

Messung der thermischen Emissivität

Thermal Emissivity measurement

1 Definitionen der verschiedenen Emissivitäten

Die Oberflächen von Materialien können Energie in Form von Strahlung austauschen. Die Energiemenge, die eine Oberfläche abgeben kann, hängt von ihrer Temperatur und ihrer Beschaffenheit ab. Das Plancksche Strahlungsgesetz gibt die spektrale Energieluminanz für eine theoretische Oberfläche, den sogenannten schwarzen Körper, an:

$$L_0(\lambda, T) = \frac{\frac{hc}{\lambda^5} \cdot e^{\frac{hc}{\lambda k T}}}{e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1} \quad (1)$$

wobei $h = 6,62617 \cdot 10^{-34}$ J·s die Plancksche Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit im betrachteten Medium (wir nehmen den Wert von c im Vakuum: $c = 299792458$ m·s⁻¹) und $k = 1,38066 \cdot 10^{-23}$ J·K⁻¹ die Boltzmannsche Konstante ist. Die spektrale Energieluminanz L_0 wird in W·m⁻²·sr⁻¹ ausgedrückt.

Für ein bestimmtes Material wird diese Leuchtdichte mit einem Koeffizienten zwischen 0 und 1 gewichtet, der als Emissivität bezeichnet wird. Er wird mit ϵ bezeichnet.

Dieser Koeffizient kann von der Wellenlänge, dem Einfallswinkel und der Temperatur abhängen: $\epsilon(\lambda, T, \theta, \varphi)$.

Die Emissivitäten werden nach dem räumlichen und dem spektralen Bereich der Strahlung klassifiziert. Als Gesamtemissivität bezeichnet man die

über das gesamte Spektrum berechneten Emissivität und die für eine einzelne Wellenlänge berechnete Emissivität als monochromatische Emissivität. Die für alle Richtungen berechnete Emissivität wird als hemisphärische Emissivität und die in einer einzigen Richtung berechnete Emissivität als direktionale Emissivität bezeichnet.

1.1 Richtungsabhängige monochromatische Emissivität

Die monochromatische Richtungsmissivität, bezeichnet mit $\epsilon^{(l)}$, ist das Verhältnis zwischen der Leuchtdichte des Materials und der eines schwarzen Körpers für eine bestimmte Richtung und Wellenlänge. Sie ist die Größe, die die genaueste Beschreibung für ein bestimmtes Material ermöglicht:

$$\epsilon^{(l)}_{\lambda}(\lambda, T, \theta, \varphi) = \frac{L_{\text{Matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi)}{L_0(\lambda, T)} \quad (2)$$

L_0 hängt bei einem schwarzen Körper nicht vom Einfallswinkel ab.

Die meisten Materialien haben einen Emissionsgrad, der nicht von der Ausrichtung abhängt und somit auch nicht von φ . Bei glatten Oberflächen kann dieser Emissionsgrad von der Polarisation des Lichts abhängen.

1.2 Monochromatische hemisphärische Emissivität

Der hemisphärische monochromatische Emissionsgrad ist das Verhältnis zwischen der von der Oberfläche des untersuchten Materials abgestrahlten Leistungsdichte und der von einem schwarzen Körper für eine bestimmte Wellenlänge abgestrahlten Leistungsdichte:

$$\epsilon^{(h)}_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{\int_{\Omega} L_{\text{Matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_{\Omega} L_0(\lambda, T) \sin \theta d\theta d\varphi} \quad (3)$$

1.3 Gesamtemissionsgrad

Die totale Richtungsmissivität ist das Verhältnis zwischen der von der Oberfläche des untersuchten Materials abgestrahlten Leuchtdichte und der von einem schwarzen Körper über das gesamte elektromagnetische Spektrum abgestrahlten Leuchtdichte:

$$\epsilon^{(t)}(T, \theta, \varphi) = \frac{\int_{\lambda} L_{\text{Matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) d\lambda}{\int_{\lambda} L_0(\lambda, T) d\lambda} \quad (4)$$

Dieser Emissionsgradwert ist für Nutzer von Wärmebildkameras von Interesse. Er ermöglicht es nämlich, die Leuchtdichte in einer Richtung mit der Temperatur zu verknüpfen. Diese Berechnung oder Messung des Emissionsgrades kann in einem Wellenlängenbereich erfolgen, der mit dem der Kamera identisch ist, oder in einem bestimmten Spektralbereich:

$$\varepsilon_{\lambda_1, \lambda_2}^I(T, \theta, \varphi) = \frac{\int_{\lambda_2}^{\lambda(1)} I_{\text{Matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_2}^{\lambda(1)} L_0(\lambda, T) \cdot d\lambda} \quad (5)$$

1.4 Gesamtes Emissionsvermögen der Hemisphäre

Die hemisphärische Gesamtemissivität ε ist das Verhältnis zwischen der hemisphärischen Gesamtemittanz des Materials und der eines schwarzen Körpers für alle Wellenlängen bei einer bestimmten Temperatur:

$$\varepsilon (=) = \frac{\int L_{\text{(Matériau)}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi}{\int L_0(\lambda, T) \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi} \quad (6)$$

Diese Emissivität ist für Thermiker interessant, um Wärmebilanzen von undurchsichtigen Wänden zu erstellen. Mit ihr lässt sich der Strahlungsaustausch einer Oberfläche berechnen, die auf die Temperatur T gebracht wurde.

1.5 Sonderfälle

Wenn der Emissionsgrad eines Materials nicht von der Wellenlänge abhängt, wird dieses als grauer Körper bezeichnet. Diese Eigenschaft kommt in der Realität nicht vor, daher wird ein Körper, dessen Emissionsgrad im untersuchten Spektralbereich nicht variiert, als grauer Körper bezeichnet. Ein grauer Körper, dessen spektrale Eigenschaften sich nicht in Abhängigkeit von der Temperatur ändern, hat einen Emissionsgrad, der sich ebenfalls nicht in Abhängigkeit von der Temperatur ändert. Umgekehrt hat eine Oberfläche mit einem spektralen Emissionsgrad, der sich mit der Wellenlänge ändert, einen Gesamtemissionsgrad, der sich mit der Temperatur ändert, da sich das Strahlungsspektrum des schwarzen Körpers mit der Temperatur ändert.

Wie wir gerade gesehen haben, hängt der Emissionsgrad eines realen Materials in der Regel auch vom Emissionswinkel ab. Es handelt sich also nicht um eine Lambert'sche Oberfläche. Bei Dielektrika variiert der Emissionsgrad jedoch nur geringfügig in einem großen Winkelbereich (von 0 bis 60°). In diesem Winkelbereich gelten sie als lambertisch. Abbildung 1 nach (1) zeigt die totale Richtungsemissivität in Abhängigkeit vom Winkel für eine Reihe von Materialien. Es ist zu erkennen, dass diese bis zu einem Winkel von 60° nicht variiert. Darüber hinaus weist das Gesetz der Emissivitätsänderung in Abhängigkeit vom Winkel eine ähnliche Form auf.

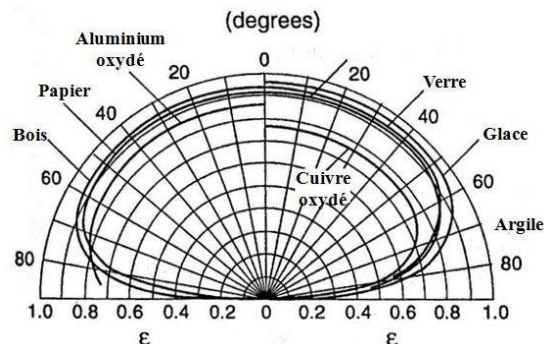


Abbildung 1: Gesamtemissionsgrad in Abhängigkeit von der Richtung gemäß (1)

2 Berechnung des Emissionsgrades anhand des komplexen Index

Das Gesetz der Energieerhaltung lässt sich im Fall der elektromagnetischen Strahlung durch das Kirchhoffsche Gesetz ausdrücken. Im Allgemeinen verbindet dieses Gesetz für eine bestimmte Wellenlänge den Transmissionsfaktor, den hemisphärischen Richtungsreflexionsfaktor mit der Absorption, die in diesem Fall gleich dem Emissionsgrad ist:

$$a(\lambda) + \tau(\lambda) + \rho(\lambda) = 1 \quad (7)$$

Dabei ist a der spektrale Absorptionsfaktor, τ der spektrale Transmissionsfaktor und ρ der hemisphärische Richtungsreflexionsfaktor.

Für ein undurchsichtiges Material lautet diese Beziehung:

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \rho(\lambda) \quad (8)$$

Da $\varepsilon = a$ und für ein undurchsichtiges Material $\tau = 0$.

Die Gleichung (8) bildet die Grundlage aller indirekten Methoden zur Messung des Emissionsgrades. Mit ihr lässt sich der Emissionsgrad auch aus dem Reflexionsgrad berechnen, der wiederum anhand der Fresnel-Beziehungen berechnet wird. Dieser Ansatz gilt nur für Dioptrien, d. h. für glatte Oberflächen.

2.1 Berechnung des Emissionsgrades für beide Lichtpolarisationen

Für das ebene Dioptrum kann der Emissionsgrad aus dem Ausdruck der Reflexionskoeffizienten berechnet werden, die aus dem komplexen Index $n = n_0 + i\chi$ berechnet werden. Diese detaillierte Berechnung findet sich in (2) aus den Maxwell-Gleichungen. Diese Ausdrücke werden aus den Fresnel-Koeffizienten für die Reflexion abgeleitet und sind in (3) zu finden. Die Gleichungen 9 und 10 können mit komplexen Indizes verwendet werden, wodurch sie zur Berechnung des Emissionsgrades von Metallen herangezogen werden können. Aufgrund von Randbedingungen am Diopter muss ein Reflexionskoeffizient und somit ein Emissionsgrad für zwei unterschiedliche Polarisationen berechnet werden. Diese Polarisationen sind in der Abbildung 2 dargestellt.

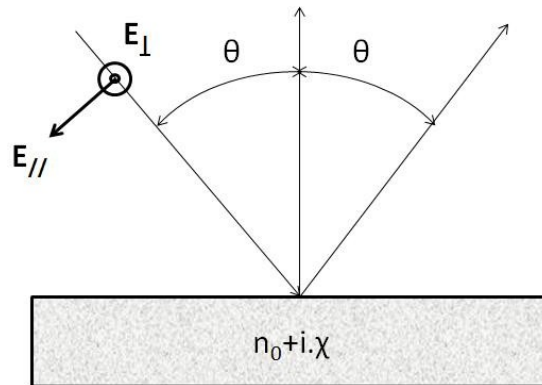


Abbildung 2 Spiegelreflexion an einem ebenen Diopter

Bei unpolarisiertem Licht muss der arithmetische Mittelwert der beiden Emissivitäten, die den beiden Polarisationen entsprechen, gebildet werden. Die Ausdrücke für die beiden Emissivitäten für die beiden Polarisationen sind nachstehend aufgeführt:

$$\epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{(n \cdot \cos(\theta) - \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}}) \cdot (n \cdot \cos(\theta) + \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})}{(n \cdot \cos(\theta) + \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}}) \cdot (n \cdot \cos(\theta) - \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})} \quad (9)$$

$$\epsilon_{\perp} = 1 - \frac{(\cos(\theta) - n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}}) \cdot (\cos(\theta) + n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})}{(\cos(\theta) + n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}}) \cdot (\cos(\theta) - n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})} \quad (10)$$

Man kann sie auch in einer anderen Form schreiben:

$$\epsilon_{\parallel} = 1 - \left\| \frac{(n \cdot \cos(\theta) - \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})}{(n \cdot \cos(\theta) + \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})} \right\|^2 \quad (11)$$

Und

$$\epsilon_{\perp} = 1 - \left\| \frac{(\cos(\theta) - n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})}{(\cos(\theta) + n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})} \right\|^2 \quad (12)$$

Man kann auch die normale Richtungsemissivität ϵ_n berechnen. In diesem Fall sind beide Polarisationen gleichwertig und man erhält für einen komplexen Index n das folgende Ergebnis:

$$\epsilon_n = \frac{4 \cdot n_0}{(n_0 + 1)^2} \quad (13)$$

2.2 Fall der Dielektrika

Abbildung 3 aus (2) zeigt die Richtungsemissivität in Abhängigkeit vom Winkel für ein Dielektrikum mit einem Brechungsindex von 1,5: Dies entspricht einer relativen dielektrischen Permittivität von 2,25:

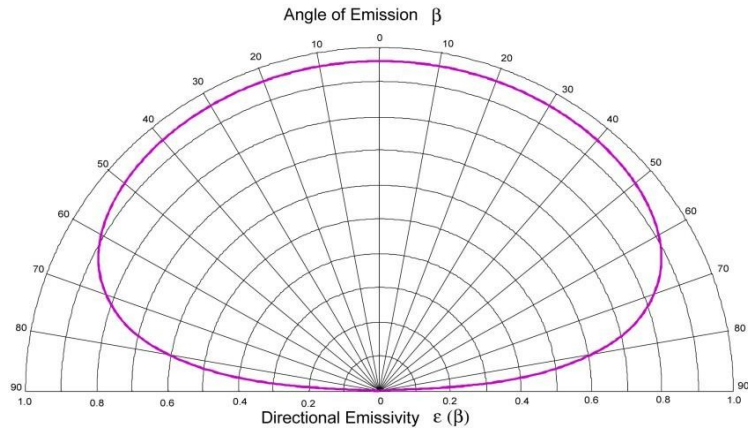


Abbildung 3 Richtungsabhängige Emissivität in Abhängigkeit vom Winkel für ein Dielektrikum mit einem Brechungsindex von 1,5 (2)

Dies sind typische Eigenschaften von Glas auf Borosilikatbasis. Es ist festzustellen, dass sich die theoretisch ermittelte Form des Emissionsgradindikators mit den experimentell gemessenen Werten deckt (Abbildung 1). Da der einzige Parameter, der die Emissivität eines glatten dielektrischen Diopters verändern kann, der reale Brechungsindex ist, ergibt sich für einen gegebenen Brechungsindex immer derselbe Emissivitätsindikator. Daher kann die hemisphärische Emissivität durch Integration über die gesamte Hemisphäre berechnet werden. Das Verhältnis zwischen dem hemisphärischen Emissionsgrad und dem normalen Richtungsemissionsgrad ist daher nur eine Funktion des Brechungsindex und somit nur des normalen Richtungsemissionsgrades (Abbildung 1). Man kann also den hemisphärischen Emissionsgrad aus dem normalen Richtungsemissionsgrad ableiten und umgekehrt. Diese Verhältnisse sind in der Norm NF EN 12898 zur Bestimmung des Emissionsgrades für Bauglas tabellarisch aufgeführt. Diese Studie kann mit guter Annäherung für ein nicht glattes Dielektrikum verwendet werden. Tatsächlich hat die Rauheit nur einen sehr geringen Einfluss auf den Emissionsgrad eines Dielektrikums. Diese Überlegungen werden in Abschnitt 2.4 aufgegriffen.

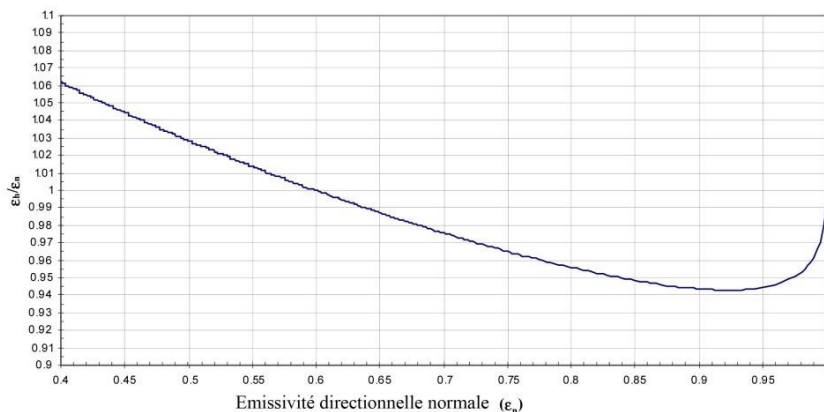


Abbildung 4 Verhältnis zwischen hemisphärischem Emissionsgrad und normalem Richtungsemissionsgrad in Abhängigkeit vom normalen Richtungsemissionsgrad für glatte Dielektrika (2)

2.3 Fall von Metallen und Leitern

Auf die gleiche Weise kann man den Emissionsgradindikator für ein Luft/Metall-Dioptrium zeichnen. Man erhält einen theoretischen Emissionsgradindikator, der dem ähnelt, den man auf einem Metall wie Aluminium erhalten kann. Der in Abbildung 5 dargestellte Indikator aus (2) wurde für einen typischen Brechungsindex eines Metalls wie Aluminium berechnet: $n = 5,7 + 9,7i$. Die Entsprechung zwischen dem hemisphärischen Emissionsgrad und dem normalen Richtungsemissionsgrad besteht auch für Leiter, jedoch ist der Emissionsgradindikator unterschiedlich. Daher müssen Leiter getrennt von Dielektrika behandelt werden, um das Verhältnis zwischen den beiden Emissionsgraden zu bestimmen. Diese Studie kann nicht für einen nicht glatten Leiter verwendet werden. Die Rauheit hat nämlich einen starken Einfluss auf den Emissionsgrad eines Metalls, da der Emissionsgrad eines Metalls stark von seiner Rauheit abhängt. Eine detailliertere Untersuchung des Emissionsgrades von Metallen in Abhängigkeit von ihrer Rauheit findet sich in [30].

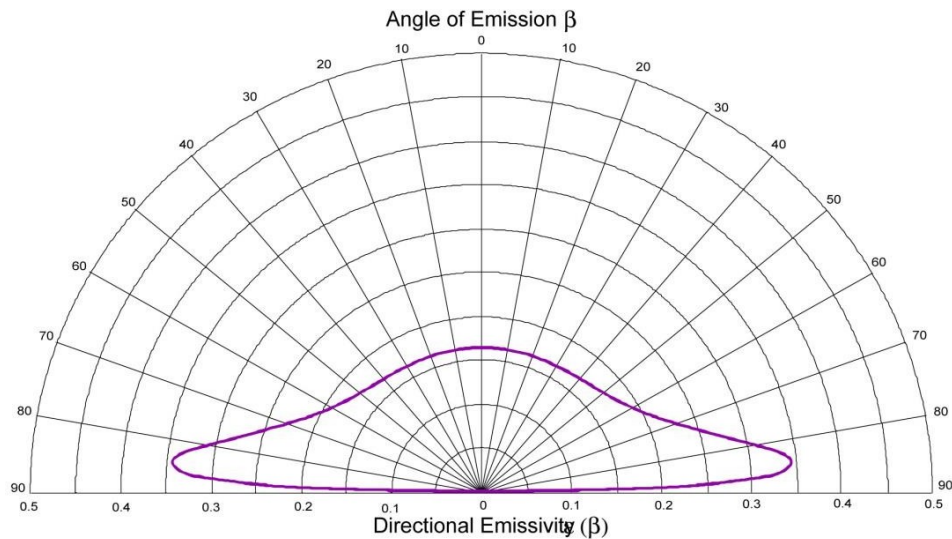


Abbildung 5 Richtungsabhängige Emissivität in Abhängigkeit vom Winkel für ein Metall mit einem Brechungsindex von $n = 5,7 + 9,7i$

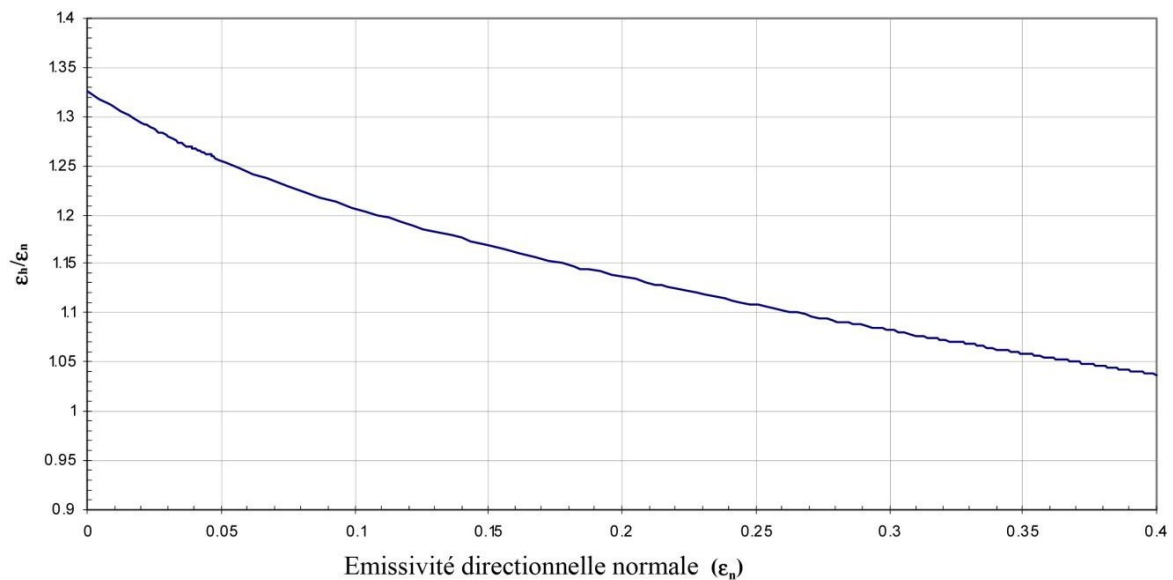


Abbildung 6 Verhältnis zwischen hemisphärischer Emissivität und normaler Richtungs-Emissivität in Abhängigkeit von der normalen Richtungs-Emissivität für glatte Leiter (2)

Bei Leitern können zwei Parameter, n_0 und χ , variieren. Abbildung 6 zeigt eine theoretische Kurve, die durch Variation des imaginären Teils des Brechungsindex erhalten wurde. Für komplexere Fälle und insbesondere für raue Oberflächen konnten durch experimentelle Untersuchungen Werte tabellarisch erfasst werden.

2.4 Beziehung zwischen dem und dem hemisphärischen Emissionsgrad

Aus Gründen der Einfachheit wird häufig der Richtungs-Emissionsgrad bei quasi normalem Einfall gemessen. Oftmals ist es jedoch erforderlich, den hemisphärischen Emissionsgrad zu ermitteln. Dieser ergibt sich aus der Integration des Richtungs-Emissionsgrades über alle nützlichen Raumwinkel. Wenn diese nicht über alle Einfallswinkel gemessen werden kann, muss es möglich sein, die hemisphärische Emissivität aus der gerichteten Emissivität bei quasi normalem Einfall abzuleiten. Diese Berechnung ist theoretisch für glatte dielektrische Dioptere möglich, da die Emissivität nur vom Normalindex abhängt (Abbildung 1). Die Werte in Tabelle 1 stammen aus der Norm ISO 12898. Sie dient zur Messung des Emissionsgrades von Verglasungen.

Gesamtemissionsgrad bei normalem Einfall ϵ_n	0,03	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,89
Verhältnis ϵ_h/ϵ_n	1,22	1,18	1,14	1,1	1,06	1,03	1	0,98	0,96	0,95	0,94

Tabelle 1 Faktoren zur Berechnung des gesamten hemisphärischen Emissionsgrads aus ϵ_n für eine glatte dielektrische Oberfläche

Einige bemerkenswerte Studien haben diesen Koeffizienten ϵ_n/ϵ dokumentiert. Für glatte Oberflächen mit geringem Emissionsgrad (typischerweise Metalle) verwendeten Rubin und Hartmann (4) Schichten aus Silber und In_2O_3 auf Glas. Unter Verwendung der experimentellen Daten und der Beziehungen von Kramer Kronig wurde ein analytischer Ausdruck erhalten:

$$\frac{\epsilon_n}{\epsilon} = 1,3217 - 1,8766 \cdot \epsilon + 4,6586 \cdot \epsilon^2 - 5,8349 \cdot \epsilon^3 + 2,7406 \cdot \epsilon^4 \quad (14)$$

Für Dielektrika, deren Emissivität ϵ_n zwischen 0,68 und 0,98 liegt, wird ein anderer Ausdruck verwendet (4) (5):

$$\frac{\epsilon_n}{\epsilon} = 0,1569 + 3,7669 \cdot \epsilon - 5,4398 \cdot \epsilon^2 + 2,4733 \cdot \epsilon^3 \quad (15)$$

Diese Daten wurden in zwei europäischen Forschungsberichten (6) (7) zusammengefasst und ergänzt. Sie lieferten die notwendigen Daten für die Ausarbeitung der Norm ISO 12898.

Diese Daten sind in

Abbildung 7 dargestellt. Die Kurve mit der Legende „**Metalle**“ entspricht der Gleichung (14), die Kurve mit der Legende „**Dielektrika**“ der Gleichung (15). Die in der Norm ISO 13898 tabellarisch aufgeführten Werte sind ebenfalls in dieser Grafik dargestellt.

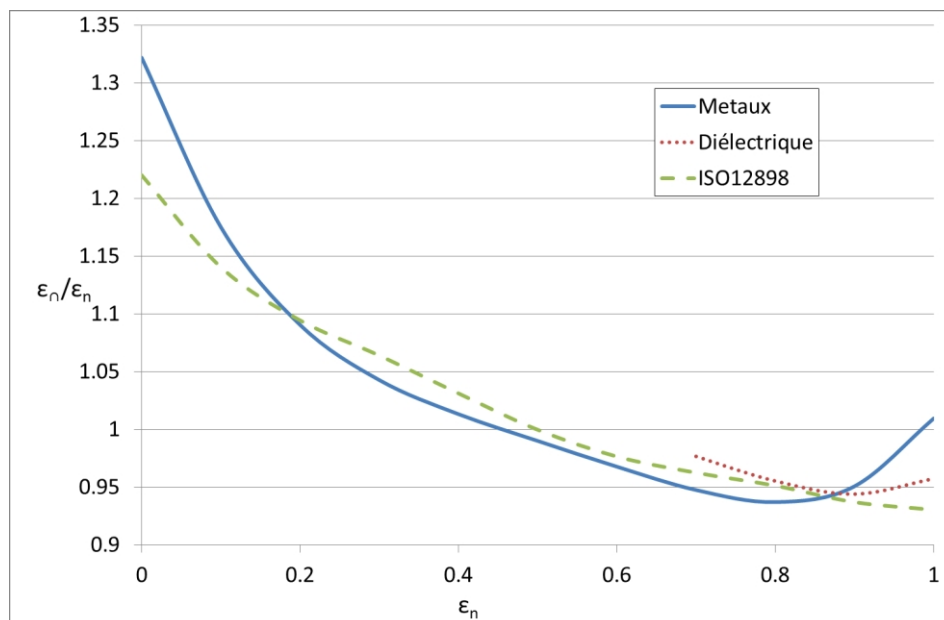


Abbildung 7 Verhältnis zwischen ϵ und ϵ_n nach verschiedenen Quellen

3 Die verschiedenen Methoden zur Messung der Wärmeemissivität

3.1 Klassifizierung der Methoden

In diesem Kapitel befassen wir uns mit den Methoden zur Messung der Emissivität. Sie wurden nach dem physikalischen Prinzip der Messung klassifiziert. Wir haben die sogenannten direkten Methoden von den sogenannten indirekten Methoden getrennt. Bei den direkten Methoden wird die von der Oberfläche abgestrahlte Leistung direkt gemessen: Dabei handelt es sich um kalorimetrische und radiometrische Methoden.

Indirekte Methoden sind solche, bei denen die Eigenschaften der Oberflächen im Infrarotspektralbereich aus den optischen Eigenschaften durch Reflektometrie abgeleitet werden: Dies ist bei allen anderen Methoden der Fall. Alle handelsüblichen Geräte verwenden diese indirekten Methoden in der einen oder anderen Form. Direkte Methoden sind nur durch die verwendete Versuchsanordnung begrenzt. Indirekte Methoden leiden unter Verzerrungen, die der Messmethode selbst innewohnen.

3.2 Kalorimetrische Methode

Die kalorimetrische Methode ermöglicht die Bewertung der Strahlungstransfers, ohne dass dabei Einfälle oder Wellenlängen vernachlässigt werden. Sie besteht darin, eine Energiebilanz der Strahlungsverluste der untersuchten Probe zu erstellen, wenn diese die einzigen sind, die eine Rolle spielen. Es handelt sich um eine direkte und absolute Methode, d. h. es ist kein Referenzemissionsgrad erforderlich, um den Emissionsgrad der Probe zu ermitteln. Diese Methode ist jedoch aufwendig. Um Übertragungen durch Wärmeleitung und Konvektion zu eliminieren, muss die Probe unter einer reduzierten Atmosphäre (typischerweise 10^{-5} mbar) platziert werden. Die Probe wird erhitzt und auf der Temperatur gehalten, bei der der Emissionsgrad ermittelt werden soll. Um die Temperatur aufrechtzuerhalten, muss sie mit Energie versorgt werden:

$$P = \sigma \cdot (\varepsilon \cdot T^4 - \varepsilon_e \cdot T_e^4) \cdot S \quad (16)$$

wobei P die von der Probe abgegebene Leistung, ε ihr Emissionsgrad, σ die Stefan-Boltzmann-Konstante, T die Temperatur der Probe, ε_e der Emissionsgrad des Gehäuses, T_e die Temperatur des Gehäuses und S die emittierende Oberfläche der Probe ist. Die Leistung, die erforderlich ist, um die Probe auf der Temperatur zu halten, bei der der Emissionsgrad ermittelt werden soll, wird elektrisch in Form des Joule-Effekts bereitgestellt. Abbildung 8 zeigt schematisch eine Vorrichtung zur Messung des Emissionsgrads nach der kalorimetrischen Methode. Der Behälter (F) wird mit Hilfe einer Pumpvorrichtung, die über die Rohrleitung A mit dem Behälter verbunden ist, unter Vakuum gehalten. Die Strom- und Messkabel (B) sind über eine Klemmleiste C mit der Probe verbunden. Diese dient als Schutz, um Verluste durch Wärmeleitung zu vermeiden. Die Temperatur dieser Klemmleiste wird auf derselben Temperatur wie die Probe gehalten und geregelt. Auf diese Weise ist die durch Wärmeleitung über die Strom- und Messkabel zwischen der Klemmleiste und der Probe abgegebene Leistung aufgrund des fehlenden Temperaturgradienten gleich Null. Die Probenscheibe mit bekannter Strahlungsfläche wird in die Kammer gehängt. Die Kammer E ist ein wärmeisolierter Kryostat, der in der Regel mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist. Helium wird verwendet, wenn man für die Raumfahrtindustrie Emissivitäten bei niedrigen Temperaturen (unter 250 K) messen möchte. Eine solche Vorrichtung wird in (8) beschrieben. Der Innenraum der Kammer F ist mit einer Beschichtung mit hohem Emissionsgrad und geringem spektralen Emissionsgrad über die Wellenlänge versehen. Die Wahl der Kryostattemperatur ist geleitet von der Notwendigkeit, $\varepsilon \cdot T^4 \gg \varepsilon_e \cdot T_e^4$ zu erreichen. Die ideale Temperatur muss es ermöglichen, eine Abweichung zu erzielen, die deutlich unter der Messunsicherheit des Geräts liegt. Aus Gleichung 16 lässt sich der Emissionsgrad ableiten:

$$\varepsilon = \frac{P + \sigma \cdot T_e^4 \cdot S}{\sigma \cdot T^4 \cdot S} \quad (17)$$

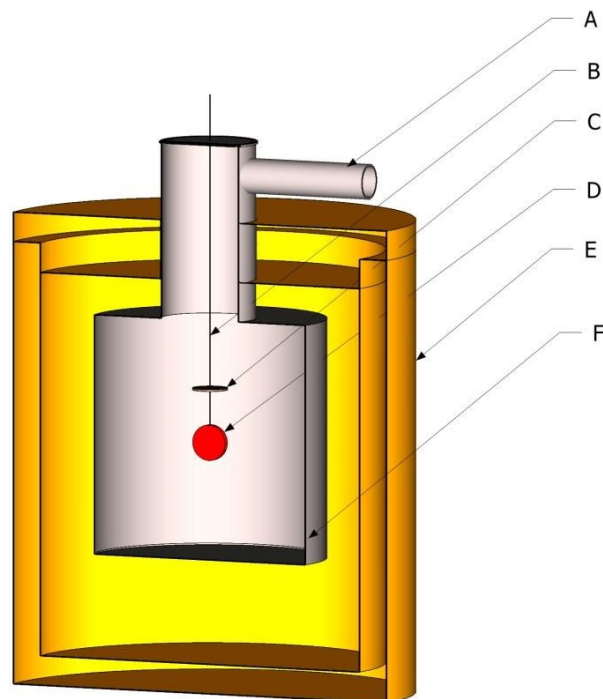


Abbildung 8: Prinzipskizze der kalorimetrischen Methode

Die kalorimetrische Methode ist die einzige, die eine direkte Bestimmung des gesamten hemisphärischen Emissionsgrades ermöglicht. Dabei wird die gesamte Strahlung berücksichtigt. Da diese Methode keine Referenz oder Emissionsgradnorm erfordert, gilt sie als Referenzmethode. Allerdings ist sie aufwendig und zeitraubend. Es wäre schwierig, mit dieser Methode allein eine Emissionsgrad-Datenbank aufzubauen. Die größte Unsicherheit besteht bei der Messung der Oberflächentemperatur. Diese kann durch Messung des Temperaturgradienten im Inneren der Probe mit Hilfe verschiedener Sensoren extrapoliert werden (9). Außerdem müssen die Proben in ihrer Größe kalibriert sein, damit sie in das Messgerät passen. Weitere, einfachere Geräte werden in (10) beschrieben.

3.3 Radiometrische Methode

3.3.1 Methode durch direkte Messung des Flusses/der Leuchtdichte

Bei dieser Methode wird die Leuchtdichte einer Probe mit der eines auf die gleiche Temperatur erhitzten schwarzen Körpers verglichen. Die Vorrichtung ist in Abbildung 9 dargestellt. In dieser Abbildung wird die Probe A auf die Temperatur erhitzt, bei der der Emissionsgrad gemessen werden soll. Diese wird in eine gekühlte Kammer B mit den gleichen Temperaturbedingungen wie bei der kalorimetrischen Methode ($\epsilon \cdot T^{(4)} \gg \epsilon \cdot T^{(4)}$) gebracht. Ein Schwarzkörper E, der auf die gleiche Temperatur wie die Probe gebracht wurde, dient als Leuchtdichte-Referenz. Mit Hilfe des Kippspiegels C werden nacheinander die Leuchtdichte des Schwarzkörpers und die der Probe gemessen. Der

Verhältnis zwischen diesen beiden Leuchtdichten ergibt den Emissionsgrad. Der Schwarzkörper wird in einem wärmeisolierten Gehäuse ohne Temperaturbedingungen platziert. Die Messung kann mit einem Schwarzkörper durchgeführt werden, dessen Temperatur sich von der Temperatur der Probe unterscheidet. In diesem Fall gilt ein Verhältnis zwischen den Temperaturen hoch 4. Die beiden Leuchtdichten werden mit dem Detektor D gemessen. Dabei kann es sich um einen Breitband-Infrarotdetektor (wie eine Thermosäule) handeln, um den Gesamtemissionsgrad zu messen. Dieser Detektor kann mit einem Filterrad ausgestattet sein, um den spektralen Emissionsgrad für verschiedene Wellenlängen zu messen (11). Alle Vorrichtungen zur Messung des Emissionsgrades im Vergleich zu einem schwarzen Körper des NIST (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA) sind in

(12). Bei diesem Gerät gibt es keinen Kippspiegel, das Detektionssystem wird mittels eines Schlittens vor die zu messenden Oberflächen und Referenzschwarzkörper bewegt. Dieses Gerät ist in diesem Bereich der Maßstab für Emissionsgradmessungen bei Temperaturen von 600 K bis 1400 K. Das in (13) beschriebene Emissionsmessgerät verwendet ein Fourier-Transform-Infrarotspektrometer. Die Leuchtdichte wird daher in einer einzigen Richtung gemessen, sodass ein richtungsabhängiger Emissionsgrad ermittelt wird. Um verschiedene Einfallswinkel zu messen und auf den hemisphärischen Emissionsgrad zurückzurechnen, ermöglichen es bestimmte Geräte, die Probe zu drehen: Dies ist bei dem in (13) beschriebenen Gerät der Fall. Das Spektrometer kann auch durch einen Monochromator ersetzt werden, wie das in (14) beschriebene Gerät.

Für die radiometrische Messung bei Raumtemperatur muss die Probe in einen Kryostaten bei sehr niedriger Temperatur und unter Vakuum gebracht werden, um Kondensation zu vermeiden. Ein originelles Gerät, das dieses Problem vermeidet, wird in (15) beschrieben. Das Prinzip bleibt dasselbe, jedoch werden die Messungen bei Raumtemperatur durchgeführt und der gemessene Fluss anschließend anhand der Temperaturmessungen des Gehäuses und des Choppers korrigiert. Dies vereinfacht die Vorrichtung erheblich, führt jedoch zu zusätzlichen Unsicherheitsquellen.

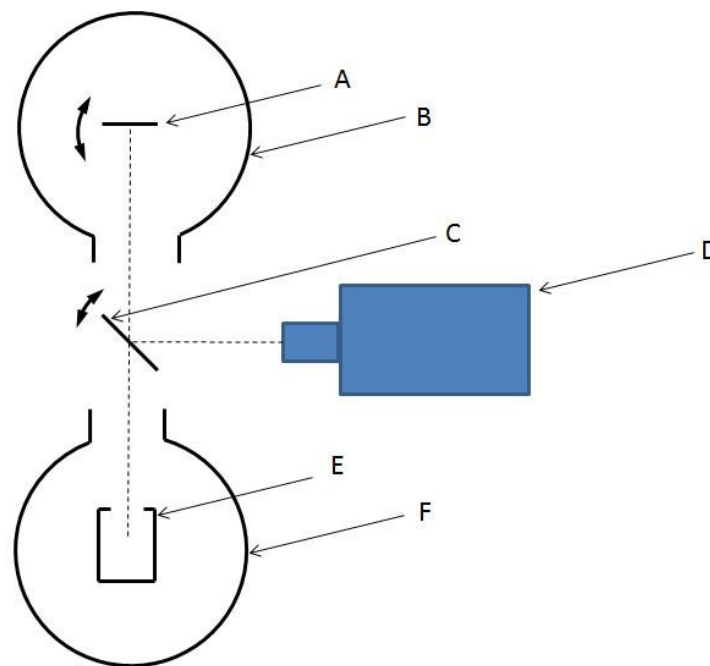


Abbildung 9: Radiometrische Methode

3.3.2 Periodische radiometrische Methode

Bei der periodischen radiometrischen Methode wird die Temperatur der Probe geringfügig um die Temperatur herum moduliert, bei der der Emissionsgrad ermittelt werden soll. Auf diese Weise kann der reflektierte Fluss vom Eigeneinfluss der Probe getrennt werden. Dies ist das Prinzip der modulierten radiometrischen Methode.

Um den Emissionsgrad zu erhalten, muss der gemessene Fluss mit dem einer Oberfläche mit bekanntem Emissionsgrad verglichen werden. Eine andere Methode besteht darin, auch eine halbkugelförmige Quelle mit einer anderen Frequenz als der Modulationsfrequenz der Probe zu modulieren. Durch die Messung an zwei unbekannten Proben kann man den Wert des Emissionsgrades und des Reflexionsgrades erhalten. Diese Methode erfordert keine Emissionsgradreferenz, um die Messung durchzuführen. Die periodische radiometrische Methode wird in [20] ausführlich beschrieben.

3.4 Reflektometrische Methoden

Die reflektometrische Methode besteht darin, den gerichteten hemisphärischen Reflexionskoeffizienten ρ^n oder den gerichteten hemisphärischen Reflexionskoeffizienten ρ^{ln} zu messen, um die gerichtete Emissivität für eine Richtung zu berechnen, die der zur Messung des Reflexionskoeffizienten verwendeten Richtung entspricht. Diese Berechnung basiert auf dem Kirchhoffschen Gesetz (2). Dieses Gesetz lässt sich wie folgt formulieren: Für eine undurchsichtige Oberfläche im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung gilt für eine Wellenlänge λ :

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \rho(\lambda)$$

Der thermische Gleichgewichtszustand erfordert eine identische Temperatur für die Umgebung und die betreffende Oberfläche. Diese Beziehung lässt sich auf einen Wellenlängenbereich ausweiten.

Dieser Reflexionskoeffizient kann entweder durch Messung der Reflexion für alle Wellenlängen und durch gewichtete Integration der Emissivität des schwarzen Körpers berechnet werden oder indem sichergestellt wird, dass die Reflexion mit einer Lichtquelle gemessen wird, die die gleiche spektrale Energieverteilung wie der schwarze Körper bei der betrachteten Temperatur aufweist. Außerdem muss sichergestellt werden, dass der verwendete Infrarotdetektor im betrachteten Spektralbereich eine ausreichend konstante Empfindlichkeit aufweist. Sofern sich das spektrale Reflexionsvermögen nicht mit der Temperatur ändert, kann dieses Reflexionsvermögen berechnet werden, ohne die Temperatur der Probe zu berücksichtigen. Wir werden mehrere Methoden zur Messung des Emissionsvermögens anhand der Messung des Reflexionsvermögens betrachten.

3.4.1 Methode mit Integrationskugel

Abbildung 10 zeigt die Funktionsweise einer Integrationskugel. Diese muss innen mit einer reflektierenden und streuenden Beschichtung versehen sein. Die Probe wird mit einer Infrarotquelle in einer bestimmten Richtung nahe der Normalen beleuchtet. Der Einfallswinkel in handelsüblichen Integrationskugeln liegt zwischen 8 und 12 Grad. Sobald das Licht die Probe erreicht hat, wird es entsprechend dem Reflexionsgrad des Materials in alle Richtungen gestreut. Nach mehreren Reflexionen erreicht das Licht den seitlich angeordneten Detektor. So misst der Detektor theoretisch fast den gesamten von der Probe reflektierten Lichtstrom. Ein Blenden-System verhindert, dass der Detektor die Probe direkt sieht, um die Messung nicht zu stören. Ein Detektor kann symmetrisch zur Quelle platziert werden, um die spiegelnde Reflexion zu messen. Dieser ist optional, und bei bestimmten Kugeln kann man an der Stelle der spiegelnden Reflexion entweder einen Teil der diffusen Oberfläche derselben Art wie die Kugel anbringen oder diese Stelle offen lassen. Im ersten Fall wird der gesamte reflektierte Fluss (diffus und spiegelnd) gemessen, im zweiten Fall nur der diffuse Fluss. Durch Subtraktion erhält man den spiegelnden Reflexionskoeffizienten. Um eine Messung des Reflexionskoeffizienten durchzuführen, muss das Gerät mit einer Reflexionsreferenz kalibriert werden. Es wird die gleiche Art von Beschichtung verwendet wie für die Kugel. In der Regel handelt es sich um eine sandgestrahlte oder mikrokugelgestrahlte Metalloberfläche, die mit einer Goldschicht überzogen ist. Ein Gerät dieser Art wird am NIST verwendet. Es wird in (16) beschrieben.

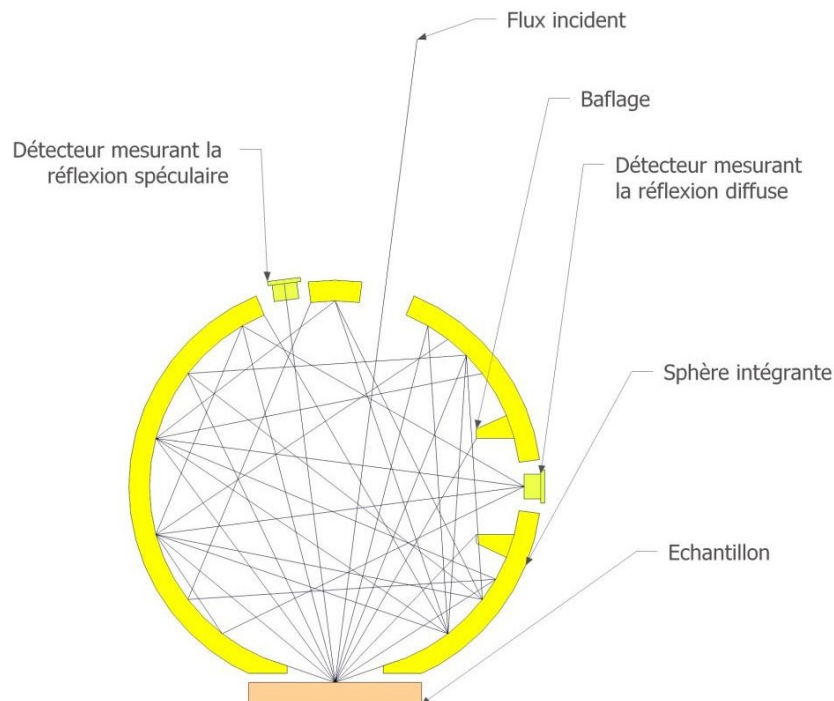


Abbildung 10: Schematische Darstellung eines Geräts zur Messung der hemisphärischen Richtungsreflexion nach der Methode der Integrationskugel

3.4.2 Verfahren unter Verwendung einer modulierten Quelle

Früher musste man bei der radiometrischen Methode, wenn man den von der Oberfläche emittierten Fluss messen wollte, den Fluss aus der Strahlungsumgebung um die Probe herum eliminieren. Diese wurde daher in eine auf

auf eine Temperatur T_c gekühlt, um $\sigma \cdot T^4 \gg \sigma \cdot T_c^4$ zu gewährleisten. Diese anspruchsvolle Bedingung lässt sich jedoch dank einer wassergekühlten Kammer für Proben Temperaturen in der Größenordnung von 1000 K leicht erreichen. Wenn jedoch ein Emissionsgrad bei Raumtemperatur gemessen werden soll, muss die Kammer auf kryogene Temperaturen gekühlt werden. Um diese zusätzliche Komplexität zu vermeiden, kann die Temperatur der zu messenden Probe um die Temperatur herum moduliert werden, bei der der Emissionsgrad ermittelt werden soll (17). In diesem Fall wird der modulierte Strahlungsfluss gemessen und mit der Modulationsamplitude verglichen, die der von einer Referenzfläche emittierten entspricht. Wenn es nicht möglich ist, die Temperatur der Probe zu modulieren, kann eine reflektometrische Methode verwendet und der zur Messung des Reflexionsfaktors verwendete Strahlungsfluss moduliert werden. Diese Methoden werden in (18) beschrieben, ein konkretes Anwendungsbeispiel findet sich in (19).

Um den reinen Fluss der Probe vom reflektierten Fluss zu trennen, wird ein frequenzmodulierter halbkugelförmiger Fluss auf diese gesendet. Das Prinzip besteht darin, einen modulierten halbkugelförmigen Infrarotfluss um die untersuchte Probe herum zu erzeugen und in einer Richtung den von der Oberfläche des Materials reflektierten Fluss mit Hilfe einer Thermosäule zu messen. Das Schema in Abbildung 11 zeigt das Prinzip der Vorrichtung. Die Vorrichtung wird zuvor mit einem bekannten Referenzmaterial kalibriert. Abbildung 12 zeigt das Schema des am CERTES (19) entwickelten Geräts sowie ein Foto des Instruments. Der Hohlraum besteht aus einem hohlen Aluminiumwürfel, der nach unten offen ist. Die Temperatur der Wände wird durch Peltier-Elemente moduliert. Die Messung des reflektierten Flusses erfolgt durch eine Öffnung an der Oberseite des Geräts mit Hilfe einer Thermosäule, die mit einer KRS5-Linse ausgestattet ist.

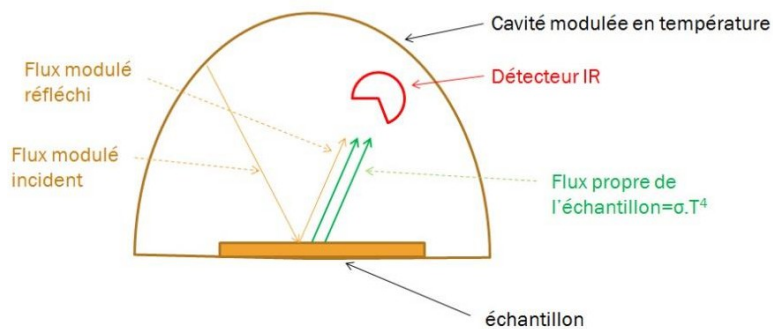


Abbildung 11 Prinzip der reflektometrischen Messmethode mit einer modulierten Quelle

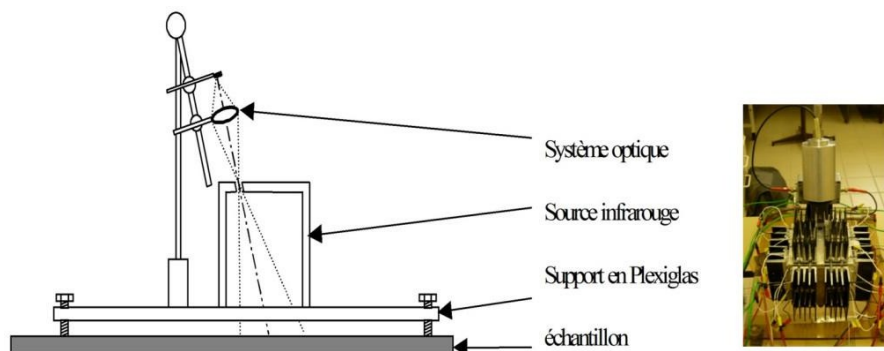


Abbildung 12 Schema und Foto der am CERTES entwickelten Messvorrichtung

Eine weitere Methode zur Modulation des hemisphärischen Flusses ist die Verwendung eines dreidimensionalen Choppers. Dieses Gerät wurde von der Universität ParisXII patentiert. Es wird im Folgenden vorgestellt

EM3 von THEMACS Ingénierie:

Das Prinzip dieses Geräts entspricht dem zuvor beschriebenen. Es besteht darin, eine hemisphärische Strahlungsquelle durch bewegliche Klappen zu modulieren. Dadurch wird eine Modulation des Hohlraums durch Temperaturveränderungen vermieden, was sehr langsam ist. Die Abbildung zeigt das Prinzip der Modulation.

Die Quelle ist der Zylinder B, der auf eine Temperatur leicht über der Umgebungstemperatur erhitzt wird. Der bewegliche Zylinder C und der feste Bildschirm D verdecken die hemisphärische Quelle mit einer Frequenz von 10 Hz für die zylindrische Wand (mit 6 Fenstern) und 5 Hz für den oberen Teil (mit 3 Fenstern). Auf diese Weise ist es möglich, ein spiegelndes Material von einem streuenden Material zu unterscheiden. Eine Thermosäule misst den einfallenden Fluss und eine andere den reflektierten Fluss. Das Verhältnis des reflektierten Flusses hängt nicht vom Emissionsgrad der Quelle ab. Dieses Emissionsmessgerät muss zuvor anhand von zwei Oberflächen mit bekanntem Emissionsgrad kalibriert werden. In der Regel wird eine Oberfläche mit sehr hohem Emissionsgrad (Nextel-Farbe, 3M™) und eine Oberfläche mit sehr niedrigem Emissionsgrad (diffus reflektierendes Aluminium) verwendet. Die Abbildung zeigt das allgemeine Schema (1), eine Detailansicht der beweglichen und festen Klappen sowie der mit Nextel-Farbe (3M™) beschichteten Quelle (2), eine Explosionsdarstellung des Geräts (3) und ein Foto des Geräts. Das Gerät ist tragbar und muss an einen Computer angeschlossen werden, um die Signale mittels FFT zu demodulieren.

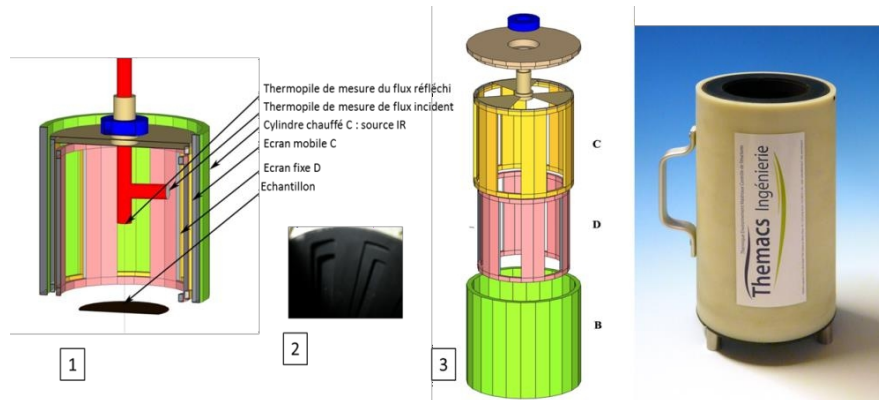


Abbildung 13 Emissometer EM3 von THEMACS Ingénierie

4 Weiterführende Informationen

Mehrere allgemeine Dokumente können diese Studie über Emissionsgradmessungen ergänzen. Dazu gehören insbesondere:

- „Measurement of Thermal Radiation Properties of Solids“ [13]. Dieses Dokument enthält alle Beiträge eines Kongresses aus dem Jahr 1962 über die Strahlungseigenschaften von Materialien. Trotz des Alters dieser Veröffentlichung bietet sie eine sehr vollständige Übersicht über eine Vielzahl von Emissionsmessgeräten, die in der Luftfahrt eingesetzt werden. Auch wenn sich die Technologie seitdem stark weiterentwickelt hat, sind die Messprinzipien dieser Geräte nach wie vor aktuell.
- „Measurement Techniques for Thermal Radiation Properties“ [12]. In ähnlicher Weise gibt dieses Dokument einen Überblick über den Stand der Technik im Jahr 1990. Es werden neue Geräte beschrieben.
- „Spacecraft Thermal Control Coatings References“, [11]. Dieses Referenzdokument der NASA, eines der aktuellsten, beschreibt zunächst die gemessenen Größen. Anschließend wird eine theoretische Berechnung vorgestellt, die die komplexen Indizes der Materialien und die Strahlungseigenschaften miteinander verknüpft. Danach werden die verschiedenen Messmethoden beschrieben. Am Ende des Dokuments werden Messungen an Materialien vorgestellt, die häufig in der Luft- und Raumfahrt verwendet werden. Dieses Dokument beschreibt, wie das oben genannte erste Dokument, auch die optischen Eigenschaften im sichtbaren Bereich; diese sind ebenfalls wichtig, um das thermische Gleichgewicht eines der Sonnenstrahlung ausgesetzten Satelliten abzuleiten.

5 Literaturverzeichnis

1. **Maldague, X.P.** *Theory and practice of infrared technology for non destructive testing*,. s.l.: Ed. Wiley, 2001.
2. **Kauder, L.** *Spacecraft Thermal Control Coatings References, NASA-TP-2005-212792*,. 2005.
3. **P. Lorrain, D.R. Corson.** *Elektromagnetische Felder und Wellen*. o. O.: Armand Collin.
4. **Rubin, M., Arasteh, D. und Hartmann, J.** *Eine Korrelation zwischen normaler und hemisphärischer Emissivität von Beschichtungen mit niedrigem Emissionsgrad auf Glas*. o. O.: Int. Comm. Heat Mass Transfer, 1987.
5. **Blain, B. J. und Douglas, R. W.** *Infrarotoptische Konstanten von Gläsern*. 1965.
6. **D. Janssen, J. Lohrengel.** *Untersuchung und Entwicklung einer Methode zur Messung des Emissionsgrades von Glas*. o. O.: BCR European Community, 1991. EUR 13487 EN.
7. **GEOTTI-BIANCHINI, F.** *Gesamthemisphärisches Emissionsvermögen von beschichtetem Glas*. o. O.: Europäische Gemeinschaft, 1993. EUR 14758 EN.
8. **C. Fabron, A. Meurat.** *Messung des gesamten halbkugelförmigen Emissionsgrades bei niedrigen Temperaturen*. o. O.: Internationales Symposium über Umweltprüfungen für Raumfahrtprogramme, Lüttich, Belgien, 2001.
9. **J. Hameury, B. Hay, J. R. Filtz.** *Messung der gesamten hemisphärischen Emissivität unter Verwendung von*. o. O.: Int. J. Thermophys, 1607, 2007.
10. **S. Moghaddam, J. Lawler, J. Currano.** *Neuartige Methode zur Messung der gesamten hemisphärischen Emissivität*. s.l.: J. Thermophys. Heat Transfer, 2007.
11. **A. Mazikowski, K. Chrzanowski.** *Berührungsloses Multibandverfahren zur Messung der Emissivität*. s.l.: Infrared Phys. Technol., 91, 2003.
12. **L. Hanssen, S. Mekhontsev, V. Khromchenko.** *Infrared Spectral Emissivity Characterization Facility at NIST*, . s.l.: Thermosense XXVI, herausgegeben von Douglas D. Burleigh, K. Elliott Cramer, G. Raymond Peacock, Proc. of SPIE Vol. 5405, SPIE, Bellingham, WA, 2004.
13. **L. Del Campo, R.B. Perez-Saez, X. Esquisabel, I. Fernandez, M.J. Tello.** *Neues experimentelles Gerät zur Messung der spektralen Richtungsemissivität im Infrarotbereich in einer kontrollierten Umgebung*. o. O.: Review Of Scientific Instruments, Band 77, 113111, 1-8, 2006.
14. **V. Vitkovskii, V. G. Gorshenev, Y. F. Potapov.** *Messung der spektralen Richtungsemissivität von Materialien und Beschichtungen im Infrarotbereich des Spektrums*. s.l.: Thermal Engineer , 245-248 Vol. 56-3, 2009.
15. **A. Pantinakis, N. Kortsalioudakis.** *Ein einfaches hochempfindliches Infrarot-Radiometer zur Messung der gerichteten Gesamtemissivität undurchsichtiger Materialien bei Temperaturen nahe der Umgebungstemperatur*. o. O.: International Journal of Thermophysics, 1843-1854, Band 22-6, 2001.
16. **L.M. Hanssen, S. Kaplan.** *Infrarot-Diffusreflexionsmessgeräte und -Standards am NIST*. o. A.: Anal. Chim. Acta,

289 , 1999.

17. **D. Especel, S. Mattei.** *Messung der Gesamtemissivität ohne Verwendung einer absoluten Referenz.* o. O.: Infrared Phys. Technol., 777-784 Band 37, 1996.

18. **L. Ibos, M. Marchetti, A. Boudenne, S. Dacu, J. Livet, Y. Candau.** *Infrarot-Emissionsmessgerät: Prinzip und Anwendungen.* o. O.: Meas. Sc. Tech., 2950, 2006.

19. **M. Siroux.** *Développement de techniques de mesure de l'émissivité de matériaux opaques à température ambiante. Approches radiométrique et calorimétrique en régime périodique.* o. O.: Dissertation Universität Paris 12, 1996.