

## Berechnung des effektiven Emissionsgrades von Referenzstrahlern aus Aluminiumoxid

Marc Schalles, Götz Blumröder  
 Technische Universität Ilmenau Institut Prozessmess- und Sensortechnik,  
 PSF 100565,  
 98684 Ilmenau  
 03677/691598  
[marc.schalles@tu-ilmenau.de](mailto:marc.schalles@tu-ilmenau.de)

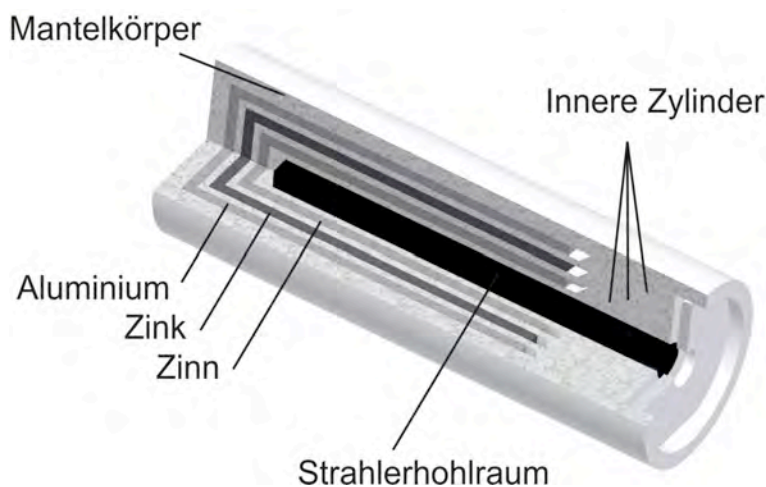
### Kurzfassung

An der Technischen Universität Ilmenau wurde eine Referenzstrahlungsquelle zur Kalibrierung von Strahlungsthermometern an drei unterschiedlichen Temperaturfixpunkten entwickelt. Im Gegensatz zu herkömmlichen Referenzstrahlern aus Grafit oder Edelstahl wurde dieser Dreifach-Fixpunktstrahler aus Aluminiumoxidkeramik gefertigt. Die Auswirkungen des signifikant unterschiedlichen spektralen Emissionsgrades von Aluminiumoxid auf den effektiven Emissionsgrad des Strahlers und damit auf sein Strahlungsverhalten wurden mit Hilfe von Berechnungen untersucht. Dazu wurden die Integrative-Cavity-Methode und die Monte-Carlo-Methode verwendet. Zusätzlich wurde auch eine Oberflächenbeschichtung des Strahlerhohlraumes mit Emissionsgradlack vorgenommen. Es konnte gezeigt werden, dass mit dieser Beschichtung ein nahezu idealer effektiver Hohlraumemissionsgrad von 0,99987 bei einer Wellenlänge von 1,55  $\mu\text{m}$  erreicht werden kann.

### Einleitung

Strahlungsthermometer bestimmen die Temperatur eines Messobjekts durch Messung der von ihm ausgesandten Strahldichte. Zur genauen Kalibrierung von Strahlungsthermometern werden deshalb sogenannte Hohlraumstrahler verwendet, die an der Apertur eines temperierten Hohlraumes eine definierte spektrale Strahldichte bereitstellen. Sind die Temperatur und die Temperaturverteilung im Strahlerhohlraum bekannt, kann man mittels der Geometrie des Hohlraumes und dem spektralen Emissionsgrad der Hohlraumoberfläche den effektiven Hohlraumemissionsgrad und damit die ausgesendete spektrale Strahldichte des Hohlraumstrahlers rechnerisch ermitteln. Außerdem ist eine Optimierung der Hohlraumstrahlerbauform möglich, um den spektralen effektiven Emissionsgrad an der Strahlerapertur dem idealen Emissionsgrad 1 anzunähern.

Am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik wurde ein Dreifach-Fixpunktstrahler (DFS) [1] entwickelt, der die drei Fixpunktsubstanzen Zinn, Zink und Aluminium enthält (Abbildung 1). Bringt man diese zum Schmelzen oder Erstarren, wird der Hohlraum des Fixpunktstrahlers auf die jeweilige Phasenumwandlungstemperatur temperiert. Dies sind bei der Erstarrung von Aluminium 660,323 °C, von Zink 415,927 °C und Zinn 231,928 °C.



**Abbildung 1 - Schnittdarstellung des Dreifach-Fixpunktstrahlers**

Um den während der Phasenumwandlungen auftretenden hohen mechanischen Belastungen zu widerstehen, wurden der Grundkörper, sowie der Hohlraumstrahler des DFS aus 99,7%-iger Aluminiumoxidkeramik gefertigt. Verglichen mit Kupfer oder Edelstahl, die sonst typischerweise zur Herstellung von Hohlraumstrahlern in diesem Temperaturbereich verwendet werden, besitzt es einen mit der Wellenlänge stark variierenden Emissionsgrad. Es wurde deshalb mit Hilfe der Integrative-Cavity-Methode und der Monte-Carlo-Methode der effektive Hohlraumemissionsgrad des DFS berechnet und eine Optimierung der Anordnung vorgenommen. Der Hohlraumstrahler wurde dabei so gefertigt, dass der effektive Hohlraumemissionsgrad bei einer der Wellenlänge von  $1,55\ \mu\text{m}$  maximal wird. Diese Wellenlänge ist mit der Arbeitswellenlänge des Spektralstrahlungsthermometers LP5 [2], das für Referenzmessungen verwendet werden sollte, identisch.

## Berechnung des effektiven Emissionsgrads eines Hohlraumstrahlers

### Grundlagen der Berechnungen

Das Plank'sche Strahlungsgesetz ist die physikalische Grundlage für die Strahlungstemperaturmessung. Es verknüpft die ausgesandte spektrale Strahldichte  $L$  mit der Temperatur  $T$  eines Objekts. Es gilt für Objekte mit einem idealen spektralen Emissionsgrad  $\varepsilon = 1$  (Transmissionsgrad  $\tau = 1$ ). Nur unter diesen Bedingungen wird die ideale spektrale Strahldichte  $L_{\text{Planck}}$  unabhängig von den Eigenschaften des Objekts ausgesandt.

Da solch eine ideale Strahlungsquelle in der Praxis nicht existiert, wird versucht sie mittels technischer Lösungen zu approximieren. Flächenstrahler, bei denen ebene Flächen auf eine bekannte Temperatur aufgeheizt werden, eignen sich dafür jedoch nur bedingt. Einerseits treten auf ihnen für eine präzise Kalibrierung nicht zu vernachlässigende Temperaturgradienten auf, welche die mittlere ausgesandte Strahlungstemperatur verfälschen, andererseits kann ihr temperatur-, richtungs- und wellenlängenabhängiger Oberflächenemissionsgrad nur mit einer absoluten Unsicherheit von  $10^{-2}$  bestimmt werden [3].

Anstelle von ebenen Flächenstrahlern werden deshalb für Präzisionskalibrierungen Hohlraumstrahler benutzt [4, 5]. Diese Hohlraumstrahler sind typischerweise zylindrische Körper (s. Abb. 2) in denen sich ein Hohlraum mit einer definierten Geometrie und einer Apertur  $A$  befindet. Auf diese Apertur wird das im Abstand  $a$  befindliche zu kalibrierende Strahlungsthermometer mit seinem Messfleck  $M$  fokussiert.

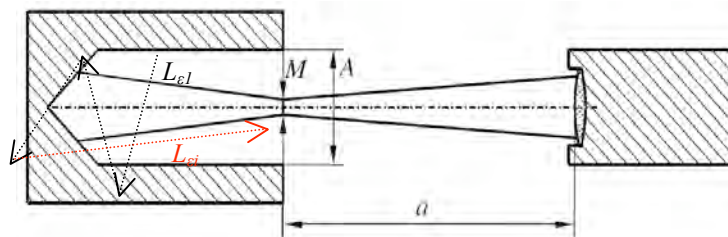


Abbildung 2 - Kalibrieranordnung mit Hohlraumstrahler (links) und zu kalibrierendem Thermometer (rechts) [5]

Die Abmessungen und die Form des Hohlraumes sind dabei so gestaltet, dass die in seinem Inneren lokal emittierte Wärmestrahlung der Strahldichte  $L_{e1} = L_{\text{Planck}} \cdot \varepsilon$  nicht sofort aus der Apertur fällt, sondern noch mehrfach reflektiert wird. Durch diese mehrfachen Reflektionen entsteht nach der  $i$ -ten Reflektion eine deutlich höhere Strahldichte  $L_{ei}$ , die vom lokalen Emissionsgrad  $\varepsilon$ , dem Reflektionsgrad  $\rho$  und der Anzahl der Reflektionen  $i$  abhängt:

$$L_{ei} = L_{\text{Planck}} \cdot \varepsilon \cdot (1 + \rho + \rho^2 + \dots + \rho^i) \quad (1)$$

Durch lange Hohlräume mit gleichzeitig kleinen Aperturen  $A$  und durch axial geneigte oder konische Böden kann die Anzahl der Reflektionen signifikant erhöht werden. So ist es möglich mit Hohlraumstrahlern einen effektiv höheren Emissionsgrad als den Wandemissionsgrad zu erreichen. Bei guten Strahlern ist dieser effektive Emissionsgrad  $\varepsilon_{\text{eff}} > 0,999$ . Diese Strahler, die den idealen Fall  $\varepsilon = 1$  sehr gut annähern nennt man auch schwarze Strahler.

Um den effektiven Emissionsgrad des DFS Hohlraumstrahlers zu berechnen und um die optimale Geometrie des Hohlraumes zu ermitteln, wurden die Integrative-Cavity-Methode und die Monte-Carlo-Methode angewendet. Sie werden beide in den folgenden Abschnitten erläutert.

## Integrative-Cavity-Methode

Die Integrative-Cavity-Methode (ICM) geht auf die Arbeiten von Sparrow [6] und Bedford und Ma [7] zurück. Sie ist vergleichbar mit der Radiosity-Methode, die in der Computergrafik zur Berechnung von Beleuchtungssituationen genutzt wird.

Die ICM basiert auf dem Fotometrischen Grundgesetz, mit welchem der von einer Fläche  $dA_1$  auf eine Fläche  $dA_2$  gelangende Strahlungsfluss berechnet werden kann. Das Verhältnis dieses auf  $dA_2$  gelangenden Strahlungsflusses und dem gesamten, in die Hemisphäre über  $dA_1$  emittierbaren, Strahlungsfluss drückt der Formfaktor  $F_{1-2}$  aus:

$$F_{1-2} = \frac{dA_2 \cdot \cos \gamma_1 \cdot \cos \gamma_2}{\pi d^2} \quad (2)$$

Sein Wert ist null, wenn keine Strahlung von  $dA_1$  auf  $dA_2$  gelangt. Fällt hingegen alle von  $dA_1$  emittierte Strahlung auf  $dA_2$ , beträgt er eins.  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  sind die Neigungswinkel der beiden Flächen zueinander. Soll der Strahlungsaustausch im Hohlraumstrahler mittels ICM beschrieben werden, muss seine Oberfläche in hinreichend kleine Flächensegmente zerlegt und der Formfaktor für alle Flächen berechnet werden (Abbildung 3).

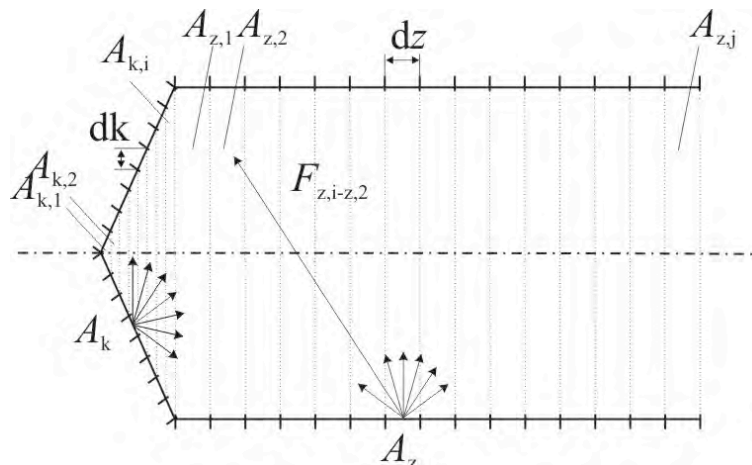


Abbildung 3 - Zerlegung der Oberfläche des Strahlerhohlraumes für die ICM

Aufgrund der radialsymmetrischen Form des DFS gestaltet sich für ihn diese Zerlegung einfach. Der konische Boden und auch der Zylinder wurden in jeweils 200 Kreisringelemente  $dA_k$  und  $dA_z$  der Breiten  $dk$  und  $dz$  aufgeteilt. Entsprechend Gleichung 2 wurden anschließend alle Formfaktoren berechnet. Eines dieser Ergebnisse ist in der Abbildung 4 dargestellt. Dort ist der Formfaktor  $F_{z,100}$  des einhundertsten Zylindersegments  $dA_{z,100}$  zu allen anderen Zylindersegmenten  $dA_z$  aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass der größte Teil des vom Segment emittierten Strahlungsflusses, ca. 5,5%, auf das Element selbst zurückfällt und nur ein geringer Anteil zu den Randbereichen des Zylinders gelangt.

**Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.**

Abbildung 4 - Berechneter Formfaktor für Strahlungsaustausch von Zylindersegment Nummer 100 zu Zylindersegment Nummer j

Nach der Bestimmung der Formfaktoren, kann der lokale effektive Emissionsgrad  $\varepsilon_x$  eines bestimmten Elements  $x$  durch Summation aller auf dieses Element einfallenden und mit dem lokalen Reflexionsgrad  $\rho_x = 1 - \varepsilon_x$  reflektierten Strahlungsanteile ermittelt werden:

$$\varepsilon_x L(T_0) = \varepsilon_x L(T_0) + (1 - \varepsilon_x) \cdot \sum_{i=1}^n \varepsilon_{i,j} \cdot F_{i,j} \cdot L(T_0) \quad (3)$$

Nach Division der Gleichung 3 durch  $L(T_0)$  ergibt sich

$$\varepsilon_x = \varepsilon_x + (1 - \varepsilon_x) \cdot \sum_{i,j=1}^n \varepsilon_{i,j} \cdot F_{i,j} \quad (4)$$

Bei dieser Berechnung wurde angenommen, dass sich alle Elemente  $i$  und  $j$  auf der gleichen Temperatur  $T_0$  befinden. Dies ist ein idealer Fall, der in der Praxis nicht erreicht wird. Berücksichtigt man lokale Temperaturunterschiede durch die Temperaturen  $T_{i,j}$  ändert sich die Gleichung zu

$$\varepsilon_x = \varepsilon_x + (1 - \varepsilon_x) \cdot \sum_{i,j=1}^n \varepsilon_{i,j} \cdot F_{i,j} \cdot \frac{L(T_{i,j})}{L(T_0)} \quad (5)$$

Die Gleichungen 3 und 5 sind beide implizit, da der berechnete lokale effektive Emissionsgrad  $\varepsilon_x$  auf der linken Seite vom zuvor angenommenen Wert  $\varepsilon_x$  auf der rechten Seite der Gleichung abhängt. Deshalb wurden die Gleichung in iterativen Berechnungsschritten gelöst, bis eine Abweichung zweier Iterationsergebnisse kleiner 0,1 ppm erreicht wurde. Als Ergebnis der Berechnungen steht eine Verteilung des effektiven lokalen Emissionsgrades  $\varepsilon_x$  über der Strahlerwand. Integriert man nun noch alle Strahlungsanteile aus dem Messfeld des Strahlungsthermometers mit  $\varepsilon_x$  gewichtet auf, erhält man den effektiven Emissionsgrad  $\varepsilon_{\text{eff}}$  des Hohlraumstrahlers.

## Monte-Carlo-Methode

Die Monte-Carlo-Methode beruht auf dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz. Es sagt aus, dass der lokale spektrale Emissionsgrad eines nicht transparenten Körpers im thermischen Gleichgewicht gleich seinem Absorptionsgrad ist. Anders formuliert bedeutet dies, dass das Verhältnis von auf den Körper eingestrahelter zu absorbierter Strahlung gleich dem Verhältnis von ideal zu emittierender zu real emittierter Strahlung ist,  $\alpha = \varepsilon$ . Kennt man den auf einen Körper auftreffenden Strahlungsfluss und ermittelt welcher Strahlungsanteil von diesem Körper reflektiert wird, kann man daraus den Emissionsgrad berechnen.

Diese Idee wird bei der Monte-Carlo-Methode genutzt und der Einfall einzelner Strahlen oder Photonen durch die Apertur des schwarzen Strahlers in den Hohlraum simuliert. Dabei werden unterschiedliche Einfallswinkel vorgegeben, wobei der maximale Einfallswinkel durch den Aperturwinkel der Strahlungsthermometeroptik vorgegeben (Abbildung 5, rote Linien). Der bekannte lokale Emissionsgrad/Absorptionsgrad der Wand wird in eine Absorptionswahrscheinlichkeit umgerechnet. Beim Auftreffen der Strahlen auf die Hohlraumwand wird unter Zuhilfenahme eines Zufallsgenerators ermittelt, ob die Strahlen entsprechend dieser Wahrscheinlichkeit absorbiert oder reflektiert werden. Findet Reflektion statt, wird die weitere Ausbreitung der Strahlen im Hohlraum verfolgt. Dies geschieht entweder bis die Strahlen absorbiert sind (Abbildung 5, gepunktete Linien) oder den Strahler wieder verlassen haben (durchgezogene Linie). Das Verhältnis der gesamt in den Hohlraum eingefallenen Strahlen vermindert um die wieder ausgetretenen Strahlen zu den gesamt eingefallenen Strahlen ergibt dann den effektiven Hohlraumemissionsgrad.

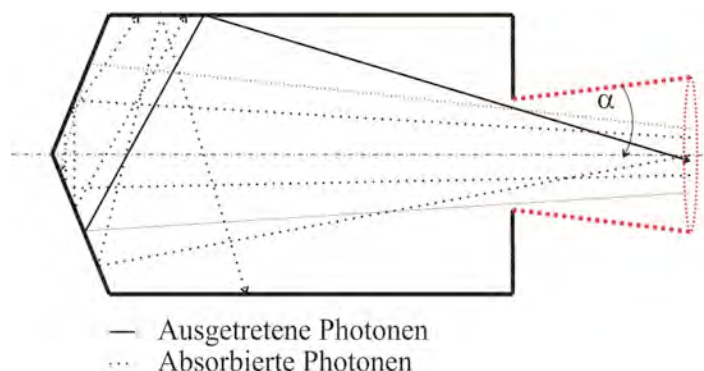


Abbildung 5 - Skizze zur Monte-Carlo-Methode

## Ergebnisse der Berechnungen

Für die Berechnung des effektiven Emissionsgrads ist es notwendig den spektralen Emissionsgrad der Aluminiumoxidkeramik der Hohlraumstrahlerwand zu kennen. Da dieser von der Oberflächenbeschaffenheit eines Materials, der Temperatur, der Wellenlänge und dem

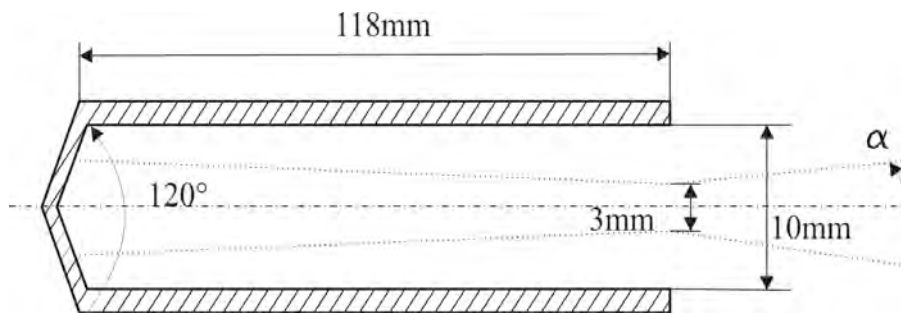
Ausstrahlungswinkel abhängen kann, wurde kein Wert aus der Literatur für die Berechnungen verwendet. Stattdessen wurden ebene Proben der Keramik an der Universität Duisburg-Essen am Fachgebiet „Energieeinsatz“ untersucht und der temperaturabhängige spektrale Emissionsgrad  $\varepsilon(\text{Al}_2\text{O}_3)$  in Richtung der Flächennormalen bestimmt. Eine Messung des gerichteten spektralen Emissionsgrads wurde nicht vorgenommen, da Aluminiumoxid ein Dielektrikum ist, bei welchem die Strahldichte typischerweise dem Lambert'schen Kosinussatz [8] folgt, d.h. in allen Raumrichtungen konstant ist.

Die Messungen wurden bei Temperaturen  $T = 200^\circ\text{C} \dots 1000^\circ\text{C}$  und Wellenlängen  $\lambda \approx 0,5 \dots 25 \mu\text{m}$  vorgenommen. Aus den erhaltenen Messreihen wurden die zur Berechnung benötigten Emissionsgradwerte bei  $1,55 \mu\text{m}$  und  $660^\circ\text{C}$ ,  $419^\circ\text{C}$  und  $232^\circ\text{C}$  interpoliert. Es wurde festgestellt, dass der Emissionsgrad sehr gering ist und im Bereich von  $\varepsilon(\text{Al}_2\text{O}_3) = 0,23 \dots 0,25$  liegt. Diese Werte stimmen mit anderen aus der Literatur bekannten Werten überein, sind aber für das Erreichen eines hohen effektiven Emissionsgrades zu gering. Daher wurde eine weitere Probe der Keramik untersucht, die aber mit dem Emissionsgradlack HE23 der Firma Rolls Royce beschichtet wurde. Diese Probe zeigte ein deutlich verbessertes Strahlungsverhalten mit einem auf  $\varepsilon(\text{HE23}) > 0,9$  gestiegenen Emissionsgrad (Tab. 1), weshalb der Strahlerhohlraum des DFS auch mit diesem Emissionsgradlack beschichtet wurde.

**Tab. 1 - Spektraler Emissionsgrad von blanker und mit HE23 beschichteter Aluminiumoxidkeramik**

Temperatur in $^\circ\text{C}$	$\varepsilon(\text{Al}_2\text{O}_3)$	$\varepsilon(\text{HE23})$
232 $^\circ\text{C}$	0,25	0,923
419 $^\circ\text{C}$	0,23	0,918
660 $^\circ\text{C}$	0,23	0,911

Der Strahlerhohlraum des DFS wurde sowohl nach mechanischen, als auch strahlungsphysikalischen Kriterien optimiert. Die letztendlich realisierten Abmessungen sind in Abbildung 6 dargestellt. Zusätzlich ist in die Abbildung auch der Strahlengang der LP5-Strahlungsthermometeroptik mit gepunkteten Linien eingezeichnet, der für die Berechnungen benötigt wird. Da das Thermometer bei den Messungen auf die Ebene der Hohlraumapertur fokussiert ist, detektiert es nur Strahlung die vom Boden des Hohlraumstrahlers emittiert wird.



**Abbildung 6 - Abmessungen des Strahlerhohlraumes des DFS**

Mit den gegebenen geometrischen Abmessungen und den gemessenen Wandemissionsgraden  $\varepsilon(\text{HE23})$  und  $\varepsilon(\text{Al}_2\text{O}_3)$  wurde der effektive Hohlraumemissionsgrad für den blanken und lackierten Strahlerhohlraum berechnet. Dabei wurde der Hohlraum als isotherm temperiert und die Wand als ideal diffus reflektierend angenommen.

Für die ICM wurde eine am Measurement Standards Laboratory of New Zealand entwickelte Software benutzt, um zunächst den lokalen Wandemissionsgrad  $\varepsilon_x$  zu errechnen. Für den lackierten Hohlraumstrahler sind die Ergebnisse in Abbildung 7 und Abbildung 8 dargestellt. Man kann erkennen, dass der effektive Wandemissionsgrad am Strahlerboden sehr hoch und nahezu konstant ist. Gleiches gilt auch für die an den Boden angrenzenden Bereiche der Zylinderwand, jedoch fällt  $\varepsilon_x$  zur Apertur des Hohlraumes aufgrund der dort erreichten geringeren Anzahl an Reflektionen deutlich ab.

**Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.**

**Abbildung 7 - Mittels ICM berechneter effektiver Wandemissionsgrad am Boden des lackierten Hohlraumstrahlers**

**Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.**

**Abbildung 8 – Mittels ICM berechneter effektiver Wandemissionsgrad entlang der Zylinderwand des lackierten Hohlraumstrahlers**

Aus diesen Emissionsgradverläufen wurde mit Hilfe eines selbstprogrammierten Codes der effektive Emissionsgrad  $\epsilon_{\text{iso-ICM}}$  berechnet. Für alle drei Fixpunkttemperaturen ergaben sich dabei sehr hohe Werte von  $\epsilon_{\text{iso-ICM}}(\text{HE23}) = 0,99986 \dots 0,99988$ . Die Abweichung zum idealen schwarzen Strahler mit  $\epsilon_{\text{eff}} = 1$  beträgt damit nur 0,013%.

Zur Kontrolle der erhaltenen Ergebnisse wurden die gleichen Größen auch mit der Monte-Carlo-Methode berechnet. Dazu wurde ein Berechnungstool der Physikalisch Technischen Bundesanstalt Berlin, PTB, genutzt. Die Abweichungen der mit den beiden Methoden erhaltenen Ergebnisse waren sehr gering. Bei lackiertem Hohlraumstrahler betrug die relative Abweichung  $(\epsilon_{\text{iso-ICM}} - \epsilon_{\text{iso-MCM}}) / \epsilon_{\text{iso-MCM}}$  maximal  $1 \cdot 10^{-5}$ , bei blankem Strahler  $1,3 \cdot 10^{-4}$  (Tab. 2). Daraus kann geschlussfolgert werden, dass der berechnete effektive Emissionsgrad, insbesondere des lackierten Strahlers, korrekt unter den getroffenen Annahmen ist.

**Tab. 2 - Mittels MCM und ICM errechneter effektiver Hohlraumemissionsgrad des blanken und mit HE23 lackierten Strahlers bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$**

Temperatur in °C	Strahleroberfläche	$\epsilon_{\text{iso-ICM}}$	$\epsilon_{\text{iso-MCM}}$
232 °C	HE23	0,99988	0,99987
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,99783	0,99772
419 °C	HE23	0,99987	0,99987
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,99764	0,99751
660 °C	HE23	0,99986	0,99986
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,99764	0,99751

Rechnet man die Differenz der berechneten effektiven Emissionsgrade zum idealen schwarzen Strahler in eine Temperaturabweichung um, erhält man die in Tab. 3 zusammengestellten Werte. Man kann erkennen, dass diese Abweichungen für den lackierten Strahler im Bereich einiger Millikelvin liegen. Damit approximiert er einen idealen schwarzen Strahler sehr gut. Dass dies maßgeblich durch die gewählte Beschichtung erreicht wurde, erkennt man aus dem Vergleich mit dem unbeschichteten Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Strahler. Hier betragen die emissionsgradbedingten Temperaturabweichungen  $\Delta T(\epsilon(\text{Al}_2\text{O}_3))$  bis zu 206 mK, da der erreichte effektive Hohlraumemissionsgrad aufgrund des niedrigen Wandemissionsgrads der Keramik nur bei  $\epsilon_{\text{iso-ICM}}(\text{Al}_2\text{O}_3) \sim 0,99770$  liegt.

**Tab. 3 - Emissionsgradbedingte Temperaturabweichungen des blanken und des mit HE23 lackierten Strahlers bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$**

Temperatur in °C	$\Delta T(\epsilon(\text{Al}_2\text{O}_3))$	$\Delta T(\epsilon(\text{HE23}))$
232 °C	66 mK	4 mK
419 °C	123 mK	7 mK
660 °C	206 mK	12 mK

## Zusammenfassung

Anhand zweier Berechnungsmethoden, der Integrative-Cavity-Methode und der Monte-Carlo-Methode wurde gezeigt, dass aus Aluminiumoxid gefertigte Hohlraumstrahler bei der betrachteten Wellenlänge von  $1,55 \mu\text{m}$  einen effektiven Hohlraumemissionsgrad  $\epsilon_{\text{eff}} = 0,99770$  erreichen. Durch eine zusätzlichen Lackierung der Hohlraumstrahlerwand mit Emissionsgradlack kann dieser Wert weiter erhöht werden. Für die benutzten Lack HE23 konnten hier Werte von  $\epsilon_{\text{eff}} = 0,99986 \dots 0,99988$  ermittelt werden. Die bei einer Temperaturmessung an einem solchen Strahler auftretende Messabweichung aufgrund eines von eins abweichenden effektiven Strahleremissionsgrads ist damit im Bereich weniger Millikelvin. Daraus folgt, dass Hohlraumstrahler zur Kalibrierung von Strahlungsthermometern bei einer Wellenlänge von  $1,55 \mu\text{m}$ , wie der vorgestellte Dreifach-Fixpunktstrahler, auch aus Aluminiumoxidkeramik hergestellt werden können.



1. Schalles, M. and F. Bernhard, *Triple-fixed-point blackbody for the calibration of radiation thermometers*. International Journal of Thermophysics, 2007. **28**(6): p. 2049-2058.
2. Schreiber, E., U.-P. Arlt, and G. Neuer. *Optimierung eines Strahlungsthermometers für Temperaturen von 230°C bis 1500°C*. in *Temperatur 2003*. 2003. Berlin: VDI Verlag GmbH.
3. Monte, C. and J. Hollandt, *The determination of the uncertainties of spectral emissivity measurements in air at the PTB*. Metrologia, 2010. **47**(2): p. S172.
4. Khlevnoi, B.B., et al., *Reference blackbody sources in the 100-3500 K Range for precision measurement sin radiometry, photometry adn optical thermometry*. Measurement Techniques, 2005. **48**(11): p. 7.
5. Ingenieure, V.D., *VDI/VDE Richtlinie 3511 Blatt 4.4: Technische Temperaturmessung - Strahlungsthermometrie - Kalibrierung von Strahlungsthermometern*, in *VDI/VDE Richtlinien*. 2005.
6. Sparrow, E.M., L.U. Albers, and E.R.G. Eckert, *Thermal radiation characteristics of cylindrical enclosures*. Journal on Heat Transfer, 1962. **84**: p. 73.
7. Bedford, R.E. and C.S. Ma, *Emissivities of diffuse cavities II: Isothermal an nonisothermal cylindro-cones*. Journal of the Optical Society of America, 1975. **65**(5): p. 565.
8. Teodorescu, G. and P. Jones, *Spectral and directional emittance of alumina at 823 K*. Journal of Materials Science, 2008. **43**(22): p. 7225-7229.