi r^2}{x_{rad}^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re} \{ a_n + b_n \}. \quad (\text{A.8})$$

# Verzeichnis betreuter Studienarbeiten

Im Rahmen dieser Dissertation wurden am Lehrstuhl für Thermodynamik an der Technischen Universität München folgende Studienarbeiten in den Jahren 2011 bis 2012 vom Autor betreut. Diese Arbeiten wurden unter wesentlicher wissenschaftlicher, fachlicher und inhaltlicher Anleitung des Autors angefertigt. In Teilen können Ergebnisse dieser Arbeiten in das vorliegende Dokument eingeflossen sein. Der Autor dankt an dieser Stelle nochmals ausdrücklich allen betreuten Studenten für ihr Engagement.

Student	Titel der Arbeit
Hans Winbauer	Versuchsstand zur experimentellen Untersuchung der Wärmeleitfähigkeit disperser Schüttungen - Aufbau und Versuchsdurchführung, 2011
Maximilian Möckl	Konstruktion eines Einplattenmessgerätes zur Wärmeleitfähigkeitsmessung poröser Schüttungen unter Feinvakuumbedingungen, 2011
Maximilian Möckl	Entwicklung, Konstruktion und Funktionstests eines Versuchsstandes zur Überprüfung des Stempelheizer-Konzepts für Gasextraktion aus lunarem Regolith, 2012
Benjamin Weinreiter	Experimentelle Ermittlung der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit des Mondstaubsimulats JSC-1A unter atmosphärischen Bedingungen und im Vakuum, 2012
Richard Kern	Modelle für die Wärmeleitfähigkeit in Festbetten, 2012



# Literaturverzeichnis

- [1] ALBERS, M. A.: *A Round Robin Interlaboratory Comparison of Thermal Conductivity Testing Using the Guarded Hot Plate up to 1000 °C*. *Insulation Materials: Testing and Applications*, 4:116–130, 2002.
- [2] ANTWERPEN, W. VAN, C.G DU TOIT und P.G ROUSSEAU: *A Review of Correlations to Model the Packing Structure and Effective Thermal Conductivity in Packed Beds of Mono-Sized Spherical Particles*. *Nuclear Engineering and Design*, 240:1803–1818, 2010.
- [3] ANTWERPEN, W. VAN, P.G ROUSSEAU und C.G DU TOIT: *Multi-Sphere Unit Cell Model to Calculate the Effective Thermal Conductivity in Packed Pebble Beds of Mono-Sized Spheres*. *Nuclear Engineering and Design*, 247:183–201, 2012.
- [4] ARGO, W. B. und J. M. SMITH: *Heat Transfer in Packed Beds*. *Chemical Engineering Progress*, 49(8):443–451, 1953.
- [5] BAHRAMI, M., M. YOVANOVICH und J. R. CULHAM: *Thermal Joint Resistances of Conforming Rough Surfaces with Gas-Filled Gaps*. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 18:318–325, 2004.
- [6] BAHRAMI, M., M. YOVANOVICH und J. R. CULHAM: *Thermal Joint Resistances of Nonconforming Rough Surfaces with Gas-Filled Gaps*. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 18:326–332, 2004.
- [7] BAHRAMI, M., M. YOVANOVICH und J. R. CULHAM: *Effective Thermal Conductivity of Rough Spherical Packed Beds*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49:3691–3701, 2006.
- [8] BATCHELOR, G. K. und R. W. O'BRIEN: *Thermal or Electrical Conduction Through a Granular Material*. *Proceedings of the Royal Society of London*, 355:313–333, 1977.

- [9] BAUER, R. und E. U. SCHLÜNDER: *Effective Radial Thermal Conductivity of Packings in Gas Flow. Part I. Convective Transport Coefficient*. International Chemical Engineering, 18:181–188, 1978.
- [10] BAUER, R. und E. U. SCHLÜNDER: *Effective Radial Thermal Conductivity of Packings in Gas Flow. Part II. Thermal Conductivity of the Packing Fraction Without Gas Flow*. International Chemical Engineering, 18:189–204, 1978.
- [11] BERNETT, E. C., H. L. WOOD, L. D. JAFFE und H. E. MARTENS: *Thermal Properties of a Simulated Lunar Material in Air and in Vacuum*. American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal, 1(6):1402–1407, 1963.
- [12] BOHREN, C. F. und D. R. HUFFMAN: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley, New York, 1983.
- [13] BRUGGEMAN, D. A. G.: *Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen*. Annalen der Physik, 24:636–664, 1935.
- [14] BURGER, H. C.: *Das Leitvermögen verdünnter mischkristall-freier Legierungen*. Physikalische Zeitschrift, 20:73–78, 1919.
- [15] CAPS, R., J. FRICKE und H. REISS: *Radiative Heat Transfer in Anisotropically Scattering Fiber Insulations*. High Temperatures - High Pressures, 17:267–274, 1985.
- [16] CARRIER III, W. D.: *Lunar Soil Grain Size Distribution*. The Moon, 6:250–263, 1973.
- [17] CARSLAW, H. S. und J. C. JAEGER: *Conduction of Heat in Solids*. Clarendon Press, Oxford, 2. Auflage, 1959.
- [18] CHEN, Y. und M. SHI: *Study on Effective Thermal Conductivity for Porous Media Using Fractal Techniques*. Heat Transfer - Asian Research, 29:491–497, 2000.
- [19] CHIEW, Y. C. und E. D. GLANDT: *Simultaneous Conduction and Radiation in Porous and Composite Materials - Effective Thermal Conductivity*. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, 22:276–282, 1983.

- [20] CLARK, R. N.: *Detection of Adsorbed Water and Hydroxyl on the Moon*. Science, 326(5952):562–564, 2009.
- [21] COLAPRETE, A., P. SCHULTZ, J. HELDMANN, D. WOODEN, M. SHIRLEY, K. ENNICO, B. HERMALYN, W. MARSHALL, A. RICCO, R. C. ELPHIC, D. GOLDSTEIN, D. SUMMY, G. D. BART, E. ASPHAUG, D. KORYCANSKY, D. LANDIS und L. SOLLITT: *Detection of Water in the LCROSS Ejecta Plume*. Science, 330(6003):463–468, 2010.
- [22] CREMERS, C. J.: *Thermal Conductivity of Apollo 14 Fines*. Proceedings of the Lunar Science Conference, 3:2611–2617, 1972.
- [23] CREMERS, C. J.: *Thermal Conductivity of Apollo 14 Fines*. Proceedings of the Lunar Science Conference, 3(3):2611–2617, 1972.
- [24] CREMERS, C. J.: *Thermophysical Properties of Apollo 12 Fines*. Icarus, 18:294–303, 1973.
- [25] CREMERS, C. J., R. C. BIRKEBAK und J. P. DAWSON: *Thermal Conductivity of Fines from Apollo 11*. Proceedings of the Apollo Lunar Science Conference, 3:2045–2050, 1970.
- [26] CREMERS, C. J. und H. S. HSIA: *Thermal Conductivity and Diffusivity of Apollo 15 Fines at Low Density*. Proceedings of the Lunar Science Conference, 4:2459–2464, 1973.
- [27] CREMERS, C. J. und H. S. HSIA: *Thermal Conductivity of Apollo 16 Lunar Fines*. Proceedings of the Lunar Science Conference, 5:2703–2708, 1974.
- [28] DAMKÖHLER, G.: *Der Chemie-Ingenieur - Band III*. Akad. Verlagsgesellschaft m.b.H., Leipzig, 1937.
- [29] DEISSLER, R. G. und J. S. BOEGLI: *An Investigation of Effective Thermal Conductivity of Powders in Various Gases*. Journal of Heat Transfer, 80:1417–1425, 1958.
- [30] DEISSLER, R. G. und C. S. EIAN: *Investigation of Effective Thermal Conductivities of Powders*. National Advisory Committee for Aeronautics Research Memorandum, 1952.
- [31] DOMBROVSKY, L. A. und DOMINIQUE BAILLIS: *Thermal radiation in disperse systems: An engineering approach*. Begell House, Redding and PA, 2010.

- [32] DOULE, O., E. DETSIS und A. EBRAHIMI: *A Lunar Base with Astronomical Observatory*. Proceedings of the International Conference on Environmental Systems, 41, 2011.
- [33] DOYLE, W. T.: *The Clausius-Mossotti Problem for Cubic Arrays of Spheres*. Journal of Applied Physics, 49:795–797, 1978.
- [34] FEDINA, I., E. LITOVSKY, M. SHAPIRO und A. SHAVIT: *Thermal Conductivity of Packed Beds of Refractory Particles: Experimental Results*. Journal of American Ceramic Society, 80:2100–2108, 1997.
- [35] FEGLEY JR., B. und T. D. SWINDLE: *Lunar Volatiles: Implications for Lunar Resource Utilization*. Resources of Near-Earth Space, Seiten 367–426, 1993.
- [36] FELDMAN, W. C., J. R. ASBRIDGE, S. J. BAME und J. T. GOSLING: *Plasma and Magnetic Fields from the Sun*. Colorado Association University Press, Seiten 351–381, 1977.
- [37] FENG, Y., B. YU, M. ZOU und D. ZHANG: *A Generalized Model for the Effective Thermal Conductivity of Porous Media Based on Self-Similarity*. Journal of Physics D: Applied Physics, 37:3030–3040, 2004.
- [38] FOUNTAIN, J. A. und E. A. WEST: *Thermal Conductivity of Particulate Basalt as a Function of Density in Simulated Lunar and Martian Environments*. Journal of Geophysical Research, 75:4063–4069, 1970.
- [39] FRICKE, J.: *Physical Aspects of Heat Transfer and the Development of Thermal Insulations*. High Performance Thermal Insulations - Vacuum Insulated Products, Seiten 13–22, 2001.
- [40] GIBSON, E. und S. M. JOHNSON: *Thermal Analysis-Inorganic Gas Release Studies of Lunar Samples*. Proceedings of the Lunar Science Conference, 2:1351, 1971.
- [41] GLASSTONE, S.: *Sourcebook on the Space Sciences*. Van Nostrand, Princeton, 1965.
- [42] GODBEE, H. W. und W. T. ZIEGLER: *Thermal Conductivities of MgO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, and ZrO<sub>2</sub> Powders to 850°C. II. Theoretical*. Journal of Applied Physics, 37(1):56–65, 1966.

- [43] GUNDLACH, B. und J. BLUM: *Outgassing of Icy Bodies in the Solar System - II: Heat Transport in Dry, Porous Surface Dust Layers*. *Icarus*, 219:618–629, 2012.
- [44] GUSAROV, A. und E. KOVALEV: *Model of Thermal Conductivity in Powder Beds*. *Physical Review B*, 80:1–15, 2009.
- [45] GUSAROV, A. V. und J.-P KRUTH: *Modelling of Radiation Transfer in Metallic Powders at Laser Treatment*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48:3423–3434, 2005.
- [46] HAHNE, E., Y. W. SONG und U. GROSS: *Measurements of Thermal Conductivity in Porous Media*. *Convective Heat and Mass Transfer in Porous Media*, 196:849–865, 1991.
- [47] HAMILTON, R. L. und O. K. CROSSER: *Thermal Conductivity of Heterogeneous Two-Component Systems*. *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, 1:187–191, 1962.
- [48] HEIKEN, G., D. VANIMAN und B. M. FRENCH: *Lunar sourcebook - A user's guide to the moon*. Cambridge University Press, 1991.
- [49] HEIKEN, G. H., D. S. MCKAY und R. M. FRULAND: *Apollo 16 Soils: Grain Size Analysis and Petrography*. *Proceedings of the Lunar Science Conference*, 4:251–265, 1973.
- [50] HERTZ, H.: *Über die Berührung fester elastischer Körper*. *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 92:156–171, 1881.
- [51] HODGES, R. R.: *Formation of the Lunar Atmosphere*. 14:139–157, 1975.
- [52] HOLM, R.: *Electric contacts: Theory and applications*. Springer, Berlin and New York, 4. Auflage, 1961.
- [53] HSU, C. T., P. CHENG und K. W. WONG: *Modified Zehner-Schlünder Models for Stagnant Thermal Conductivity of Porous Media*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37:2751–2759, 1994.
- [54] HSU, C. T., P. CHENG und K. W. WONG: *A Lumped-Parameter Model for Stagnant Thermal Conductivity of Spatially Periodic Porous Media*. *Journal of Heat Transfer*, 117:264–269, 1995.

- [55] HUST, J. G. und D. R. SMITH: *Round-Robin Measurements of the Apparent Thermal Conductivity of Two Refractory Insulation Materials, Using High Temperature Guarded-Hot-Plate Apparatus*. National Bureau of Standards, Boulder, CO (USA). Chemical Engineering Science Division, NBSIR-88/3087, 2008.
- [56] IMURA, S. und E. TAKEGOSHI: *Effect of Gas Pressure on the Effective Thermal Conductivity of Packed Beds*. Heat Transfer Japanese Research, 3:13–26, 1974.
- [57] JAGUARIBE, E. F. und D. E. BEASLEY: *Modelling of the Effective Thermal Conductivity and Diffusivity of a Packed Bed With Stagnant Fluid*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 27:399–407, 1984.
- [58] JEFFERSON, T. B., O. W. WITZELL und W. L. SIBBITT: *Thermal Conductivity of Graphite—Silicone Oil and Graphite-Water Suspensions*. Industrial and Engineering Chemistry, 50:1589–1592, 1958.
- [59] KAGANER, M. G.: *Thermal Insulation in Kryogenic Engineering*. Israel Program for Scientific Translations, 1969.
- [60] KALASHNIKOVA, O. V. und I. N. SOKOLIK: *Modeling the Radiative Properties of Nonspherical Soil-Derived Mineral Aerosols*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 87:137–166, 2004.
- [61] KASPAREK, G.: *Wärmestrahlung in Schüttungen - Experiment und Theorie*. Dissertation, Technische Universität München, 1975.
- [62] KASPAREK, G. und D. VORTMEYER: *Wärmestrahlung in Schüttungen aus Kugeln mit vernachlässigbarem Wärmeleitwiderstand*. Wärme- und Stoffübertragung, 9:117–128, 1976.
- [63] KENNARD, E. H.: *Kinetic Theory of Gases*. McGraw-Hill, New York, 1938.
- [64] KITAMARU, R., L. PILON und M. JONASZ: *Optical Constants of Silica Glass From Extreme Ultraviolet to Far Infrared at Near Room Temperature*. Optical Society of America, 46(33):8118–8133, 2007.
- [65] KOU, J., F. WU, H. LU, Y. XU und F. SONG: *The Effective Thermal Conductivity of Porous Media Based on Statistical Self-Similarity*. Physics Letters A, 374(1):62–65, 2009.

- [66] KRUPICZKA, R.: *Analysis of Thermal Conductivity in Granular Materials*. International Chemical Engineering, 7:122–144, 1967.
- [67] KUCHLING, HORST: *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig im Carl-Hanser-Verlag, München, 20. Auflage, 2011.
- [68] KUNII, D. und J. M. SMITH: *Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks*. A. I. Ch. E. Journal, 6:71–78, 1960.
- [69] LANGEVIN, Y.: *Evolution of an Asteroidal Regolith: Granulometry, Mixing and Maturity*. Workshop on Lunar Breccias and Soils and their Meteoritic Analogs (G. J. Taylor and L. L. Wilkening, eds.), Seiten 87–93, 1982.
- [70] LANGEVIN, Y. und J. R. ARNOLD: *The Evolution of the Lunar Regolith*. Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 5:449–489, 1977.
- [71] LANGSETH, M. G., S. P. CLARK, J. L. CHUTE, S. J. KEIHM und A. E. WECHSLER: *The Apollo 15 Lunar Heat Flow Measurement*. Lunar Geophysics, 1971.
- [72] LANGSETH, M. G. und S. J. KEIHM: *In-Situ Measurements of Lunar Heat Flow*. Soviet-American Conference on Geochemistry of the Moon and Planets, Seiten 283–293, 1977.
- [73] LANGSETH, M. G., S. J. KEIHM und J. L. CHUTE: *Heat-Flow Experiment*. Apollo 17 Preliminary Science Report NASA SP-330, Seiten 9–1 – 9–24, 1973.
- [74] LAUBITZ, M. J.: *Thermal Conductivity of Powders*. Canadian Journal of Physics, 37:798–808, 1959.
- [75] LITOVSKY, E., M. SHAPIRO und A. SHAVIT: *Gas Pressure and Temperature Dependences of Thermal Conductivity of Porous Ceramic Materials: Part 2, Refractories and Ceramics with Porosity Exceeding 30%*. Journal of American Ceramic Society, 79(5):1366–1379, 1996.
- [76] LOEB, A. L.: *Thermal Conductivity: VIII, A Theory of Thermal Conductivity of Porous Materials*. Journal of The American Ceramic Society, 37:96–99, 1954.
- [77] LUIKOV, A. V., A. G. SHASHKOV, L. L. VASILIEV und Y. E. FRAIMAN: *Thermal Conductivity of Porous Systems*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 11:117–140, 1968.

- [78] MA, Y., B. YU, D. ZHANG und M. ZOU: *A Self-Similarity Model for Effective Thermal Conductivity of Porous Media*. Journal of Physics D: Applied Physics, 36:2157–2164, 2003.
- [79] MAETZLER, C.: *MATLAB Functions for Mie Scattering and Absorption*. Research Report No. 2002-08, 2002.
- [80] MASAMUNE, S. und J. M. SMITH: *Thermal Conductivity of Beds of Spherical Particles*. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, 2:136–143, 1963.
- [81] MAXWELL, J. C.: *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Clarendon Press, Oxford, 1873.
- [82] MAXWELL GARNETT, J. C.: *Colours in Metal Glasses and in Metallic Films*. Philosophical Transactions of the Royal Society A, 203:385–420, 1904.
- [83] MCCLANAHAN, T. P., I. G. MITROFANOV, W. V. BOYNTON, G. CHIN, G. DROEGE, L. G. EVANS, J. GARVIN, K. HARSHMAN, M. L. LITVAK, A. MALAKHOV, T. LIVENGOOD, G. M. MILIKH, G. NANDIKOTKUR, G. NEUMANN, D. SMITH, R. SAGDEEV, A. G. SANIN, R. D. STARR, J. I. TROMBKA und M. T. ZUBER: *Correlated Observations of Epithermal Neutrons and Polar Illumination Models from Orbital Neutron Detectors*. Lunar and Planetary Science Conference, 41, 2010.
- [84] MCKAY, D. S., R. M. FRULAND und G. H. HEIKEN: *Grain Size and the Evolution of Lunar Soils*. Proceedings of the Lunar Science Conference, 5:887–906, 1974.
- [85] MCKAY, D. S., G. H. HEIKEN, R. M. TAYLOR, U. S. CLANTON, D. A. MORRISON und G. H. LADLE: *Apollo 14 Soils: Size Distribution and Particle Types*. Proceedings of the Lunar Science Conference, 3:983–995, 1972.
- [86] MCKENZIE, D. R., R. C. MCPHEDRAN und G. H. DERRICK: *The Conductivity of Lattices of Spheres II- The Body Centred and Face Centred Cubic Lattices*. Proceedings of the Royal Society of London, 362:211–232, 1978.
- [87] MCPHEDRAN, R. C. und D. R. MCKENZIE: *The Conductivity of Lattices of Spheres I. The Simple Cubic Lattice*. Proceedings of the Royal Society of London, 359:45–63, 1978.

- [88] MEREDITH, R. E. und C. W. TOBIAS: *Resistance to Potential Flow Through a Cubical Array of Spheres*. Journal of Applied Physics, 31:1270–1273, 1960.
- [89] MEREDITH, R. E. und C. W. TOBIAS: *Conductivities in Emulsions*. Journal of the Electrochemical Society, 108:286–290, 1961.
- [90] MINERALS GPS: *Transmission Spectra of Quartz*, 2013.
- [91] MITROFANOV, I. G., A. B. SANIN, W. V. BOYNTON, G. CHIN, J. B. GARVIN, D. GOLOVIN, L. G. EVANS, K. HARSHMAN, A. S. KOZYREV, M. L. LITVAK, A. MALAKHOV, E. MAZARICO, T. MCCLANAHAN, G. MILIKH, M. MOKROUSOV, G. NANDIKOTKUR, G. A. NEUMANN, I. NUZHIDIN, R. SAGDEEV, V. SHEVCHENKO, V. SHVETSOV, D. E. SMITH, R. STARR, V. I. TRETYAKOV, J. TROMBKA, D. USIKOV, A. VARENIKOV, A. VOSTRUKHIN und M. T. ZUBER: *Hydrogen Mapping of the Lunar South Pole Using the LRO Neutron Detector Experiment LEND*. Science, 330(6003):483–486, 2010.
- [92] MUGNAI, A. und W. J. WISCOMBE: *Scattering from Nonspherical Chebyshev Particles. Cross Sections, Single-Scattering Albedos, Asymmetry Factor, and Backscattered Fraction*. Applied Optics, 25:1235–1244, 1986.
- [93] N. N.: *DIN 52 616 - Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit mit dem Wärmestrommessplatten-Gerät*. Deutsche Normen. Beuth Verlag, Berlin, 1977.
- [94] NIELSEN, L. E.: *The Thermal and Electrical Conductivity of Two-Phase Systems*. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, 13:17–20, 1974.
- [95] NIST: *Property Data Summaries*, 2013.
- [96] NOTSU, R., H. NAGANO und H. OGAWA: *A Proposal of Lunar Long-Duration Method by Using High Heat Storage Capability of Regolith*. Proceedings of the International Conference of Environmental Systems, 43, 2013.
- [97] NOZAD, I., R. G. CARBONELL und S. WHITAKER: *Heat Conduction in Multiphase Systems - I. Theory and Experiment for Two-Phase Systems*. Chemical Engineering Science, 40:843–855, 1985.

- [98] NUSSELT, W.: *Die Übertragung der Wärme bei Bone-Schnabels flammenloser Verbrennung*. Z. d. Bayer. Rev.-Veireins, 17:125–127, 1913.
- [99] OGNIIEWICZ Y. und M. YOVANOVICH: *Effective Conductivity of Regularly Packed Spheres: Basic Cell Model with Constriction*. AIAA Aerospace Meeting, 15:209–228, 1977.
- [100] OKAZAKI, M., I. ITO und R. TOEI: *Effective Thermal Conductivities of Wet Granular Materials*. A. I. Ch. E. Journal Symposium Series, 73:164–176, 1977.
- [101] OKAZAKI, M., T. YAMASAKI, S. GOTOH und R. TOEI: *Effective Thermal Conductivity for Granular Beds of Various Binary Mixtures*. Journal of Chemical Engineering of Japan, 14:183–189, 1981.
- [102] OMEGA: *Emissivity of Common Materials*, 2013.
- [103] ORBITEC: *Characterization Summary of JSC-1A Bulk Lunar Mare Regolith Simulant*. Datenblatt JSC-1A, 2007.
- [104] PEEPLES, W. J., W. R. SILL, T. W. MAY, S. H. WARD, R. J. PHILLIPS, R. L. JORDAN, E. A. ABBOTT und T. J. KILLPACK: *Orbital Radar Evidence for Lunar Subsurface Layering in Maria Serenitatis and Crisium*. Journal of Geophysical Research, 83:3459–4468, 1978.
- [105] PIETERS, C. M., J. N. GOSWAMI, R. N. CLARK, M. ANNADURAI, J. BOARDMAN, B. BURATTI, J.-P. COMBE, M. D. DYAR, R. GREEN, J. W. HEAD, C. HIBBITTS, M. HICKS, P. ISAACSON, R. KLIMA, G. KRAMER, S. KUMAR, E. LIVO, S. LUNDEEN, E. MALARET, T. MCCORD, J. MUSTARD, J. NETTLES, N. PETRO, C. RUNYON, M. STAID, J. SUNSHINE, L. A. TAYLOR, S. TOMPKINS und P. VARANASI: *Character and Spatial Distribution of OH/H<sub>2</sub>O on the Surface of the Moon Seen by M3 on Chandrayaan-1*. Science, 326(5952):568–572, 2009.
- [106] PIQUEUX, S. und P. R. CHRISTENSEN: *A Model of Thermal Conductivity for Planetary Soils 1. Theory for Unconsolidated Soils*. Journal of Geophysical Research, 114, 2009.
- [107] POLLACK, J. B. und J. N. CUZZI: *Scattering by Nonspherical Particles of Size Comparable with Wavelength: a New Semi-Empirical Theory and its Application to Tropospheric Aerosols*. Journal of Atmospheric Science, 37:368–381, 1980.

- [108] POLLACK, J. B., O. B. TOON und B. N. KHARE: *Optical Properties of Some Terrestrial Rocks and Glasses*. Icarus, 19:372–380, 1973.
- [109] POWELL, R. W., C. Y. HO und P. E. LILEY: *Thermal Conductivity of Selected Materials*. Report Under Contract of Thermophysical Properties Research Center; Purdue University, 1966.
- [110] PRESLEY, M. A. und P. R. CHRISTENSEN: *Thermal Conductivity Measurements of Particulate Materials - 1. A Review*. Journal of Geophysical Research, 102:6535–6549, 1997.
- [111] RAYLEIGH, L.: *On the Influence of Obstacles Arranged in Rectangular Order Upon the Properties of a Medium*. Philosophical Magazine, 34:481–502, 1892.
- [112] REICHENAUER, G., U. HEINEMANN und H. P. EBERT: *Relationship Between Pore Size and the Gas Pressure Dependence of the Gaseous Thermal Conductivity*. Colloids and surfaces, 300:204–210, 2007.
- [113] REISS, H.: *Strahlungstransport in dispersen nicht-transparenten Medien*. Doktorarbeit, Universität Würzburg, 1985.
- [114] REISS, H.: *Radiative Transfer in Nontransparent, Dispersed Media*. Springer-Verlag, Berlin and New York, 1988.
- [115] RICHTER, S. W.: *Experimental Determination of In Situ Utilization of Lunar Regolith for Thermal Energy Storage*. NASA Contractor Report, 191050, 1992.
- [116] ROSSELAND, S.: *Astrophysik auf atomtheoretischer Grundlage*. Julius Springer, Berlin, 1931.
- [117] RUSSELL, H. W.: *Principles of Heat Flow in Porous Insulators*. Journal of American Ceramic Society, 18:1–5, 1935.
- [118] SAHOO, N. K., S. THAKUR und R. B. TOKAS: *Superior Refractive Index Tailoring Properties in Composite ZrO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> Thin Film Systems Achieved Through Reactive Electron Beam Codeposition Process*. Applied Surface Science, 253(2):618–626, 2006.
- [119] SAHRAOUI, M. und M. KAVIANY: *Slip and No-Slip Temperature Boundary Conditions at Interface of Porous Plain Media: Conduction*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 36:1019–1033, 1993.

- [120] SALMON, D.R und R. P. TYE: *A High Temperature Guarded Hot Plate Intercomparison*. International Thermal Conductivity Conference, 26:420–433, 2005.
- [121] SANGANI, A. S. und A. ACRIVOS: *On the Effective Thermal Conductivity and Permeability of Regular Arrays of Spheres*. Macroscopic Properties of Disordered Media, 154:216–225, 1982.
- [122] SCHOTTE, W.: *Thermal Conductivity of Packed Beds*. A. I. Ch. E. Journal, 6(1):63–67, 1960.
- [123] SCHUMANN, T. und V. VOSS: *Heat Flow Through Granular Material*. Fuel Science Practice, 13(8):249–256, 1934.
- [124] SHAPIRO, M., V. DUDKO, V. ROYZEN, Y. KRICHEVETS, S. LEKHTMAKHER, V. GROZUBINSKY, M. SHAPIRA und M. BRILL: *Characterization of Powder Beds by Thermal Conductivity: Effect of Gas Pressure on the Thermal Resistance of Particle Contact Points*. Particle and Particle Systems Characterization, 21:268–275, 2004.
- [125] SHULMAN, Z. P., L. N. NOVICHYONOK, E. P. BELSKAYA, B. M. KHUSID und V. V. MELNICHENKO: *Thermal Conductivity of Metal-Filled Systems*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 25:643–651, 1982.
- [126] SIEGEL, R. und J. R. HOWELL: *Thermal radiation heat transfer*. Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1972.
- [127] SIU, W. W. M. und S. H.-K LEE: *Effective Conductivity Computation of a Packed Bed Using Constriction Resistance and Contact Angle Effects*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 43:3917–3924, 2000.
- [128] SLAVIN, A. J.: *Test of a New Model for the Temperature and Pressure Dependence of the Thermal Conductivity of a Packed Pebble Bed in Gas: Lithium Zirconate in Helium*. Fusion Engineering and Design, 54:87–95, 2001.
- [129] SLAVIN, A. J., V. ARCAS, C. A. GREENHALGH, E. R. IRVINE und D.B MARS-HALL: *Theoretical Model for the Thermal Conductivity of a Packed Bed of Solid Spheroids in the Presence of a Static Gas, with no Adjustable Parameters Except at low Pressure and Temperature*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 45:4151–4161, 2002.

- [130] SLAVIN, A. J., F. A. LONDRY und J. HARRISON: *A New Model for the Effective Thermal Conductivity of Packed Beds of Solid Spheroids: Alumina in Helium Between 100 and 500°C*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 43:2059–2073, 2000.
- [131] SMOLAN, M. SMOLUCHOWSKI VON: *Über Wärmeleitung in verdünnten Gasen*. Annalen der Physik, 300:101–130, 1898.
- [132] SPECCHIA, V., G. BALDI und S. SICARDI: *Heat Transfer in Packed Bed Reactors With One Phase Flow*. Chemical Engineering Communications, 4(1-3):361–380, 1980.
- [133] SPINNLER, M.: *Experimentelle und theoretische Untersuchungen an Wärmedämmsystemen für Hochtemperatur-Brennstoffzellen*. Dissertation an der Technischen Universität München, 2001.
- [134] STIESS, M.: *Mechanische Verfahrenstechnik - Partikeltechnologie 1*. Springer, Berlin, 1990.
- [135] SUNSHINE, J. M., T. L. FARNHAM, L. M. FEAGA, O. GROUSSIN, F. MERLIN, R. E. MILLIKEN und M. F. A'HEARN: *Temporal and Spatial Variability of Lunar Hydration As Observed by the Deep Impact Spacecraft*. Science, 326(5952):565–568, 2009.
- [136] SWIFT, D. L.: *The Thermal Conductivity of Spherical Metal Powders Including the Effect of an Oxide Coating*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 9:1061–1074, 1966.
- [137] SWIMM, K., G. REICHENAUER, S. VIDDI und H. P. EBERT: *Gas Pressure Dependence of the Heat Transport in Porous Solids with Pores Smaller than 10  $\mu\text{m}$* . International Journal of Thermophysics, 30:1329–1342, 2009.
- [138] TAYLOR, G. J.: *Lunar Soil 70009 from Apollo 17 Drill Core*, 2013.
- [139] TAYLOR, L. A. und W. D. III CARRIER: *Oxygen Production on the Moon: an Overview and Evaluation*. Resources in Near-Earth Space, Seite 69, 1993.
- [140] TAYLOR, S. R.: *Planetary science - A lunar perspective*. Lunar and Planetary Institute, Houston and Texas, 1982.

- [141] TOKSÖZ, M. N., A. M. DAINTY, S. C. SOLOMON und K. R. ANDERSON: *Velocity Structure and Evolution of the Moon*. Proceedings of the Lunar Science Conference, 4:2529–2547, 1973.
- [142] TOULOUKIAN, Y. S., R. W. POWELL, C. Y. HO und P. G. KLEMENS: *Thermophysical Properties of Nonmetallic Solids*. 1970.
- [143] TSAO, G. T.-N: *Thermal Conductivity of Two-Phase Materials*. Industrial and Engineering Chemistry, 53:395–397, 1961.
- [144] TSOTSAS, E. und H. MARTIN: *Thermal Conductivity of Packed Beds: A Review*. Chemical Engineering and Processing: Process Intensification, 22:19–37, 1987.
- [145] TSOTSAS, E. und E. U. SCHLÜNDER: *Impact of Particle Size Dispersity on Thermal Conductivity of Packed Beds: Measurement, Numerical Simulation, Prediction*. Chemical Engineering and Technology, 14:421–427, 1991.
- [146] TURKEVICH, A. L.: *Average Chemical Composition of the Lunar Surface*. Moon, 8:365–367, 1973.
- [147] UNITHERM MESSTECHNIK GMBH: *Datenblatt Mantelthermoelement*, 2013.
- [148] VACHON, R. I., A. G. PRAKOURAS, R. CRANE und M. S. KHADER: *Thermal Conductivity of Heterogeneous Mixtures and Lunar Soils*. Final Report - NASA Contract NAS8-26579, 1973.
- [149] VARGAS, W. L. und J. J. MCCARTHY: *Conductivity of Granular Media With Stagnant Interstitial Fluids via Thermal Particle Dynamics Simulation*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 45:4847–4856, 2002.
- [150] VASAVADA, A. R., J. L. BANDFIELD, B. T. GREENHAGEN, P. O. HAYNE, M. A. SIEGLER, J.-P WILLIAMS und D. A. PAIGE: *Lunar Equatorial Surface Temperatures and Regolith Properties from the Diviner Lunar Radiometer Experiment*. Journal of Geophysical Research, 117, 2012.
- [151] VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE: *VDI-Wärmeatlas*. VDI-Verlag, 1994.

- [152] VISKANTA, R.: *Heat Transfer by Conduction and Radiation in Absorbing and Scattering Materials*. Journal of Heat Transfer, 87:143–150, 1965.
- [153] VORTMEYER, D.: *Wärmestrahlung in Schüttungen*. Fortschritt-Berichte VDI-Z, 3(9), 1966.
- [154] VORTMEYER, D. und C. J. BÖRNER: *Die Strahlungsdurchlaßzahl in Schüttungen*. Chemie-Ing.-Techn., 38:1077–1079, 1966.
- [155] VOSTEEN, H. und R. SCHELLSCHMIDT: *Influence of Temperature on Thermal Conductivity, Thermal Capacity and Thermal Diffusivity for Different Types of Rock*. Physics and Chemistry of the Earth, 28:499–509, 2003.
- [156] WAKAO, N. und K. KATO: *Effective Thermal Conductivity of Packed Beds*. Journal of Chemical Engineering of Japan, 2:24–33, 1968.
- [157] WAKAO, N. und D. VORTMEYER: *Pressure Dependency of Effective Thermal Conductivity of Packed Beds*. Chemical Engineering Science, 26:1753–1765, 1971.
- [158] WANG, M., J. WANG, N. PAN und S. CHEN: *Mesosopic Predictions of the Effective Thermal Conductivity for Microscale Random Porous Media*. Physical Review E, 75(3), 2007.
- [159] WEBB, J.: *Thermal Conductivity of Soil*. Nature, 177:989, 1956.
- [160] WECHSLER, A. E. und P. E. GLASER: *Pressure Effects on Postulated Lunar Materials*. Icarus, 4:335–352, 1965.
- [161] WEST, E. A. und J. A. FOUNTAIN: *Thermal Diffusivity Measurements of Particulates Using the Differentiated Line Source*. Review of Scientific Instruments, 46(5):543–546, 1975.
- [162] WHITSON, M. E.: *Handbook of the Infrared Optical Properties of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Carbon, MgO, and ZrO<sub>2</sub> - Volume I*. 1975.
- [163] WILHELM, R. H., W. C. WYNKOOP R. JOHNSON und D. W. COLLIER: *Reaction Rate, Heat Transfer, and Temperature Distribution in Fixed-Bed Catalytic Converters - Solution by Electrical Networks*. Chemical Engineering Progress, 44:105–116, 1948.

- [164] WILLHITE, G. P., D. KUNII und J. M. SMITH: *Heat Transfer in Beds of Fine Particles (Heat Transfer Perpendicular to Flow)*. A. I. Ch. E. Journal, 8:340–345, 1962.
- [165] WOODSIDE, W.: *Calculation of the Thermal Conductivity of Porous Media*. Canadian Journal of Physics, 36:815–823, 1958.
- [166] WOODSIDE, W. und J. H. MESSMER: *Thermal Conductivity of Porous Media. I. Unconsolidated Sands*. Journal of Applied Physics, 32:1688–1699, 1961.
- [167] WUTZ, M.: *Handbuch Vakuumtechnik*. Vieweg, Wiesbaden, 9. Auflage, 2006.
- [168] YAGI, S. und D. KUNII: *Studies on Effective Thermal Conductivities in Packed Beds*. A. I. Ch. E. Journal, 3:373–381, 1957.
- [169] YU, F., G. WEI, X. ZHANG und K. CHEN: *Two Effective Thermal Conductivity Models for Porous Media with Hollow Spherical Agglomerates*. International Journal of Thermophysics, 27(1):293–303, 2006.
- [170] ZEHNER, P. und E. U. SCHLÜNDER: *Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mäßigen Temperaturen*. Chemie-Ing.-Techn., 42:933–941, 1970.
- [171] ZEHNER, P. und E. U. SCHLÜNDER: *Einfluss der Wärmestrahlung und des Druckes auf den Wärmetransport in nicht durchströmten Schüttungen*. Chemie Ingenieur Technik, 44:1303–1308, 1972.
- [172] ZICK, A. A.: *Heat Conduction Through Periodic Arrays of Spheres*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 26:465–469, 1983.
- [173] ZUZOVSKY, M. und H. BRENNER: *Effective Conductivities of Composite Materials Composed of Cubic Arrangements of Spherical Particles Embedded in an Isotropic Matrix*. Journal of Applied Mathematics and Physics, 28:979–992, 1977.