1. Physikalische Grundlagen

1.1. Wärmelehre, Thermodynamik

Für die fachliche Betrachtung der auf Infrarotstrahlungsmessung beruhenden Temperaturbestimmung ist es notwendig, allem vorausgehend die thermodynamischen und physikalischen Gesetzmäßigkeiten bzw. Zusammenhänge zu behandeln. In diesem Kapitel werden daher die wichtigsten, mit der Temperatur in Beziehung stehenden Begriffe definiert, darauf achtend, dass nur die notwendigsten Aspekte diskutiert werden. Der Schwerpunkt liegt insbesondere auf den Zusammenhängen, welche den größten Einfluss auf die thermografischen Messungen bzw. deren Auswertung ausüben.

1.1.1. Temperatur, Atommodell von Bohr

Die Temperatur ist eine thermodynamische Maßzahl für die innere Energie von Materie, unabhängig des Aggregatzustandes derselben. Materie mit über der absoluten Nullpunkttemperatur (-273,15 °C bzw. 0 K) liegenden Temperaturen haben eine innere Energie über Null, welche als die Summe der Schwingungsenergie der Atome und Moleküle, sowie der Bewegungsenergie der Elektronen (also als durchschnittliche kinetische Gesamtenergie aller Teilchens) zu verstehen ist. Die stark vereinfachte Erklärung des Zusammenhanges ist die Erhöhung der Frequenz und Amplitude der Atom- und Molekülschwingungen, sowie ein Anwachsen der Bewegungsgeschwindigkeit und des (nicht unbedingt kreisförmigen) Bahndurchmessers der Elektronenbewegung gemeinsam mit dem Ansteigen der Temperatur.

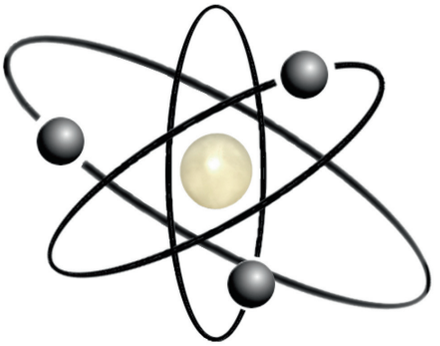


Abb. 1: Atommodell von Bohr

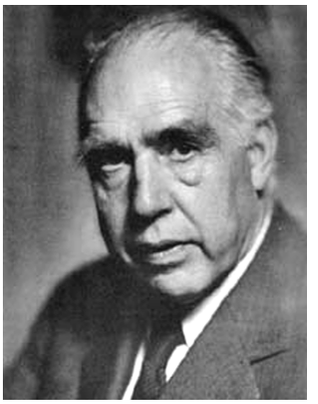
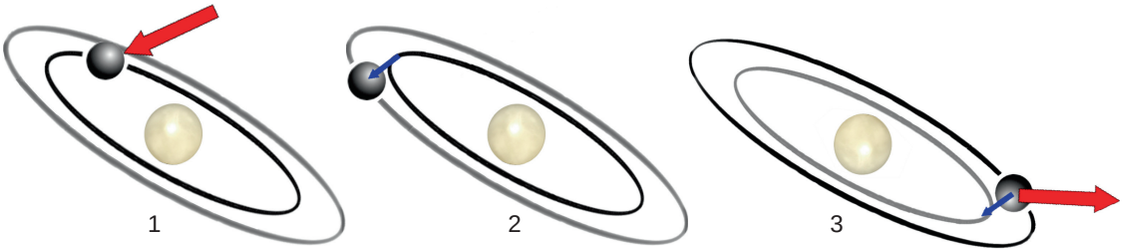


Abb. 2: Niels Henrik David Bohr (1885 - 1962)
Dänischer Physiker und Nobel-Preisträger
(mit freundlicher Genehmigung des Niels Bohr Archive, Kopenhagen [A1])

Unter den vielen existierenden und wissenschaftlich akzeptierten Atommodellen gibt das Modell von Bohr die einfachste Erklärung für die innere Energie und das Entstehen der elektromagnetischen Strahlung. Diesem Atommodell entsprechend sind die Bahnen der Elektronen um den Atomkern (Protonen) jeweils an ein bestimmtes Energieniveau gebunden. Die Energie auf diesen Bahnen ist konstant, die Elektronen haben demnach einen energetisch stabilen Bewegungszustand. Diese stabilen Zustände können nur durch den Sprung auf eine Bahn mit höherem oder niedrigerem - wiederum stabilen - Energieniveau verlassen werden. Wird die Materie erwärmt (also Energie zugeführt), springen die Elektronen auf ein höheres Energieniveau. Verlässt dagegen ein Elektron seine derzeitige Bahn auf ein niedrigeres Energieniveau, dann wird der Energieunterschied als elektromagnetische Welle (entsprechend klassischer Wellenlehre) oder als Wellen- und Massencharakter besitzendes Photon (nach der modernen Quantenphysik) abgegeben. Die abgegebene Energie entspricht dem Unterschied zwischen dem Energieniveau der beiden Bahnen. (Energieerhaltungsgesetz = 1. Hauptsatz der Thermodynamik)



1 - Energiezufuhr „von Außen“ (Erwärmung) **2** - Elektronensprung auf höheres Energieniveau
3 - Elektronensprung auf höheres Energieniveau mit Energieabgabe (elektromagnetische Welle bzw. Photon)

Abb. 3: Erklärung der Strahlungsaufnahme und -abgabe mittels des Atommodells von Bohr

© 2022 WILEY-VCH GmbH. Published 2022 by WILEY-VCH GmbH.

1.1.2. Grundgesetze und Zusammenhänge der Wärmelehre

1.1.2.1. Aggregatzustände

Theoretisch kann jede Materie in allen 4 Aggregatzuständen (fest, flüssig, gasförmig und als Plasma) auftreten. Es gibt jedoch feste Materialien, die sich schon bei einer Temperatur unter ihrem (theoretischen) Schmelzpunkt bereits chemisch umwandeln. Aus dem gleichen Grund gibt es auch viele Substanzen, die in gasförmigem Zustand nicht auftreten.

Festkörper - fester Aggregatzustand

Feste Substanzen umfassen kristalline und amorphe Materialien, und es gibt auch solche, die unterschiedliche Strukturen aufweisen können. Letztere weisen aufgrund ihrer strukturellen Unterschiede auch in ihren physikalischen Eigenschaften signifikante Abweichungen auf. Der feste Aggregatzustand ist durch Körper mit einer beständigen Form und einem bestimmten Volumen gekennzeichnet. Bei festen Materialien können Form- und Volumenänderungen nur durch Krafteinwirkung erreicht werden. Zur Beschreibung der Materialeigenschaften werden daher Zug- und Druckfestigkeit, Härte und Elastizität als stoffspezifische Eigenschaften verwendet.

Bei steigenden Temperaturen verringern die meisten Festkörper ihre Druckfestigkeit und Härte, erhöhen dabei ihre Elastizität. Im Allgemeinen wird durch Erhöhen der Temperatur auch das Volumen erhöht, dessen Grad durch den Wärmeausdehnungskoeffizienten quantifiziert wird. Beim Erreichen der sogenannten Schmelztemperatur gehen die Materialien in einen flüssigen Zustand über.

Flüssigkeiten - flüssiger Aggregatzustand

Flüssige Stoffe (Flüssigkeiten) haben ein konstantes Volumen, sind aber in ihrer Form unbestimmt (variabel). Durch eine Kraft (z.B. Gravitations- oder Zentrifugalkraft) nimmt die Flüssigkeit die Form des Behälters an. (Anmerkung: Unter gravitationsfreien Bedingungen wird aufgrund der Oberflächenspannung eine Kugelform auf Grund der in der Flüssigkeit auftretenden Adhäsionskräfte eingenommen.)

Die Anziehungskraft zwischen den Molekülen der Flüssigkeiten ist wesentlich geringer als die der Festkörper, so dass diese nur noch zum (schwachen) Zusammenhalt der Materie ausreichend ist. Eine Formbeständigkeit ist dagegen nicht vorhanden, da die freie Bewegung von Atomen bzw. Molekülen zueinander möglich ist. Als Materialmerkmal wird bei Flüssigkeiten daher die Viskosität anstelle der Festigkeit bei festen Körpern verwendet. Die Zu- bzw. Abnahme des Volumens bei Temperaturänderung verhält sich ähnlich wie bei den festen Stoffen.

Bei Erreichen der Verdampfungstemperatur wird die Oberflächenspannung der Flüssigkeiten praktisch aufgehoben, so dass bei dieser Temperatur die Flüssigkeit zu Dampf und bei weiterer Temperaturerhöhung - die kritische Temperatur überschreitend - dann zu einem Gas wird.

Dampf- und gasförmiger Aggregatzustand

Ungeachtet der Form oder des Volumens der gasförmigen Medien wird der verfügbare Raum gleichmäßig ausgefüllt. Es gibt praktisch keine Anziehungskraft zwischen den Molekülen in diesem Aggregatzustand. Drehung, Schwingung und makroskopische Bewegung der Partikel führt zu „Zusammenstößen" zwischen diesen und so bewegen sie sich voneinander weg. Gasförmige Materien füllen daher den zur Verfügung stehenden Raum gleichmäßig und mit überall gleichem Druck aus. (Anmerkung: Dies ist natürlich nur der Fall, wenn äußere Kräfte - z.B. Gravitation - das Gas nicht beeinflussen.)

Im gasförmigen Zustand heißen die Materialien unterhalb der kritischen Temperatur Dampf und darüber dann Gas. Dämpfe können zu Flüssigkeiten verdichtet (komprimiert) werden, Gase dagegen können bei keinem - noch so hohen Druck - verflüssigt werden. Dies wäre nur möglich, wenn es vorher unter seine kritische Temperatur abgekühlt worden wäre, also in Dampf umgewandelt würde.

Aufgrund der minimalen Viskosität der gasförmigen Materialien und ihrer - verglichen mit Flüssigkeiten und Festkörpern um Größenordnungen - höherer Kompressibilität können ihre Form und ihr Volumen schon mit relativ geringen Kräften verändert werden.

Plasma - ionisierter Aggregatzustand

Gasförmige Substanzen können bei sehr hohen Temperaturen aufgrund von Strahlung oder starken elektromagnetischen Feldern mittels Ionisierung der Atome und Moleküle in den Plasmazustand übergehen. Hierbei werden Elektronen von den Atomen getrennt, so dass Ionen und Elektronen entstehen, die sich im Plasmazustand frei bewegen können. Wegen der „freien" Elektronen leitet Plasma den Strom gut.

Theoretisch können alle Materialien bei einer ausreichend hohen Temperatur, die auch als thermische Ionisation bezeichnet wird, in den Plasmazustand gebracht werden. Für die sogenannte Totalionisation werden mehrere zehntausend Kelvin hohe Temperaturen benötigt (kaltes Plasma), die Temperatur von „heißem" Plasma beträgt sogar mehrere Millionen Kelvin.

Der Plasmazustand selbst ist überraschend häufig, beispielsweise befindet sich das Universum (Sterne und interstellare Materialien) in der überwiegenden Mehrheit (99%!) in diesem Zustand. Auch die Luft zeigt Plasmazustände, z.B. in Blitz-, Elektro- oder Koronaentladungen, und wird in Bogenlampen und in Gasentladungsröhren gezielt ausgenutzt.

Änderungen des Aggregatzustandes

Die Änderungen der Temperatur und/oder des Drucks der Substanzen führen bei Erreichen eines entsprechenden Temperatur- bzw. Druckwertes zu Veränderungen des Aggregatzustandes. Diese Änderung ist ein reversibler Prozess, solange sich die Substanz nicht auf thermischer Basis chemisch verändert. Es ist auch eine wichtige Erkenntnis, dass bei der Änderung des Aggregatzustandes stets eine bedeutende Energiezufuhr notwendig oder eine große Energieabgabe (-freisetzung) zu beobachten ist.

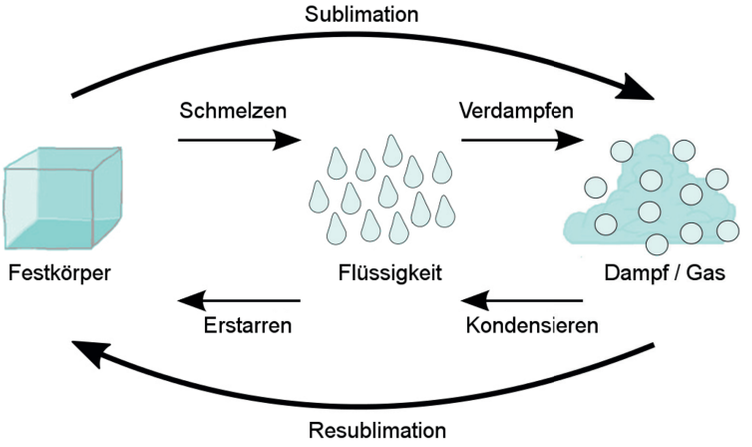


Abb. 4: „Traditionelle“ Aggregatzustände, Phasen und Übergänge

Die Umwandlung von Feststoffen durch Wärmeenergie in eine Flüssigkeit (Schmelzen) erfolgt bei einer gegebenen Temperatur, die man Schmelzpunkt nennt. Hierbei werden die Kräfte zwischen den Atomen bzw. Molekülen reduziert, weshalb diese nunmehr relativ frei zueinander beweglich sind (anstelle der bisherigen starren Anordnung). Der umgekehrte Prozess (Gefrieren, Erstarren oder Kristallisation) erfolgt unter Abgabe von Wärmeenergie. Diese Temperatur nennt man Gefrierpunkt, Erstarr- oder Kristallisationstemperatur. Der genaue Name hängt von der Struktur des Festkörpers ab, der am Ende des Vorganges gebildet wird. Ein interessantes Phänomen ist, dass einige Feststoffe auch verdampfen können (so wie Flüssigkeiten). Diese Vorgang wird als Sublimation bezeichnet, und kann u.a. bei Eis beobachtet werden.

Die Umwandlung von Flüssigkeiten in die Dampfphase wird Verdampfung genannt. Findet der Vorgang am Siedepunkt der Flüssigkeit statt, siedet oder kocht die Flüssigkeit. Verdampfung unter dem Siedepunkt nennt man Verdunstung. In der Gasphase sind die Kohäsionskräfte zwischen den Atomen und/oder Molekülen praktisch eliminiert. Der umgekehrte Prozess wird üblicherweise als Kondensation bezeichnet und geschieht bei Temperaturen unter dem Taupunkt. Geht der Dampf direkt in einen festen Zustand über, ist dies die sogenannte Resublimation.

Plasma (ionisiertes Gas) entsteht durch die Verringerung der elektrostatischen Anziehungskräfte innerhalb der Atome von Gasen bei extrem hohen Temperaturen. Hierbei werden einige (oder sogar alle) Elektronen vom Kern losgelöst. Dieser Prozess wird Ionisierung genannt, der Umkehrvorgang Reionisierung.

Prozesse, die sich bei Energieeintrag abspielen (Temperaturanstieg und / oder Druckabfall):

Festkörper	→ *Schmelzen* → Flüssigkeit → Verdampfen → → *Sublimation* →	Dampf / Gas → *Ionisierung* → Plasma

Zustandsänderungen, die mit Energieabgabe ablaufen (Temperaturabfall und / oder Druckerhöhung):

Plasma → *Reionisierung* → Gas / Dampf	→ *Kondensieren* → Flüssigkeit → *Erstarren* → → *Resublimation* →	Festkörper

Stoff	***Schmelzwärme***	***Schmelzpunkt***	***Verdampfungswärme***	***Verdampfungspunkt***
Eisen	289,0 kJ/kg	1536,0 °C	6260 kJ/kg	2861,0 °C
Blei	24,5 kJ/kg	327,5 °C	871 kJ/kg	1750,0 °C
Quecksilber	11,3 kJ/kg	-38,8 °C	295 kJ/kg	356,7 °C
Wasser	333,7 kJ/kg	0,0 °C	2260 kJ/kg	100,0 °C
(Äthyl)alkohol	108,0 kJ/kg	-114,0 °C	855 kJ/kg	78,4 °C
Kohlendioxyd	197,0 kJ/kg	-78,5 °C	274 kJ/kg	-57,0 °C
Sauerstoff	13,9 kJ/kg	-218,8 °C	213 kJ/kg	-182,9 °C
Stickstoff	25,7 kJ/kg	-210,0 °C	200 kJ/kg	-196,0 °C
Wasserstoff	58,0 kJ/kg	-259,0 °C	455 kJ/kg	-253,0 °C
Helium	3,5 kJ/kg	-271,0 °C	20 kJ/kg	-268,9 °C

Tabelle 1: stoffspezifische Parameter bei Phasenänderung

1.1.2.2. Spezifische Wärmekapazität

Unabhängig vom Aggregatzustand eines Stoffes, steigt dessen Temperatur bei Zufuhr von (Wärme-) Energie an. In welchem Maße die Temperatur durch den Energieeintrag zunimmt, hängt vom jeweiligen Material ab. Mit anderen Worten: Unterschiedliche Materialien gleicher Menge (genauer: gleicher Masse) wärmen sich bei gleicher zugeführter Wärmemenge unterschiedlich stark auf.

Als erster Schritt kann festgestellt werden, dass die Temperaturerhöhung des Materials, bezogen auf sein Einheitsgewicht, direkt proportional zur eingebrachten Wärmemenge ist. Der Proportionalitätsfaktor ist jedoch von Material zu Material unterschiedlich. Wenn also ein Stoff mit einer Masse von 1 kg von der Temperatur ϑ_1 auf die Temperatur ϑ_2 erwärmt wird, kann für die dafür notwendige Wärmemenge Q folgender Zusammenhang beschrieben werden:

$$Q = c \cdot m \cdot (\vartheta_2 - \vartheta_1) \qquad \text{Gl. 1}$$

Legende:
Q ... Wärmemenge (Wärmeenergie) [J = Joule]
c ... spezifische Wärmekapazität [J/kg·K]
ϑ ... Temperatur [K]
m ... Masse des Stoffes [kg]

Die spezifische Wärmekapazität „c" ist eine auf eine Masseneinheit des Materials bezogene materialspezifische Eigenschaft, welche die Wärmemenge in Joule ausdrückt, die notwendig ist, damit die Temperatur von 1 kg Material um 1 K ansteigt. Sie ist gleich der spezifischen Enthalpie je Kelvin.

Spezifische Wärmekapazität [J / kg K]

Festkörper				**Flüssigkeiten**	
Eis	2110	**Baustoffe**		Wasser	4186
		Holz (trockene Fichte)	2700	Meerwasser	3900
Metalle		Schaumpolystyrol	1460	Ethanol (Alkohol)	2390
Aluminium	900	Marmor / gebrannte Ziegel	880	Paraffin	2100
Titan	523	Granit / Steinwolle	840	Öl (Terpentin)	1760
Eisen	450	Glas / Glaswolle	670	Kohlendioxyd	1260
Kupfer	385	Beton	653	Quecksilber	140
Bronze	380				
Zink	380	**Sonstige Materialien**		**Gase**	
Silber	230	Papier	1510	Wasserstoff	14300
Wolfram	135	Plexiglas / Acryl	1448	Wasser (Dampf)	2080
Platin	133	Porzellan	800	Stickstoff	1040
Blei	130	Kohlenstoff (Diamant)	510	Sauerstoff	918
Gold	127	Kohlenstoff	500	Kohlendioxyd	844

Tabelle 2: spezifische Wärmekapazität einiger Stoffe

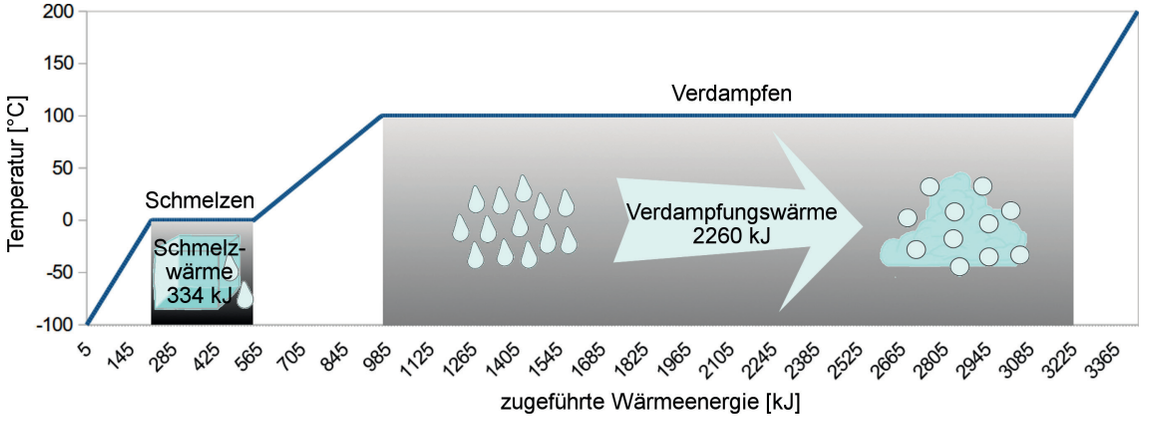


Abb. 5: Wärmeenergiebilanz für die Erwärmung von 1 kg Wasser

1.1.2.3. Hauptsätze der Thermodynamik

0. Hauptsatz der Thermodynamik

Der 0. Hauptsatz - entsprechend des durch den Physiker Ralph H. Fowler zuerst genutzten Begriffes - ist in Wirklichkeit nicht nur ein einziges (und auch nicht das zuerst entdeckte bzw. formulierte) Gesetz. Da dieser Hauptsatz aber durch die Einführung der Temperatur als physikalische Zustandsgröße grundlegend für die gesamte Thermodynamik und die anderen Hauptsätze ist, wurde er mit der Nummerierung „0“ an den Anfang gestellt.

- In jedem geschlossenen (von äußeren Einflüssen abgegrenzten) thermodynamischen System stellt sich nach einer gewissen Zeit ein thermisches Gleichgewicht ein. Mit anderen Worten: überall stellt sich eine gleiche Temperatur ein.
- Der thermische Gleichgewichtszustand ist stabil, d.h. ohne äußeren Einfluss ändert er sich nicht.
- Das thermodynamische Gleichgewicht ist transitiv, d.h. stehen zwei Systeme jeweils mit einem dritten im thermodynamischen Gleichgewicht, so stehen sie auch untereinander im Gleichgewicht.

I. Hauptsatz der Thermodynamik

Die Energie eines abgeschlossenen Systems ist konstant. Dies ist das Energieerhaltungsgesetz geschlossener (isolierter) thermischer Systeme, eine spezielle Form des Energieerhaltungsgesetzes der Mechanik. Anhand physikalischer Vorgänge können Energien zwar ineinander umgewandelt werden, können aber nicht gebildet, bzw. vernichtet werden. Geht also ein geschlossenes System auf irgendeine Weise von einem Zustand in den anderen über, dann bleibt hierbei die Summe der Werte für Arbeit W und Wärmemenge Q konstant. Diese, mit der sogenannten inneren Energie U gekennzeichnete Summe, ist jederzeit gleich groß, unabhängig vom Verteilungsverhältnis zwischen Arbeit und Wärmemenge.

Das Energieerhaltungsgesetz - auf die thermischen Vorgänge angewandt - wird als 1. Hauptsatz der Thermodynamik bezeichnet und dem Physiker Rudolph Clausius zugeschrieben.

$$dU = dQ + dW \qquad \text{Gl. 2}$$

Legende:
dU ... Änderung der inneren Energie [Ws oder J]
dQ ... Änderung der Wärmeenergie [J]
dW ... verrichtete Arbeit [Nm]

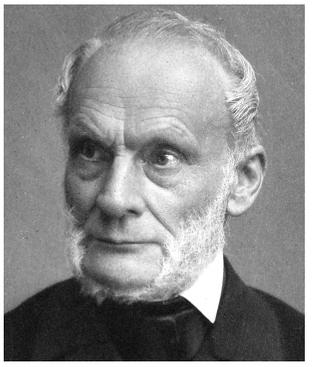


Abb. 6: Rudolf Julius Emanuel Clausius
deutscher Physiker und Mathematiker (1822 - 1888)
(Wikipedia, gemeinfrei [A2], Ausschnitt durch Autor bearbeitet)

Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik sagt damit aus, dass Wärme und mechanische Arbeit adäquat zueinander sind und damit eine bestimmte Wärmemenge einer bestimmten mechanischen Arbeit entspricht.

Die unterschiedlichen Energieformen sind also miteinander ersetzbare physikalische Größen, weshalb auch die physikalischen Einheiten für Energie, Wärme und mechanische Arbeit gleichgesetzt werden können. Die Umrechnung zwischen den Teilgebieten der Physik - Wärmelehre, Kinematik und Energetik - lauten dementsprechend wie folgt:

$$1\ J = 1\ N \cdot m = 1\ kg \cdot m^2 / s^2 = 1\ W \cdot s$$

II. Hauptsatz der Thermodynamik

Der 2. Hauptsatz der Thermodynamik beschreibt die thermische „Richtung“ der Zustandsänderungen. Ebenfalls durch Rudolph Clausius formuliert, lautet dieser in seiner klassischen Form:

„Ohne äußere Einwirkung geht keine Wärme von einem kälteren Körper in einen wärmeren Körper über.“

Daraus ergibt sich zwangsläufig, dass der umgekehrte thermische Prozess (d.h. die Erwärmung eines wärmeren Körpers durch einen kälteren Körper) nur durch die Verrichtung von Arbeit hervorgerufen werden kann. Als technisches Beispiel hierfür ließe sich die Wärmepumpe erwähnen, in welcher neben der Wärmeenergie des kalten Mediums mechanische Arbeit (über die Kompression eingebrachte elektrische Energie) für die Temperaturerhöhung notwendig ist.

Aus dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik folgt weiterhin, dass thermische Energie nicht in beliebigem Maße in andere Energiearten umwandelbar ist. Dies schließt als Schlussfolgerung auch die mögliche Existenz von thermodynamischen Perpetuum Mobile aus.

III. Hauptsatz der Thermodynamik

Der 3. Hauptsatz der Thermodynamik lautet: „Der absolute Nullpunkt der Temperatur ist unerreichbar.“

Als Nullpunkttemperatur wird die Temperatur (-273,15 °C bzw. 0 K) bezeichnet, wo die Körper keine innere Energie mehr besitzen (also U = 0 ist).

1.1.3. Wärmeübertragung - Wärmeleitung, Konvektion, Wärmestrahlung

Thermische Energie - in der Umgangssprache Wärmeenergie - kann auf verschiedene Arten übertragen werden. Nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik kann Wärme nur von einem Medium mit höherer Temperatur auf ein Medium mit niedrigerer Temperatur übertragen werden. Für das Zustandekommen eines Wärmeübertragungsprozesses ist also das Vorhandensein einer Temperaturdifferenz notwendig. Es werden hierbei die folgenden - voneinander unabhängig, aber auch gemeinsam (gleichzeitig) auftretenden - Übertragungsarten unterschieden:

- Wärmeleitung (in Festkörpern und in ruhenden Gasen bzw. Flüssigkeiten)
- Konvektion (zwischen strömenden Flüssigkeiten bzw. Gasen und festen Körpern)
- Wärmestrahlung (elektromagnetische Welle bzw. Photon, benötigt kein Übertragungsmedium)

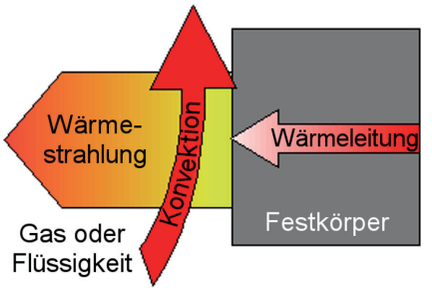


Abb. 7: Formen der Wärmeübertragung: Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung

1.1.3.1. Wärmeleitung (in festen Körpern*)

Wärmeleitung tritt auf, wenn innerhalb eines festen Körpers eine Temperaturdifferenz auftritt oder wenn Körper (feste Medien) mit unterschiedlichen Temperaturen in direktem Kontakt miteinander stehen. In diesem Fall übergeben die Teilchen des Mediums mit höheren Temperaturen, also mit höherer kinetischer Energie, einen Teil ihrer Energie auf die sie umgebenden Teilchen mit niedrigerer Temperatur. Die Energie und damit die Temperatur der Letzteren nimmt zu. Als stationärer Zustand der Wärmeleitung wird der Gleichgewichtszustand bezeichnet, der dann erreicht ist, wenn sich die Körpertemperaturverteilung über die Zeit nicht mehr ändert (also konstant ist).

Der Vorgang der Wärmeleitung lässt sich am leichtesten mit dem bereits erwähnten Bohrschen Atommodell erklären: Die Elektronen bewegen sich auf einem Energieniveau, das der örtlichen Körpertemperatur entspricht. Beim Verlassen der Bahn von höherem zu niedrigerem Energieniveau wird eine elektromagnetische Welle (Photon) freigesetzt, was aber gleich von einem der auf einem niedrigeren Energieniveau befindlichen Elektronen eines nächstliegenden Atoms aufgenommen wird. Dieses Elektron wird dabei auf eine Bahn mit höherem Energieniveau angehoben. Auch dieses Elektron wird (im Falle einer Umgebung mit niedrigerem Energieniveau) die Bahn mit höherem Energieniveau wieder verlassen, seine Energie dabei an eines der nächstliegenden Elektronen weitergeben - und so weiter ...

Die mathematische Beschreibung der Wärmeleitung erfolgt mittels der Fourier-Gleichung, welche im Falle des stationären Zustandes gültig ist:

$$\Phi = \frac{Q}{t} = \frac{\Delta\vartheta}{\Delta d} \cdot \lambda A \qquad \text{Gl. 3}$$

Legende:
Φ ... Wärmestrom (Wärmemenge je Zeiteinheit) [W = Watt]
Q ... Wärmeenergie (Wärmemenge) [J = Joule]
t … Zeit [s]
A ... Querschnittsfläche des wärmeleitenden Stoffes [m^2]
λ ... Wärmeleitfähigkeit [W/(m·K)]
ϑ ... Temperatur [K]
d ... Materialstärke [m]

Abb. 8: Jean Baptiste Joseph Fourier (1768 - 1830), französischer Mathematiker und Physiker (Wikipedia, gemeinfrei [A3])

Als Vorbereitung der Abhandlung der theoretischen Grundlagen der Gebäude- und Industriethermografie folgen auf den nächsten Seiten die Anwendung der Fourier-Gleichung für die Wärmeleitung in homogenen (einschichtigen) bzw. mehrschichtigen Wänden.

** Hinweis: Es tritt Wärmeleitung auch in Gasen und Flüssigkeiten auf, deren Größenordnung (von wenigen Ausnahmen - z.B. Quecksilber - abgesehen) wegen der sehr geringen Wärmeleitfähigkeit von Gasen und Flüssigkeiten (im Vergleich zur Wärmeleitung in Festkörpern) äußerst gering ist.*

Wärmeleitung homogener Wände (stationärer Zustand)

Ausgehend von einer Wand mit einer Stärke d aus homogenem Material, dessen Wärmeleitfähigkeit λ überall gleich ist, entsteht bei unterschiedlicher (zeitlich aber jeweils konstanter) Temperatur (ϑ_1, ϑ_2) an den jeweiligen Außenflächen in der Wand ein Temperaturabfall (Gradient) in Richtung der Flächennormalen x.

Somit ergibt sich ein lediglich eindimensionales Temperaturfeld und die Isothermen (Flächen gleicher Temperatur) werden zu planparallele Ebenen, welche wiederum parallel zu den Oberflächen und damit senkrecht zu x liegen. Innerhalb der Wand ist jede Schicht in der Tiefe Δx an ihrer Oberfläche durch zwei isotherme Oberflächen begrenzt. Der Wärmefluss durch die Schichten ist für jede Schicht gleich.

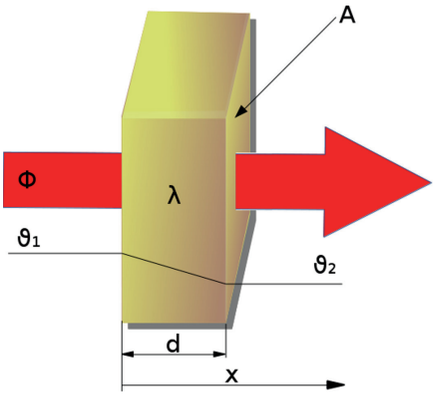


Abb. 9: stationäre Wärmeleitung in homogener Wand

Im Falle einer homogenen Wand mit gleichbleibendem Querschnitt sind λ und A Konstanten, somit auch die Quotienten Δϑ/Δx konstant. Daraus ergibt sich, dass ϑ(x) eine lineare Funktion sein muss, d.h. der Wärmestrom in der gesamtem Materialstärke (d) mit folgender Gleichung ausgedrückt werden kann:

$$\Phi = (\vartheta_1 - \vartheta_2) \cdot \frac{\lambda A}{d} \qquad \text{Gl. 4}$$

Dem obigen Zusammenhang zufolge wächst die Wärmeleitung (übertragene Wärmemenge) der Wand mit einem Querschnitt A, der Wärmeleitfähigkeit λ und dem zwischen den Außenflächen bestehenden Temperaturunterschied Δϑ, ist aber umgekehrt proportional zur Wandstärke d.

Wichtige Begriffe:

Wärmedurchlasskoeffizient: $\Lambda = \frac{A \cdot \lambda}{d}$ [W/m²K] Gl. 5

Hinweis: Der in der Gebäudephysik üblicherweise genutzte Wärmedurchgangskoeffizient „U“ (früher „k”) ist nicht gleich dem Wärmedurchlasskoeffizient Λ, da der Wert U den gesamten Wärmetransport beschreibt. Letzterer umfasst also außer dem Wärmedurchlasskoeffizienten des Bauteils auch die Wärmeübergangswiderstände α_1 und α_2 zwischen den Wandoberflächen und der jeweils angrenzenden Luft.

Wärmedurchlasswiderstand: $R = \frac{1}{\Lambda} = \frac{d}{\lambda \cdot A}$ [m²K/W] Gl. 6

Es ist noch zu erwähnen, dass die Annahme *λ = konstant* eine für vielen Anwendungen vertretbare Vereinfachung ist, in der Wirklichkeit dieser Parameter jedoch temperaturabhängig ist. Damit ergibt sich auch in der Wand kein linearer Temperaturgradient. Weiterhin darf keinesfalls vergessen werden, dass der hier behandelte Zusammenhang nur für die stationäre Wärmeleitung gilt, also nur dann, wenn ϑ_1 und ϑ_2 zeitlich unveränderlich sind. Auf Grund der Temperaturschwankungen (z.B. zwischen Tag und Nacht) ist also anzunehmen, dass die oftmals propagierte „Thermografische Bestimmung von U-Werten“ schon aus theoretischer Sicht nicht in der Lage sein kann, korrekte U-Werte zu liefern. (Siehe hierzu das Kapitel 5.1.8. „Bestimmung des U-Wertes durch Thermografie”.)

Wärmeleitung in mehrschichtigen Wänden (stationärer Zustand)

In der Praxis kommen viele mehrschichtige Wände vor, deren einzelne Schichten unterschiedliche Wärmeleitfähigkeit besitzen. Ein typisches Beispiel sind Gebäudewände (Wandaufbau: Innenputz, Mauerstein, Außenputz oder sonstige Verkleidung bzw. Wärmedämmung) oder Kessel- bzw. Reaktorwände (hitze- bzw. chemikalienbeständige Auskleidung, Tragwand, eventuelle Wärmeisolation).

Auch bei mehrschichtigen Wänden kann die Wärmeleitung anhand der Fourier-Gleichung bestimmt werden. Es kann hierbei davon ausgegangen werden, dass im stationären Zustand die durch die gesamte Wand geleitete Wärme gleich der der jeweils durch die einzelnen Schichten geleiteten Menge sein muss.

In einer dreischichtigen Wand hat die Schicht 1 (mit ϑ_1 in Berührung) eine Dicke d_1, die mittlere Schicht 2 eine Dicke d_2, die Schicht 3 (mit ϑ_4 in Berührung) die Dicke d_3. Die Wärmeleitfähigkeiten betragen λ_1, λ_2 und λ_3. Weiterhin werden die äußeren Temperaturen mit ϑ_1 und ϑ_4 bezeichnet, die beiden „inneren“ Temperaturen an den jeweiligen Schichtgrenzen ϑ_2 und ϑ_3 sind vorerst noch unbekannt.

Nach Gleichung 2 ergibt sich folgender Zusammenhang für die Wand und derer einzelnen Schichten:

$$\Phi = (\vartheta_4 - \vartheta_1) \frac{\lambda_{res} \cdot A}{d_{ges}} = (\vartheta_2 - \vartheta_1) \frac{\lambda_1 \cdot A}{d_1} = (\vartheta_3 - \vartheta_2) \frac{\lambda_2 \cdot A}{d_2} = (\vartheta_4 - \vartheta_3) \frac{\lambda_3 \cdot A}{d_3} \qquad \text{Gl. 7}$$

Hieraus ableitend können die bisher unbekannten Temperaturen ϑ_2 und ϑ_3 leicht bestimmt werden:

$$\vartheta_2 = \vartheta_1 + \frac{(\vartheta_4 - \vartheta_1)}{1 + \frac{d_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_1 \cdot d_2} + \frac{d_1 \cdot \lambda_3}{\lambda_1 \cdot d_3}} \qquad \text{Gl. 8}$$

$$\vartheta_3 = \vartheta_4 - \frac{(\vartheta_4 - \vartheta_1)}{\frac{d_3 \cdot \lambda_1}{\lambda_3 \cdot d_1} + \frac{d_3 \cdot \lambda_2}{\lambda_3 \cdot d_2} + 1} \qquad \text{Gl. 9}$$

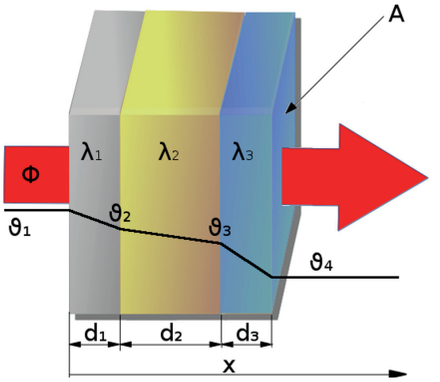


Abb. 10: stationäre Wärmeleitung in mehrschichtigen Wänden

Im Falle einer Wand aus n Schichten ist die Wärmeleitung nach obiger Logik folgendermaßen definiert:

$$\Phi = (\vartheta_n - \vartheta_0)\frac{\lambda_{res} A}{d_{ges}} = (\vartheta_1 - \vartheta_0)\frac{\lambda_1 A}{d_1} = (\vartheta_2 - \vartheta_1)\frac{\lambda_2 A}{d_2} = \ldots = (\vartheta_{n-1} - \vartheta_{n-2})\frac{\lambda_{n-1} A}{d_{n-1}} = (\vartheta_n - \vartheta_{n-1})\frac{\lambda_n A}{d_n} \qquad \text{Gl. 10}$$

Da die Gleichungen 5 und 6 auch auf de Wärmedurchlasskoeffizienten bzw. die Wärmewiderstandswerte der einzelnen Schichten bezogen werden können, ergibt sich, dass die Summe der Wärmewiderstände der einzelnen Schichten gleich des Wärmewiderstandes der gesamten Wand ist. Im Falle einer Wand aus n Schichten kann anhand Gleichung 10 für den Wärmeleitwiderstand der Wand geschrieben werden:

$$\frac{1}{\Lambda_{Wand}} = \frac{d_1}{\lambda_1 \cdot A_1} + \frac{d_2}{\lambda_2 \cdot A_2} + \ldots + \frac{d_{n-1}}{\lambda_{n-1} \cdot A_{n-1}} + \frac{d_n}{\lambda_n \cdot A_n} \qquad \text{Gl. 11}$$

Nach obiger Gleichung hängt der Gesamtwärmewiderstand der Wand nur von den Wärmewiderständen der einzelnen Schichten und derer Dicke ab, da ja die Querschnitte A_1 ... A_n alle gleich groß sind.

Der resultierende Wärmedurchlasskoeffizient ergibt sich also zu:

$$\Lambda_{Wand} = \frac{A}{\frac{d_1}{\lambda_1} + \frac{d_2}{\lambda_2} + \ldots + \frac{d_{n-1}}{\lambda_{n-1}} + \frac{d_n}{\lambda_n}} \qquad \text{Gl. 12}$$

Hinweis: Die obige, für mehrschichtige Wände geltende Gleichung setzt nicht nur einen thermisch stationären Zustand voraus, sondern auch einen vollständigen Kontakt zwischen den Schichten. Diesem zufolge besitzen dank des idealen Wärmeübergangs die Grenzflächen der aneinander liegenden Flächen jeweils die gleiche Temperatur. In der Praxis ist das oft nicht so (z.B. wegen Oxydation, Luft-zwischenschichten bei rauen Oberflächen).

Wärmedurchlasskoeffizient [W/m²K]

Festkörper

Metalle		Baustoffe		Sonstige Festkörper	
Stahl	49 ... 55	Schaumpolystyrol	0.04	Papier	0.13
Titan	22	Glaswolle	0.46	Plexiglas / Acryl	0.18
Bronze	62	Holz (trockene Fichte)	0.13	Porzellan	1.03
Platin	71	Marmor / gebrannte Ziegel	0.4...0.6	Kohlenstoff	140
Eisen	81	Glas	0.7...0.9	Kohlenstoff (Diamant)	2300
Zink	121	Beton	1.3		
Wolfram	173	Granit	2.9		
Aluminium	237				
Gold	316				
Blei	353				
Kupfer	399				
Silber	427				
Eis	2.25				

Flüssigkeiten	
Öl (Terpentin)	0.14
Ethanol (Alkohol)	0.17
Wasser	0.58
Quecksilber	8.70

Gase	
Chlor	0.009
Kohlendioxyd	0.002
Stickstoff	0.026
Sauerstoff	0.027
Helium	0.148
Wasserstoff	0.181
Luft	0.026

Tabelle 3: Wärmedurchlasskoeffizienten einiger typischer Materialien

1.1.3.2. Konvektion (Wärmeströmung, Wärmeübergang)

Den Wärmetransport durch an Festkörperflächen vorbeiströmende Flüssigkeiten und Gase nennt man Konvektion. Die von der Oberfläche des Körpers abgeführte Wärmemenge (je Zeiteinheit) hängt in erster Linie von der Wärmekapazität und der Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit bzw. des Gases ab. Je höher Masse und Wärmekapazität der Teilchen des strömenden Mediums sind, und je höher die Anzahl der mit dem Festkörper (je Zeiteinheit) in Berührung kommenden Teilchen ist, desto mehr Wärmeenergie wird abgeleitet. Vorausgesetzt natürlich, es besteht zwischen Festkörper und strömendem Medium ein Temperaturunterschied. Auch die Art der Strömung (laminare oder wirbelnde Strömung) spielt eine Rolle für die Höhe der Konvektion. Es werden weiterhin natürliche (oder freie) Strömung (Schwerkraftströmung, durch den Dichteunterschied bei sich erwärmenden strömenden Medien entstehend) und erzwungene Strömung (durch äußere Krafteinwirkung erzeugt) unterschieden.

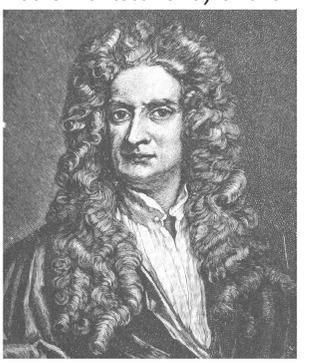


Abb. 11: Sir Isaac Newton, englischer Physiker, Astronom, Philosoph, Alchimist, Mathematiker (1642 - 1727) (flickr.com, ohne Copyright-Einschränkung [A4], Ausschnitt durch Autor editiert)

Isaac Newton stellte fest, dass die Konvektion von der Größe der Festkörperoberfläche, vom Temperaturunterschied zwischen Festkörper und strömendem Medium, sowie der Zeit abhängig ist. Als Gleichung ausgedrückt:

$$Q = \alpha \cdot A \, (\vartheta_1 - \vartheta_2) \cdot t \qquad \text{Gl. 13}$$

Legende:
Q ... Wärmemenge, Wärmeenergie [J = Joule]
A ... umströmte Festkörperoberfläche [m^2]
α ... Wärmeübergangszahl [W/m^2K]
ϑ ... Temperatur [K]
t ... Zeit [s]

Die Wärmeübergangszahl α hängt hierbei von drei Faktoren ab: von den Eigenschaften der Wand (Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit), von der Strömung (Geschwindigkeit, laminar oder wirbelnd), sowie von den Eigenschaften des strömenden Mediums (Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit). Die Wärmeleitfähigkeit spielt in erster Linie in der Grenzschicht zwischen Festkörper und strömendem Medium eine Rolle, da hier die Strömungsgeschwindigkeit gegen Null konvergiert und somit überwiegend Wärmeleitung auftritt.

Die die Konvektion beeinflussenden material- und strömungstechnischen Parameter und derer Abhängigkeiten sind daher:

- Art und Parameter des strömenden Mediums (Gas, Flüssigkeit),
- Charakter und Intensität der Strömung (Zwangsströmung, natürliche oder Übergangsströmung),
- geometrische Abmessungen (Größenverhältnisse),
- Form und Oberflächenbeschaffenheit der Festkörperfläche(n),
- thermische Materialkonstanten der Festkörperfläche

Wegen der Vielzahl der beeinflussenden Parameter und deren Abhängigkeiten voneinander ist es allerdings schwer, für jeden Fall die genaue Wärmeübergangszahl α zu bestimmen. Daher werden für grundlegende technische Betrachtungen im Allgemeinen Näherungswerte verwendet. Die in der folgenden Tabelle als Beispiel aufgeführten Werte sind typische Zahlenwerte zur Berechnung von Heizungssystemen.

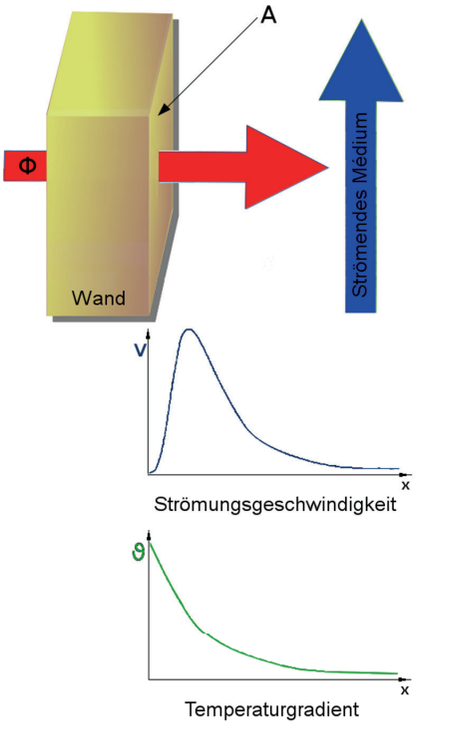


Abb. 12: Konvektion bei freier Strömung

Prozess / Medium	***α [W/m²K]***
Gas - natürliche Strömung	6 ... 35
Gas - in Rohren strömend	10 ... 350
Wasser - natürliche Strömung	110 ... 1100
Wasser - in Rohren strömend	600 12000

Tabelle 4: Wärmeübergangszahlen zur Bemessung von Heizungssystemen [T55]

In der technischen Praxis wird häufig Wärmeenergie eines wärmeren strömenden Mediums an eine Festkörperwand übergeben, in dieser per Wärmeleitung weitergeleitet und dann auf der anderen Seite der Wand an eine anderes - kälteres - strömendes Medium übergeben. Dieser Vorgang trägt den Namen Wärmedurchgang.

1.1.3.3. Wärmestrahlung

Über die bisher beschriebenen Arten der Wärmeleitung hinaus kann Wärmeenergie auch durch Strahlung übertragen werden. Grundlage hierfür ist die Tatsache, dass jeder Stoff mit einer Temperatur über 0 K (absolute Nulltemperatur, -273,15°C) elektromagnetische Strahlung aussendet, z.B. Radiowellen, Licht und Wärmestrahlung. Besonderheit zu den anderen Übertragungsformen: es bedarf hierfür keines Übertragungsmediums.

Entstehung der Wärmestrahlung

Das Entstehen der Wärmestrahlung lässt sich mittels des bereits erwähnten Bohrschen Atommodells leicht erklären: Diesem Atommodell entsprechend bewegen sich die Elektronen auf Bahnen mit dem der Stofftemperatur entsprechenden Energieniveau. Verlässt ein Elektron seine derzeitige Bahn auf ein niedrigeres Energieniveau, dann wird der Energieunterschied als elektromagnetische Welle (entsprechend klassischer Wellenlehre) oder als Wellen- und Massencharakter besitzendes Photon (nach der modernen Quantenphysik) abgegeben. Insofern sich das diesen Bahnwechsel absolvierende Elektron an der Oberfläche (Grenze) des Stoffes befand, dann wird die Welle (Photon) in den umgebenden Raum abgegeben. Deren weitere Ausbreitung bzw. Bewegung geschieht dann geradlinig - im Vakuum mit maximaler, also Lichtgeschwindigkeit.

Wärmestrahlungsabgabe in Abhängigkeit von der Temperatur

Das mit den Namen zweier Physiker benannte Stefan-Boltzmann-Gesetz beschreibt für den idealen Strahler (den sogenannten schwarzen Körper), das dessen alle Wellenlängen umfassende Gesamtstrahlung direkt proportional zur vierten Potenz der Temperatur ist. (Den Zusammenhang fand bereits im Jahr 1879 Jožef Stefan. Die theoretischen Grundlagen schuf Ludwig Boltzmann im Jahr 1884.)

Abb. 13: Jožef Stefan, österreichischer Physiker (slowenische Nationalität) (1835 - 1893) (Wikipedia, gemeinfrei [A5])

$$M = \sigma \cdot T^4 \qquad \text{Gl. 14}$$

Legende:
M ... Gesamtstrahlungsleistung (alle Wellenlängen umfassend) [W/m^2]
σ ... Stefan–Boltzmann-Konstante (σ = 5,6710^{-8} W/m^{2}K^4)
T ... absolute Temperatur [K]

Zahlenbeispiel zum Stefan-Boltzmann-Gesetz

Die Strahlung eines schwarzer Körpers mit ϑ = 0 °C (T = 273 K) beträgt
$M = \sigma \cdot 273^4\ K^4$ ($M = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot 5{,}57 \cdot 10^9\ W/m^2 = 316\ W/m^2$)

Eine Verdopplung der der Temperatur auf ϑ = 273 °C (T = 2 · 273 K = 546 K) erhöht die Strahlung des schwarzen Körpers auf:

$M = \sigma \cdot (\mathbf{2} \cdot 273)^4\ K^4 = \sigma \cdot 2^4 \cdot 273^4\ K^4 = \sigma \cdot \mathbf{16} \cdot 273^4\ K^4$
($M = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot 89{,}1 \cdot 10^9\ W/m^2 = 5050\ W/m^2$)

*Die elektromagnetische Strahlung (Strahlungsintensität) beträgt demnach bei 273 °C das **16**-fache der Strahlung bei 0 °C. Schon bei einer Temperatur von ϑ = 52 °C verdoppelt sich die Strahlungsintensität gegenüber der bei einer Objekttemperatur von ϑ = 0 °C!*

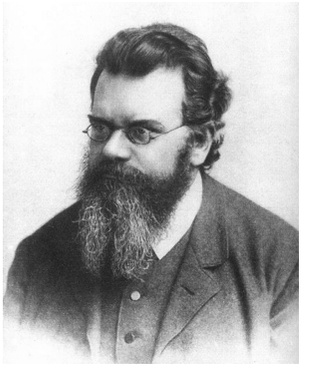


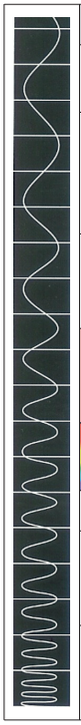
Abb. 14: Ludwig Boltzmann, österreichischer Physiker und Philosoph (1844 - 1906) (Wikipedia, gemeinfrei [A6])

Dieser mathematische Zusammenhang müsste eigentlich (gerade wegen seiner Einfachheit) die Idee für die berührungslose Temperaturmessung darstellen: durch Erfassung der Strahlungsdichte, derer Division mit der Stefan-Boltzmann-Konstante und der nachfolgenden Wurzelziehung (zur 4. Potenz natürlich) ergibt sich doch die absolute Objekttemperatur! Oder?

Es ist leider in der Realität nicht so einfach. Zum Einen ist das obige Gesetz nur für ideale Strahler (sogenannte schwarze Körper) gültig, zum Anderen ist die Detektion aller Wellenlängen von 0 ... ∞ technisch keine einfache Aufgabe, da Sensoren und Messgeräte typischerweise in ihrer Sensibilität Wellenlängenbereichsgrenzen aufweisen. Und obendrauf ist die Übertragungsstrecke - also das Medium zwischen Messobjekt und Detektor - praktisch nie ein ideales Fenster, welches alle Wellenlängen verlustfrei hindurch lässt (wie es beispielsweise bei Vakuum der Fall wäre). Dementsprechend sind bei der berührungslosen Temperaturmessung die Strahlungseigenschaften des Messobjektes, sowie die Transmissionseigenschaften der Übertragungsstrecke und die Kennlinie des Messsystems ebenfalls in Betracht zu ziehen.

Infrarot-Strahlung (Wärmestrahlung) im Spektrum der elektromagnetischen Strahlung

Als Infrarot-Strahlung (Wärmestrahlung) wird nur ein relativ schmaler Bereich aus dem Spektrum der elektromagnetischen Strahlung genannt, welcher zwischen dem tiefroten sichtbaren Licht bei 760 nm und den 1 mm Wellenlänge überschreitenden Mikrowellen liegt.



Wellenlänge	***Bereichsbezeichnung***
1000 km 100 km	Langwellen
10 km 1 km 100 m 10 m	Radiowellen
1 m 10 cm 1 cm	Mikrowellen
1 mm 100 µm 10 µm	Infrarot-Strahlung (Wärmestrahlung)
1 µm 100 nm	Sichtbares Licht
10 nm	Ultraviolette Strahlung
1 nm 0,1 nm 0,01 nm	Röntgenstrahlung
0,001 nm 0,0001 nm 0,00001 nm	Gammastrahlung

Tabelle 5: elektromagnetisches Spektrum

Aus Sicht der technischen Verwirklichung der berührungslosen Temperaturmessung ist der Wellenlängenbereich bis 20 µm von Bedeutung, der folgendermaßen weiter untergliedert wird:

Wellenlänge	***Teilbereich der Infrarot-Strahlung***
0,8 µm ... 2 µm	kurzwellige Wärmestrahlung = nahes Infrarot (short wave infrared = near infrared)
2 µm ... 6 µm	mittelwellige Wärmestrahlung (middle wave infrared)
6 µm ... 20 µm	langwellige Wärmestrahlung = fernes Infrarot (long wave infrared = far infrared)

Tabelle 6: Untergliederung des infraroten Wellenlängenbereiches

Hinweise:

- *Die Synonyme „nahes" und „fernes" Infrarot sind wahrscheinlich auf die durch die Übertragungseigenschaften der Atmosphäre begründeten praktischen Aspekte der infrarot-basierenden Temperaturmessung zurückzuführen. Die detaillierte Behandlung der Eigenschaften der Atmosphäre erfolgt im Kapitel 1.4.4. „Einfluss der Übertragungsstrecke".*
- *Die Wellenlängenbereiche nach der obigen Unterteilung stimmen nicht mit den Grenzen der atmosphärischen Fenster und damit auch nicht mit den Wellenlängengrenzen der allgemein üblichen thermografischen Systeme überein.*

1.1.3.4. Wärmestrahlung - wichtige Begriffe und Definitionen

Da die in der Literatur - und insbesondere in den unzähligen unlektorierten, unwissenschaftlichen Internetpublikationen - verwandten Begriffe oftmals voneinander abweichen (oder sich gar widersprechen), soll die nachfolgende Aufzählung der physikalischen Fachausdrücke etwas Klarheit schaffen. Auch wenn bei einigen Begriffen das Vorwort „Wärme-“ nicht aufgeführt wurde, geht es hier natürlich ganz speziell um die Definitionen aus der Strahlungsphysik, welche praktisch gleichlautend statt für den gesamten Wellenlängenbereich auch für den als Wärmestrahlung eingegrenzten Bereich gültig sind.

Alle hier aufgeführten physikalischen Einheiten sind mit ihrer - im stationären Zustand gültigen - Definition aufgeführt. Bei zeitlichen oder im Raum veränderlichen Vorgängen sind entsprechende Differentialgleichungen notwendig.

Wärmestrahlung Q [J = Ws] (Joule oder Watt · Sekunde)
Wärmestrahlung ist die in Form elektromagnetischer Strahlungsenergie vorkommende Wärmeenergie. Ebenfalls oft verwandtes Symbol: E

Wärmefluss (Wärmestrom) $\Phi = Q / t$ [W = Watt = J/s] (Joule per Sekunde) Gl. 15
Der Wärmefluss ist die Strahlungsleistung (abgegebener Strahlungsfluss), also die je Zeiteinheit ausgestrahlte Wärmeenergie.

Spezifische Ausstrahlung $M = \Phi / A$ [W/m^2] (Watt per Quadratmeter) Gl. 16
Die spezifische Ausstrahlung ist die flächenspezifische Wärmestromdichte, d.h. die flächenbezogene Strahlungsleistung, welche dem von einer Flächeneinheit abgegeben Strahlungsfluss entspricht. Ebenfalls vorkommendes Symbol: q

Flächenspezifischer Bestrahlungsfluss $E = \Phi / A$ [W/m^2] (Watt per Quadratmeter) Gl. 17
Die flächenspezifische Bestrahlung ist die flächenbezogene Strahlungsleistung, die dem Strahlungsfluss je bestrahlte Flächeneinheit entspricht. Manchmal wird auch der Begriff Bestrahlungsstärke hierfür verwendet, was allerdings der räumlichen Definition der Strahlstärke widerspricht.

Bestrahlung $H = E \cdot t$ [J/m^2] (Joule per Quadratmeter) Gl. 18
Die Bestrahlung ist die flächenbezogen eintreffende Strahlungsenergie, welche sich aus dem Produkt der flächenspezifischen Bestrahlung und der Zeit ergibt.

Strahlstärke $I = \Phi / \Omega$ [W/sr] (Watt per Steradiant) Gl. 19
Die Strahlstärke beschreibt den von einem Strahler in einen bestimmten Raumwinkel abgegebenen Strahlstrom, also die raumwinkelbezogene Strahlungsleistung.

Strahldichte $L = \Phi / (A \cdot \Omega \cdot \cos \varphi)$ [W/(m^2 sr)] (Watt per Quadratmeter und Steradiant) Gl. 20
Die Strahldichte definiert den von einem Strahler in einen bestimmten Raumwinkel abgegebenen Strahlstrom bezogen auf die zu der betreffenden Richtung senkrechten Projektion der Bezugsfläche.

Bezugsgrößendefinitionen für Strahlstärke und Strahldichte

Ebener Winkel $\varphi = b / r$ [rad] (Radiant im Bogenmaß) Gl. 21
Der ebene Kreiswinkel wird definiert durch den Quotienten aus Kreisbogen und Kreisradius.

Raumwinkel $\Omega = A / r^2$ [sr] (Steradiant) Gl. 22
Der Raumwinkel ergibt sich aus dem ausgeschnittenen Teil der Kugeloberfläche, geteilt durch den Kreisradius zum Quadrat.

Wichtige strahlungsphysikalische Konstanten

Boltzmann-Konstante	k	=	$1{,}380662 \cdot 10^{-23}$ J/K
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	c_0	=	$2{,}99792458 \cdot 10^{8}$ m/s
Stefan-Boltzmann-Konstante	σ	=	$5{,}67032 \cdot 10^{-8}$ W/(m^{2}K^4)
Strahlungskonstanten im Planckschen Strahlungsgesetz			
	c_1	=	$3{,}741832 \cdot 10^{-16}$ Wm^2
	c_2	=	$1{,}438786 \cdot 10^{-2}$ Km (Kelvin · Meter)

1.2. Eigenschaften des idealen Strahlers

1.2.1. Physikalisches Modell des schwarzen Körpers

Reale Körper weisen unterschiedlichste Strahlungseigenschaften auf. Für die Handhabung der Eigenschaften realer Objekte hat sich die Verwendung vereinfachter Beziehungen im Vergleich zum Modell des idealen Strahlers als praktische Lösung bewährt. Der in der Strahlungsphysik genutzte ideale Vergleichskörper (Bezugsnormal) ist der sogenannte „schwarze Körper". Dieser Körper hat die höchstmögliche Wärmestrahlungsabgabe im Vergleich zu jedem anderen Körper derselben Temperatur. Weiterhin ist für diesen kennzeichnend, dass er über alle Wellenlängen und in allen Raumrichtungen die maximale Strahlungsintensität aufweist. (Der ideale Strahler wird nach dem - später behandelten - Planckschen Strahlungsgesetz auch Planckscher Strahler genannt.)

Die Wärmestrahlungsabgabe von realen Materialien (Körpern) ist stets geringer als die des idealen Strahlers. Die Beziehung zwischen tatsächlicher Strahlungsabgabe und der theoretischen maximalen (also idealen) Emission kann durch eine Verhältniszahl - dem sogenannten Emissionsgrad - beschrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung hierzu folgt im Kapitel 1.4.2. „Eigenschaften realer Messobjekte".

Die idealen Strahlungseigenschaften des Modells „schwarzer Körper" können in der Praxis zwar angenähert, aber zu 100% nie erreicht werden. Ein möglicher Lösungsansatz beruht auf der Tatsache, dass in einem Hohlkörper (dessen Wände alle die gleiche Temperatur haben) sogenannte „schwarze Strahlung" auftritt, welche gleich der der Körpertemperatur entsprechenden maximale Strahlung ist. Wenn in einen solchen hohlen Körper ein Loch mit minimalem Durchmesser gebohrt wird (dessen Abmessung also im Vergleich zur Hohlraumgröße vernachlässigbar ist), wird durch dieses Loch die erwähnte „schwarze Strahlung" emittiert. Diese aus dem kleinen Loch austretende Strahlung entspricht damit der von einem idealen Strahler emittierten Strahlung, das Loch wird zum „schwarzen Strahler".

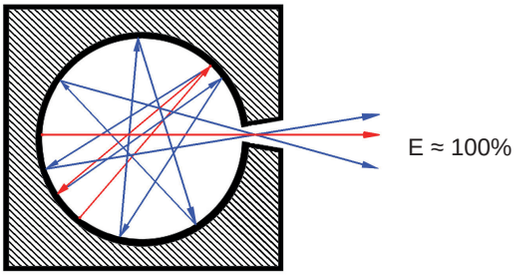


Abb. 15: physikalisches Prinzip des Hohlraumstrahlers als „schwarzer Strahler"

Wie die obige Abbildung zeigt, gibt die innere Oberfläche (mit überall gleichmäßiger Temperatur) Wärmestrahlung gemäß ihrem eigenen Emissionsgrad ab (rot), reflektiert aber gleichzeitig die von der gegenüberliegenden Wand abgestrahlte Strahlung aufgrund ihrer Reflexionsfähigkeit (blau). Diese Strahlungen addieren sich jederorts auf, so dass ihr Gesamtwert (durch Mehrfachreflexion und -addition) schließlich 100% erreicht. Ein mögliches technisches Design wird durch die folgenden zwei Abbildungen gezeigt.

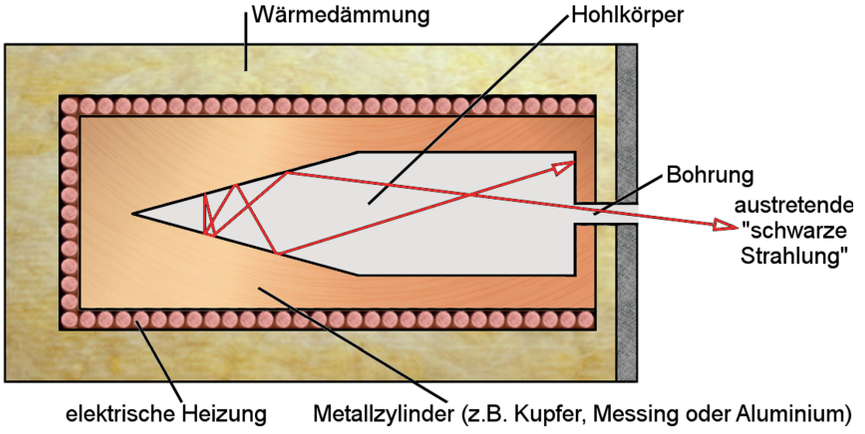


Abb. 16: möglicher Aufbau eines Hohlraumstrahlers

Am Ende des Hohlkörpers befindet sich ein Loch mit minimalen Durchmesser. Entsprechend der Temperatur der gleichmäßig erhitzten Körperwände (und damit der Temperatur im Innern des Hohlraumes), tritt „schwarze Strahlung" entsprechend dieser Temperatur aus der Bohrung aus, als ob das Loch ein idealer Strahler wäre. Natürlich muss der Durchmesser der Bohrung in Bezug auf die Größe der Innenfläche des Hohlkörpers vernachlässigbar klein sein, denn nur in diesem Fall kann die Abweichung vom Idealfall „schwarzer Strahler" ignoriert werden.

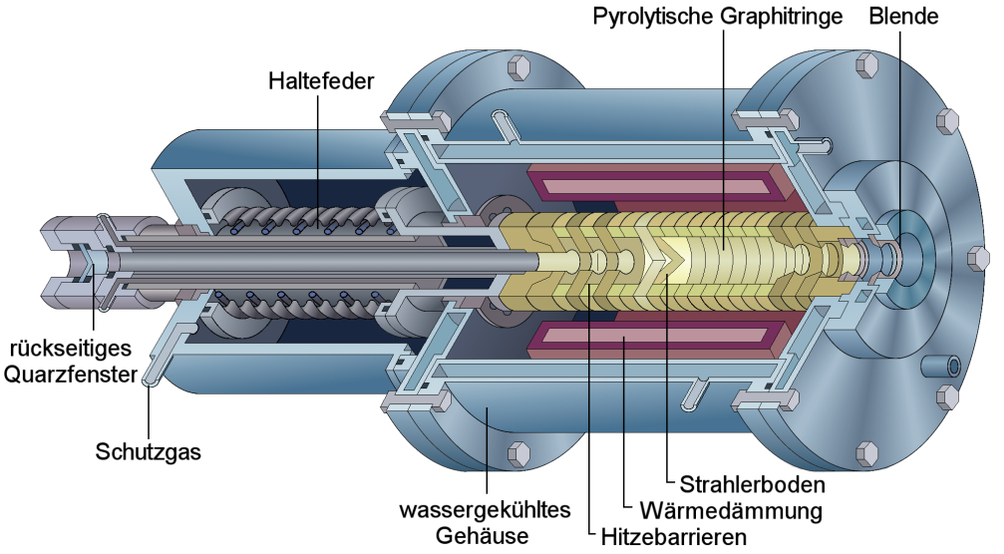


Abb. 17: Schnittdarstellung des Hochtemperatur-Kalibrierstrahlers BB3200pg (erstellt in Anlehnung an [A7])

Geeignete Beschichtungen mit hoher Emission (hohem Emissionsgrad) können verwendet werden, um Messinstrumente oder Messanordnungen grob zu überprüfen. Es gibt einige Materialien (z.B. Kunststoffarben), die Emissionswerte von 92 bis 97% in bestimmten Wellenlängenbereichen erreichen. Wenn der mit Farbe geschaffene Emissionsgrad ausreichend genau bekannt ist, können neben diesen Werten auch relativ exakte Kalibrierungen durchgeführt werden. (Einzelheiten zur Größenordnung der zu erwartenden Messfehler sind im Kapitel 4.2 „Quantitative Bewertung der Messfehler" zu finden.)

1.2.2. Plancksches Strahlungsgesetz

Die berührungslose Temperaturmessung basiert auf den elektromagnetischen Wellen (Infrarotstrahlung, Wärmestrahlung), die von dem zu messenden Körper abgestrahlt werden. Um auf die Temperatur des Messobjektes schließen zu können, muss die Relation zwischen der Körpertemperatur und der abgegebenen Strahlung bekannt sein. Diese Beziehung wird im Planckschen Strahlungsgesetz für den Spezialfall des idealen Strahlers (schwarzen Körpers) als spektrale Verteilung der vom Körper emittierten Strahlung beschrieben. Das Gesetz lautet als Gleichung:

$$M_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot \left(\exp\left(\frac{c_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1 \right)}$$

Gl. 23

wobei: $c_1 = 3{,}74 \cdot 10^{-16}\ Wm^2$
$c_2 = 1{,}44 \cdot 10^{-2}\ Km$

Legende:
M_λ ... spektrale spezifische Ausstrahlung [W/m²]
(= spektrale flächenspezifische Wärmestromdichte)
c_1, c_2 ... Plancksche Strahlungskonstanten
T ... absolute Temperatur [K]
λ ... Wellenlänge [µm]

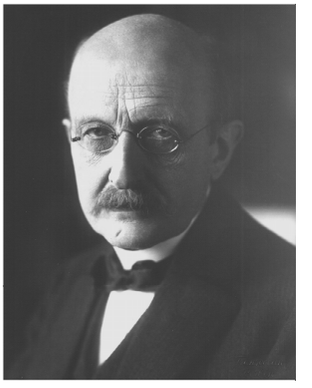


Abb. 18: Max Karl Ernst Ludwig Planck
deutscher Physiker, Nobel-Preisträger für Physik (1858 - 1947)
(Wikipedia, gemeinfrei [A8], Ausschnitt durch Autor bearbeitet)

Aus der graphischen Darstellung des Planckschen Strahlungsgesetzes für einen idealen Strahler bei verschiedenen Temperaturen ist leicht zu erkennen, dass sich neben der quantitativen Zunahme der emittierten Strahlung auch dessen spektrale Zusammensetzung mit der Objekttemperatur ändert. Im Fall von tiefen Körpertemperaturen wird nur langwellige Strahlung in detektierbarer Intensität ausgesandt, mit zunehmender Temperatur erhöht sich der Anteil der kürzeren Wellenlängen. Beispielsweise emittieren Objekte mit Temperaturen über 500 °C außer der Wärmestrahlung auch Strahlung im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts.

Das Anwachsen der Strahlungsdichte bei einem idealen Strahler mit steigender Temperatur wird auch durch ein anderes - bereits genanntes Gesetz - beschrieben: das Stefan-Boltzmann-Gesetz. Die Fläche unterhalb der jeweiligen Kurven (also die Integration der spektralen Strahlungsstromdichten) zeigt genau die Zunahme zur vierten Potenz der Temperatur auf!

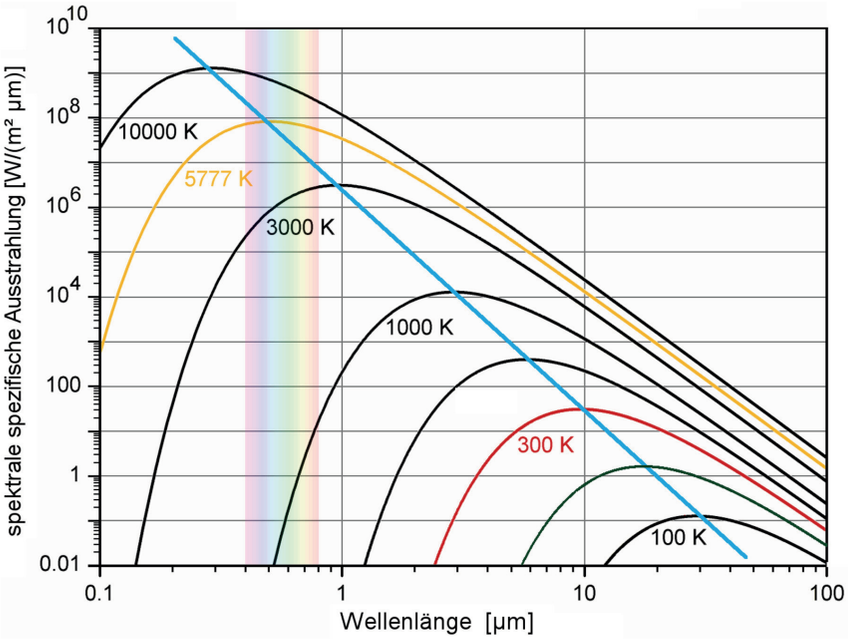


Abb. 19: Plancksche Strahlungsspektren für ideale Strahler bei verschiedenen Temperaturen (erstellt unter Verwendung von [A9] aus Wikipedia)

Es gibt anhand obiger Darstellung (Abb. 19) noch einige weitere interessante Fakten und Zusammenhänge:

- Ein schwarzer Strahler gibt Strahlungsenergie ab, deren Viertel (25%) mit Wellenlängen kürzer als die Wellenlänge λ_{max} der intensivsten Strahlung (höchste spektrale spezifische Ausstrahlung) auftritt. Dreiviertel (75%) der abgestrahlten Strahlungsenergie besitzt dagegen Wellenlängen, die länger als λ_{max} sind.
- Für jeden beliebigen - noch so engen - Wellenlängenteilbereich gilt im Falle eines schwarzen Strahlers, dass mit der Temperatur ein Anstieg der Strahlungsmenge (der spektralen spezifischen Ausstrahlung) im jeweiligen betrachteten Teilbereich zu verzeichnen ist.

1.2.3. Wiensches Verschiebungsgesetz

Die obige Grafik des Planckschen Strahlungsgesetzes stellt die spektrale spezifische Strahlung dar, die von dem schwarzen Körper bei einer gegebenen Temperatur emittiert wird. Die Wellenlänge mit der höchsten Strahlungsintensität (bei der gegebenen Temperatur) ist der Scheitelpunkt der jeweiligen Verteilungskurve. Dieser Scheitelpunkt (und damit diese Wellenlänge) verschiebt sich mit der Temperatur in Richtung der kürzeren Wellenlängen. Dieses Phänomen wird im Wienschen Verschiebungsgesetz beschrieben, welches sich aus der Differenzierung des Planckschen Strahlungsgesetzes ableiten lässt.

$$\lambda_{max} \cdot T = 2896\ \mu m \cdot K \qquad \text{Gl. 24}$$

In der Abbildung 12 (Planckssches Strahlungsgesetz) wurde das Wiensche Verschiebungsgesetz mittels einer hellblauen Linie dargestellt.

Zur weiteren Veranschaulichung folgen hier einige „gewöhnliche" Objekte aus dem täglichen Leben als Beispiele für die Wellenlänge der intensivsten spektralen Strahlung in Abhängigkeit von der Temperatur:

Strahlender Körper	***Temperatur***	***Wellenlänge des Strahlungsmaximums***
Tiefkühlgut	-18 °C	11,4 µm
Menschliche Haut	32 °C	9,5 µm
Kochendes Wasser	100 °C	7,8 µm
Tiefrot glühendes Eisen	600 °C	3,3 µm
Weißglühendes Eisen	1200 °C	2,0 µm

Tabelle 7: Strahlungsmaximum in Abhängigkeit von der Temperatur [T167]

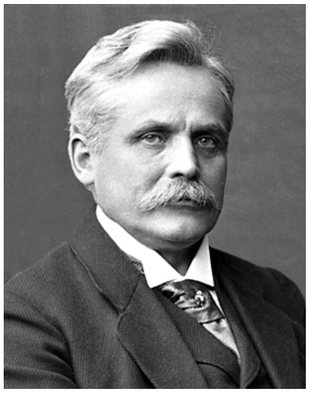


Abb. 20: Wilhelm Carl Werner Otto Fritz Franz Wien deutscher Physiker, Nobel-Preisträger (1864 - 1928) (Wikipedia, gemeinfrei [A10])

Es soll hierbei aber unbedingt betont werden, dass die vorherige Tabelle nur die Zahlenwerte der Wellenlängen mit maximaler Intensität enthält. In Abhängigkeit von der Temperatur und des Emissionsgrades der Körper werden über die angegebenen Wellenlängen hinaus auch kürzere und längere Wellenlängen emittiert. Es ist leicht zu erkennen, dass im Fall von dunkelrot-glühendem Eisen die maximale Wellenlänge eindeutig im Infrarotbereich liegt, wie es auch für weißglühendes Eisen gilt. Wir sehen diese Körper in den zu ihrer Charakterisierung verwendeten „Farben", weil bei 600 °C neben der Infrarotstrahlung auch die Wellenlänge des sichtbaren roten Lichtes, bei 1200 °C dagegen alle Wellenlängen des sichtbaren Lichtes ausgestrahlt werden. (Unser Auge addiert diese zu Weiß auf.) Der im Dunkeln beobachtbare „Farbwechsel" beim Erhitzen von Eisen (nicht sichtbar --> tiefrot --> hellrot --> orange --> gelblich weiß) spiegelt - sehr anschaulich - genau den Zusammenhang des Wienschen Verschiebungsgesetzes wieder, obwohl unsere Augen nur die Wellenlängen des sichtbaren Lichtes detektieren.

1.2.4. Lambertsches Kosinusgesetz

Der ideale Strahler ist ein Lambertscher, also diffuser Strahler, ohne bevorzugte Strahlungsrichtung. Also ein solcher Körper, der in jede Richtung des halbkugelförmigen Raumes die gleiche Strahldichte abgibt.

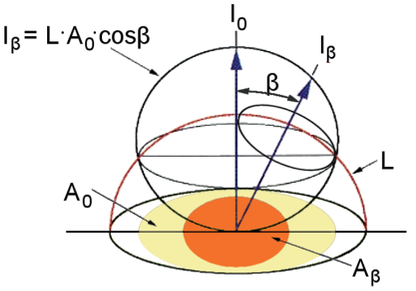


Abb. 21: Lambertscher Strahler

Abb. 22: Johann Heinrich Lambert, schweizer Mathematiker, Philosoph und Schriftsteller (1728 - 1777) (Wikipedia, gemeinfrei [A11])

$$L = \frac{I_0}{A_0} = \frac{I_\beta}{A_\beta} = \frac{I \cdot \cos\beta}{A \cdot \cos\beta} = konstant \qquad \text{Gl. 25}$$

Legende:
L ... Strahldichte (flächenprojizierter Strahlstrom je Raumwinkel) [W/m² sr]
I ... Strahlstrom (raumwinkelbezogene Strahlungsleistung) [W/sr]
A_0 ... strahlende Fläche [m²]
β ... Winkel der Strahlung [°]

Im Falle eines Lambertschen Strahlers ist die Strahldichte L, d. h. der Strahlungsfluss durch eine, in einer bestimmten Entfernung befindlichen, Fläche im Raum stets gleich groß, unabhängig von der Strahlungsrichtung im Raum.

Die von einer Fläche dA ausgehende Strahlstärke hängt dagegen vom Strahlungswinkel β ab, da in Strahlrichtung nur die projizierte - auf dem Strahl senkrecht stehende - Fläche dA_β statt der Fläche dA wirkt. In Richtung der Flächennormalen auf dA ist die Strahlstärke am größten, da hierbei die projizierte Fläche gleich der strahlenden Fläche dA ist.

$$dA_\beta = dA \cdot \cos\beta \qquad \text{Gl. 26}$$

Dementsprechend verringert sich der Strahlstrom I mit dem Kosinus des Winkels zwischen der Flächennormalen und der Strahlungsrichtung. (Somit ist der Maximalwert des Strahlstromes senkrecht zur Oberfläche gegeben, bei 60° halbiert sich derselbe, parallel zur Oberfläche liegt das Minimum vor.)

Es kann festgestellt werden, dass die von einem Oberflächenelement zu einem anderen Oberflächenelement emittierte Energie gleich dem Produkt der ausgestrahlten Energie des Strahlerflächenelements in Richtung seiner Flächennormale und des Kosinus des Raumwinkels der Strahlungsrichtung relativ zur Flächennormalen des bestrahlten Oberflächenelements ist.

$$dE_\phi = dE_n \cdot \beta_\phi \cdot \cos\phi \cdot d\Omega \qquad \text{Gl. 27}$$

Hierzu ein Beispiel aus dem täglichen Leben: Der Winkel zwischen Erdoberfläche und Sonne bestimmt die sich vormittags verstärkende, ab Mittag wieder abnehmende Bestrahlung (und damit Erwärmung) der Erdoberfläche. Der Neigungswinkel der Erdachse zur Bahn der Erde um die Sonne dagegen verursacht den Wechsel zwischen den Jahreszeiten.

1.3. Fotometrisches Grundgesetz

Es ist die Frage zu beantworten, ob sich bei der auf Strahlungsdetektion basierenden berührungslosen Temperaturmessung nicht etwa der Messwert in Abhängigkeit von der Messentfernung ändert. Um diese Frage beantworten zu können, ist - vorerst unter Vernachlässigung der Strahlungsverluste durch das übertragende Medium - zu bestimmen, wieviel Strahlung von einer Fläche dA_s (Strahler) mit einer Strahlstärke L auf eine bestrahlte Fläche dA_E (Empfänger) übertragen wird.

Als erstes werden hierfür einige wichtige strahlungsphysikalische und optische Einheiten und Zusammenhänge definiert. Den Beginn macht der Raumwinkel Ω, welcher in der Optik (z.B. für die Beschreibung des Leuchtkegels einer Taschenlampe) genutzt wird.

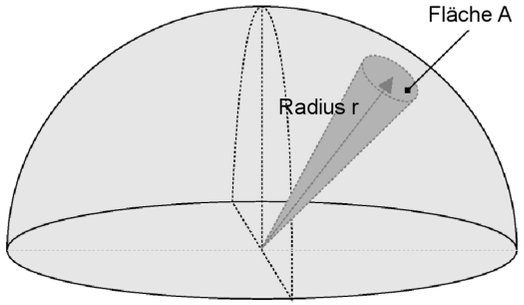


Abb. 23: Raumwinkel

$$\Omega = \frac{A}{r^2} \qquad \text{Gl. 28}$$

Legende:
Ω ... Raumwinkel [sr = Steradiant]
A ... Fläche [m²]
r ... Radius [m]

- Kugel: $4\,\pi \cdot r^2/r^2 = 4\,\pi$ *[sr]*
- Halbkugel: $2\,\pi \cdot r^2/r^2 = 2\,\pi$ *[sr]*

Während für einen Punktstrahler die in den gesamten Raum (Vollkugel) abgegebene Strahlungsleistung mittels des Wärmeflusses (Strahlstromes) Φ in der Einheit W (Watt) beschrieben werden kann, gibt die Strahlstärke I in W/sr (Watt/Steradiant) an, wie viel Wärmestrom in einen Raumwinkel Ω abgegeben wird.

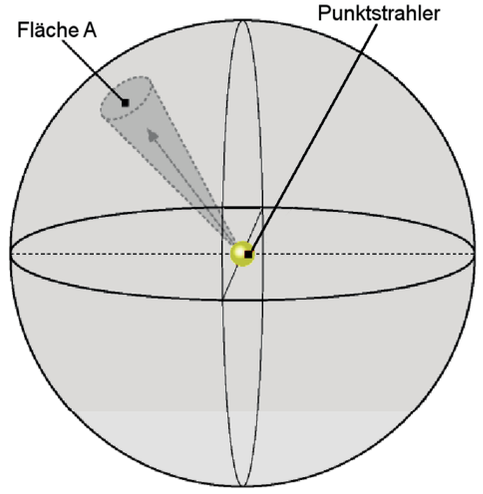


Abb. 24: Strahlstärke

$$I = \frac{\Phi}{\Omega} \qquad \text{Gl. 29}$$

Legende:
I ... Strahlstärke [W/sr]
(= raumwinkelbezogene Strahlungsleistung)
Φ ... Strahlstrom (hier = Wärmefluss) [W]
Ω ... Raumwinkel [sr]

Wird anstelle des Punktstrahlers ein flächig ausgedehnter Strahler mit einer Fläche A_s betrachtet, so hat dieser eine spezifische Ausstrahlung M in der Einheit W/m², welche sich folgendermaßen berechnen lässt:

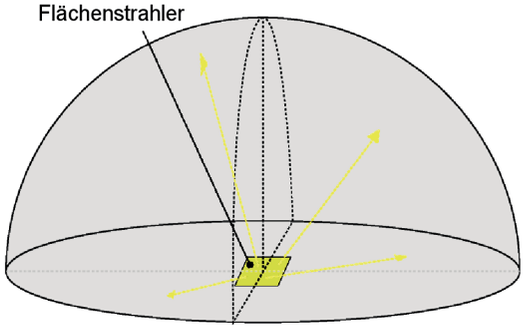
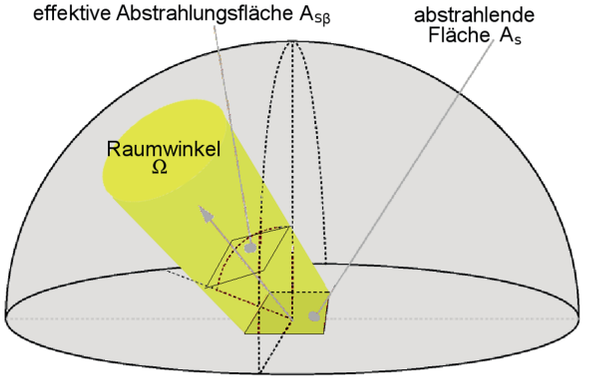


Abb. 25: spezifische Ausstrahlung

$$M = \frac{\Phi}{A_S} \qquad \text{Gl. 30}$$

Legende:
M ... spezifische Ausstrahlung [W/m²]
(= strahlflächenbezogene Strahlungsleistung)
Φ ... Strahlstrom (hier = Wärmefluss) [W]
A_S ... abstrahlende Fläche [m²]

Der von einem Flächenstrahler in einen bestimmten Raumwinkel abgegebene Strahlstrom, also die Strahldichte L hat die Einheit W/m²sr und wird mit folgender Gleichung bestimmt:



$$L = \frac{\Phi}{\Omega \cdot A_S \cdot \cos\beta_S} \qquad \text{Gl. 31}$$

Legende:
L ... Strahldichte [W/m²sr]
Φ ... Strahlstrom (hier = Wärmefluss) [W]
Ω ... Raumwinkel [sr]
A_S ... abstrahlende Fläche [m²]
$A_{s\beta} = A_S \cdot \cos \varepsilon_\beta$ ... effektive Abstrahlungsfläche in Richtung des Raumwinkels [m²]

Abb. 26: Strahldichte (raumwinkelbezogener Wärmestrom)

Zwecks Vereinfachung der Betrachtung wird im Weiteren das Modell des Lambertschen Strahlers verwendet, in dessen Falle gültig ist, dass die Strahldichte L unabhängig vom Abstrahlwinkel und unabhängig von der Lage der partiellen Teilfläche innerhalb der Abstrahlfläche ist. (L = *konstant* = L_0).

Hieraus ergeben sich folgende Zusammenhänge und Schlussfolgerungen:

$$I = L_0 \cdot A_S \cdot \cos\beta_S = L_0 \cdot A_{S\beta} \qquad \text{Gl. 32}$$

$$I(\beta) = I_0 \cdot \cos\beta_S \qquad \text{Gl. 33}$$

Legende:
I ... Strahlstärke (= raumwinkelbezogene Strahlungsleistung) [W/sr]
L ... Strahldichte [W/m² sr]
$A_{s\beta}$ ... effektive Abstrahlungsfläche in Richtung des Raumwinkels [m²]

Von diesen Definitionen und Abhängigkeiten ausgehend, kann die Eingangs erwähnte Frage, wie viel Strahlung einer mit Strahldichte L strahlenden Fläche dA_s aus geometrischer Sicht eine Empfängerfläche dA_E erreicht. Die zu betrachtende Anordnung nimmt hierbei folgende Form an:

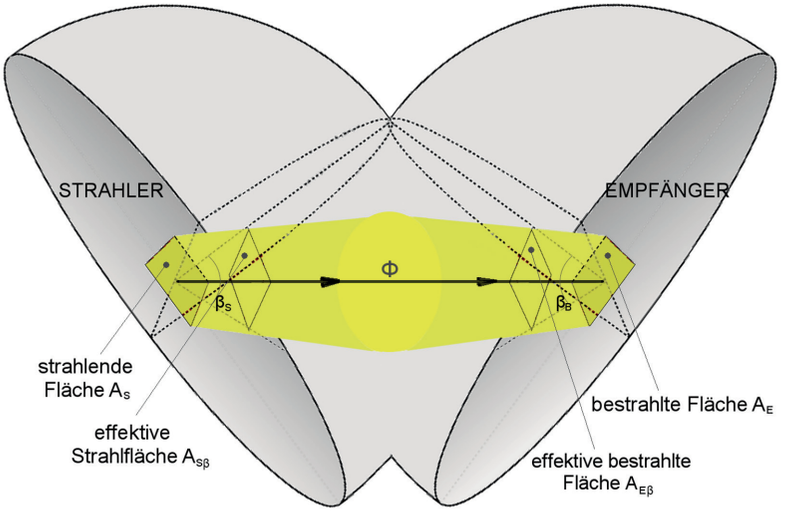


Abb. 27: Anordnung von Sender und Empfänger

Vom Lambertschen Strahler ausgehend, kann der Strahlstrom Φ wie folgt bestimmt werden:

$$\Phi = L \cdot \Omega \cdot A_S \cdot \cos\beta_S \qquad \text{Gl. 34}$$

Der Empfänger befindet sich - vom Strahler aus betrachtet - in folgendem Raumwinkel:

$$\Omega = \frac{A_E \cdot \cos\beta_E}{r^2} \cdot \Omega_0 \qquad \text{Gl. 35}$$

Aus den vorherigen Gleichungen ergibt sich nunmehr das sogenannte **Fotometrische Grundgesetz**:

$$\Phi = L \cdot \frac{A_E \cdot \cos\beta_E \cdot A_S \cdot \cos\beta_S}{r^2} \cdot \Omega_0 \qquad \text{Gl. 36}$$

Wegen der Symmetrie der Gleichung könnten Sender und Empfänger auch vertauscht werden. Die auf eine Flächeneinheit des Empfängers einfallende, von einer Flächeneinheit des Senders ausgehende Strahlungsenergie nimmt zwar mit dem Quadrat der Entfernung r ab, jedoch wächst auf Grund des unveränderlichen „Sichtwinkels" des Empfängers die durch jede der Flächeneinheiten desselben empfangene Senderfläche (die Anzahl der „betrachteten" Senderflächeneinheiten) dagegen mit dem Quadrat der Entfernung.

Dank dieses Zusammenhanges gleicht sich also die quadratische Abnahme der auf eine Empfängerflächeneinheit wirkende Strahlungsintensität genau durch die gleichzeitige quadratische Zunahme der betrachteten Empfängerfläche aus. Umgedreht gilt auch, dass zwar die von einem Strahler auf eine Flächeneinheit des Empfängers ausgesandte Strahlung in ihrer Intensität quadratisch mit dem Abstand abnimmt, sich aber die Größe der bestrahlten Fläche in gleichem Maße erhöht.

Damit kann auch ausgesagt werden, dass im Falle eines endlos großen Strahlers und ebenfalls unendlich großen Senders die Summe der übertragenen Strahlung unabhängig vom Abstand zwischen Sender und Empfänger ist. (Wieder unter der Voraussetzung der verlustfreien Übertragung über ein ideales Fenster zwischen Sender und Empfänger.) Aus dem Sichtwinkel des Energieerhaltungsgesetzes ist das natürlich auch so zu erwarten gewesen.

Hinweis: *Insofern Sender und / oder Empfänger nur endliche Abmessungen besitzen, dann gilt der oben genannte Zusammenhang nur bis zu einer bestimmten maximalen Entfernung zwischen Sender und Empfänger. Nämlich bis zu der Entfernung, bei der sich die gesamte Strahlung des Senders noch vollständig auf der Fläche des Empfängers abbildet, bzw. keine andere Strahlung (außer der des betrachteten Senders) auf die Empfängerfläche trifft. Überschreitet die räumliche Ausbreitung der Abstrahlung des Senders die Empfängerfläche (d.h. die Abbildungsfläche der Senderstrahlung auf der Empfängerfläche) oder überschreitet die räumliche Abmessung des Empfängersichtfeldes die Senderfläche (d.h. die Abbildung des Sichtfeldes des Empfängers auf der Senderfläche), dann gilt die obige Gesetzmäßigkeit natürlich nicht mehr. (Grund dafür ist die nicht erfasste oder aus einer anderen Quelle stammende - mit erfasste - Strahlung. Je nachdem, ob die Sender- oder die Empfängerfläche überschritten wurde.)*

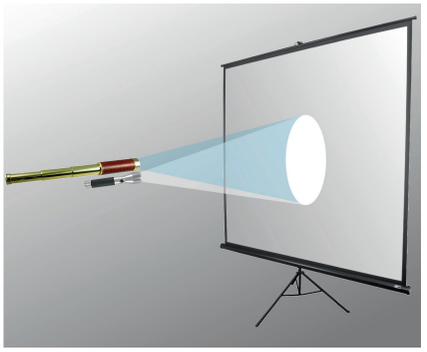
Wegen der Wichtigkeit dieses Themas und dessen Auswirkungen aus Sicht der Optik, wird das photometrische Gesetz im Kapitel 2.1.4. „Fotometrisches Grundgesetz bei Messsystemen mit Sammellinsen" speziell für die messtechnischen Lösungen der berührungslosen Temperaturmessung weiter behandelt.

Erklärendes Praxisbeispiel

Viele - die theoretischen Grundlagen nicht kennende - Thermografieanwender würden ohne viel Nachdenken die am Anfang des Kapitels gestellte Frage nach der Änderung des zu erwartenden Messwertes in Abhängigkeit vom Messabstand in völliger Allgemeingültigkeit mit „ja" beantworten. Auch unter den Voraussetzungen der Einhaltung der geometrischen Auflösung und der verlustfreien Übertragung. Andere würden wahrscheinlich den vermuteten Zusammenhang mit der abstandsabhängigen Beleuchtung eines Objektes durch eine Taschenlampe erklären. Mit Sicherheit wird aber wird fast niemand standfest aussagen, dass der Abstand unter Einhaltung der geometrischen Auflösung und bei verlustfreier Übertragung keinen Einfluss auf das Messergebnis hat.

Um den Zusammenhang leichter verständlich zu machen, folgt hier also ein Beispiel, welches sich gerade (mit Absicht!) auf die soeben erwähnte Beleuchtung eines Objektes durch eine Taschenlampe stützt. Für unsere Beispielbetrachtung wird allerdings die Taschenlampe auf ein Fernrohr montiert, so dass der Lichtkegel der Taschenlampe und der Beobachtungsraumwinkel (ebenfalls ein Kegel) des Fernrohres in exakt die gleiche Richtung ausgerichtet sind. (Hierbei wird jetzt geflissentlich vernachlässigt, das die optischen Achsen beider Geräte natürlich nicht aufeinander, sondern mit einem gegebenen Abstand parallel zueinander liegen.)

Mit der Taschenlampe wird nun eine Reflexionsleinwand (Projektionsleinwand) beleuchtet, deren Reflexionseigenschaft für dieses Beispiel mit 100% angenommen wird. Es entsteht (bei rechtwinkliger Anordnung) auf der Leinwand eine kreisrunde beleuchtete Fläche. Diese wird mittels des Fernrohres betrachtet, wobei das Fernrohr so eingestellt wird, dass exakt die durch die Taschenlampe beleuchtete Fläche erfasst wird (nicht mehr, aber auch nicht weniger). Viele Erklärungen sind hier sicher nicht notwendig, um klarzustellen: die Lichtstärke im Fernrohr entspricht genau der Gesamtstrahlungsleistung der Taschenlampe.



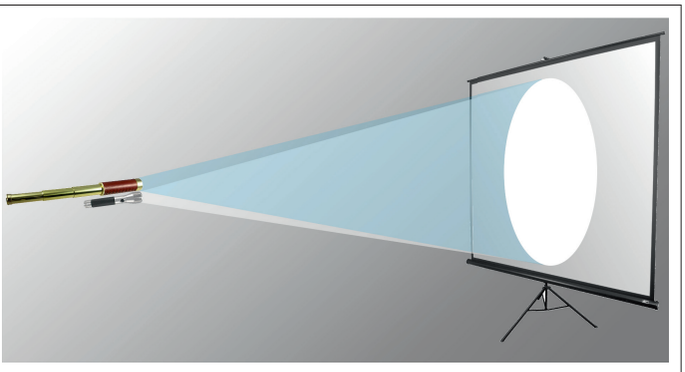


Abb. 28 und **29:** Betrachtung einer durch Taschenlampe beleuchteten Kreisfläche mittels eines Fernrohres (die rechte Abbildung stellt die Situation bei verdoppeltem Abstand zur Leinwand dar)

Bei der Verdopplung des Abstandes zwischen Leinwand und Taschenlampe (und damit auch zwischen Leinwand und Fernrohr) vergrößert sich natürlich der Radius der beleuchteten Fläche auf der Leinwand auf das Doppelte. Dies entspricht einer Vervierfachung der Fläche, genau der quadratischen Regel des photometrischen Gesetzes entsprechend. Da sich die auf die Leinwand projizierte Gesamtstrahlungsleistung hierbei natürlich nicht geändert hat, verringert sich die auf eine Flächeneinheit entfallende Strahlungsleistung - und damit die flächenspezifische Bestrahlung - auf ein Viertel, verglichen mit dem Wert der vorherige (kürzeren) Entfernung. Aber auch die Beobachtungsfläche des Fernrohres wächst durch die Verdopplung der Entfernung an, und zwar auf den doppelten Radius. Damit wird wiederum genau die durch die Taschenlampe beobachtete Fläche betrachtet und weiterhin genau die Gesamtstrahlungsleistung der Taschenlampe erfasst. Damit ändert sich also die im Fernrohr zu beobachtende Lichtstärke nicht - welche damit also unabhängig vom Abstand Taschenlampe/Fernrohr und Leinwand ist!

Mit anderen Worten: mit der Verdoppelung des Abstandes zwischen Taschenlampe/Fernrohr und Leinwand verringert sich zwar die Lichtintensität auf ein Viertel bei einer gleichzeitigen Vervierfachung der beleuchteten Fläche, zur selben Zeit wird aber auch eine vierfache Fläche (mit der geviertelten Leuchtstärke) beobachtet. Aufgrund dieses Umstandes ist also die im Fernrohr beobachtet Lichtstärke unabhängig von der Entfernung.

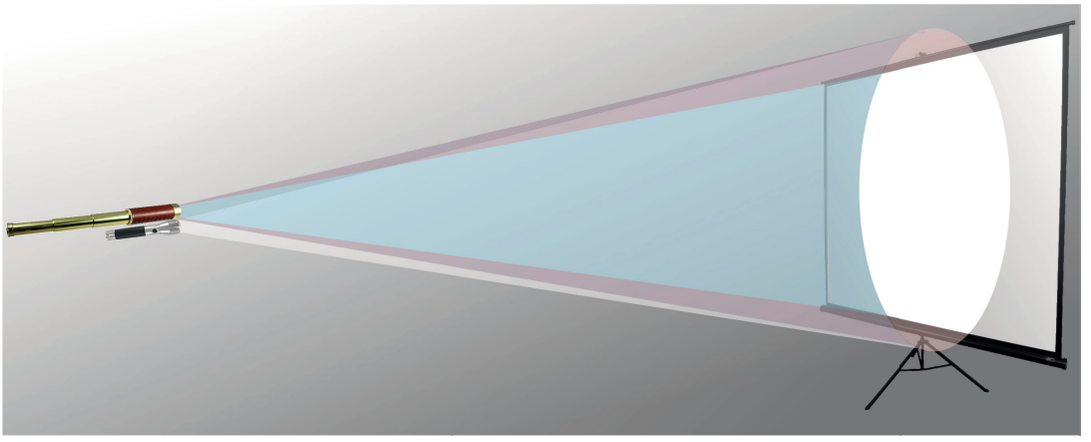


Abb. 30: Betrachtung einer durch Taschenlampe beleuchteten Kreisfläche mittels eines Fernrohres (Darstellung der die Leinwandabmessung überschreitenden Beleuchtung)

Die obige Darstellung dagegen beschreibt die Grenzen des photometrischen Gesetzes: den Fall nämlich, wo der zu große Abstand zur Leinwand eine die Abmessung der Leinwand überschreitende Beleuchtungsfläche erreicht. Hierbei kann das Fernrohr nur noch einen Teil der von der Taschenlampe ausgestrahlten Energie empfangen, die über den Rand der Leinwand hinausgehende Beleuchtungsfläche wird nicht von der Leinwand reflektiert und damit nicht erfasst. (Bei dieser Betrachtung wird die aus dem Raum neben der Leinwand stammende Strahlungsenergie der Einfachheit halber vernachlässigt.) Damit entspricht also die beobachtete Strahlungsenergie nicht mehr der durch die Taschenlampe ausgesandten Menge!

Dieses Problem führt zu den Messfehlern der Infrarot-Strahlungsthermometer bei mangelnder Ausfüllung des Messfleckes (siehe Absatz 3.1.2.1. „Pyrometeroptiken - Messfläche (Messfleck) und Lasermarker"), bzw. zu den Messfehlern bei Nichteinhaltung der Anforderungen an die geometrische Auflösung bei Thermokameras (siehe Absatz 3.2.11.2. „Geometrische Auflösung thermografischer Systeme").

1.4. Tatsächliche Messbedingungen und Besonderheiten

Die in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Zusammenhänge gelten ausschließlich für ideale Messobjekte und ideale Messbedingungen, u.a. für das Modell des idealen Strahlers (schwarzer Körper) als Messobjekt und das ideale Fenster als Übertragungsstrecke. Die tatsächlichen, unter Praxisbedingungen auftretenden und die Messergebnisse beeinflussenden Umstände - z.B. die Eigenschaften des Messobjektes und der Übertragungsstrecke - wurden bisher nicht behandelt. Aus Sicht der praktischen - berührungslosen - Temperaturmessung sind allerdings auch diese zu beachten.

1.4.1. Messanordnung der berührungslosen Temperaturmessung / Thermografie

Bei der berührungslosen Temperaturmessung und der quantitativen Thermografie ist es notwendig alle sich aus den physikalischen und messtechnischen Grundlagen ergebenen Besonderheiten in Betrachtung zu ziehen. Da es sich hierbei um optische Messverfahren handelt, muss zum einen das Messobjekt (für Infrarotstrahlung) „sichtbar" sein, zum anderen müssen die strahlungsphysikalischen Eigenschaften des Messobjektes, der Messstrecke sowie die Störstrahlungen (Umgebung, Hintergrund) beachtet, und auch die messtechnischen Parameter des Messsystems mathematisch erfasst und korrigiert werden.

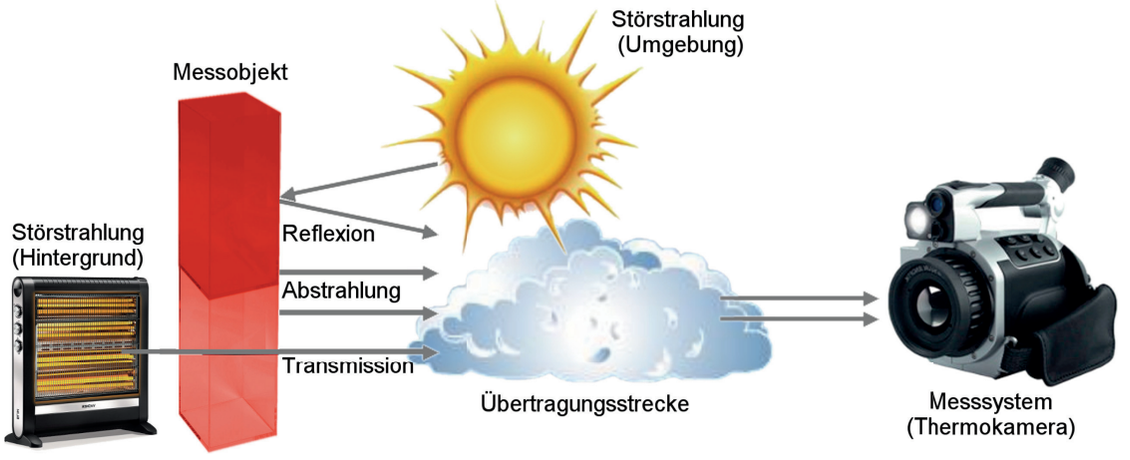


Abb. 31: Messanordnung der berührungslosen Temperaturmessung (Thermografie)

1.4.2. Eigenschaften realer Messobjekte

Das Modell des idealen Strahlers (des schwarzen Körpers) wurde in den bisherigen Kapiteln als zwingend notwendiges Modell der theoretischen Abhandlung der auf Infrarotstrahlung basierenden berührungslosen Temperaturmessung (und damit auch der Thermografie) behandelt. Die in der Praxis vorkommenden Materialien (und damit Messobjekte) weichen in ihren strahlungsphysikalischen Eigenschaften - teilweise sogar wesentlich - von den Eigenschaften dieses Modells ab. Es ist daher wichtig, diese Eigenschaften und deren Auswirkungen auf die Messergebnisse zu prüfen. Zur Beschreibung des Unterschiedes in den Abstrahlfähigkeiten dient der sogenannte **Emissionsgrad (ε)**, welcher als dimensionsloser Zahlenwert beschreibt, in welchem Maße (im Vergleich zum idealen Strahler) der jeweilige Körper zur Strahlungsabgabe fähig ist. Der ideale Strahler hat als Referenz 100% Emissionsfähigkeit und damit einen Emissionsgrad von 1. Dies bedeutet, dass seine Strahlungsabgabe entsprechend seiner Temperatur genau den Kurven des Planckschen Strahlungsgesetzes entspricht. Alle anderen Körper emittieren nur weniger Strahlung als der ideale Strahler, damit ist deren Emissionsgrad stets kleiner 100% (d.h. $\varepsilon<1$).

Der Emissionsgrad selber hängt von mehreren Parametern ab, welche zum Teil stoffspezifisch sind, zum anderen aber auch temperaturabhängig sein können. Im Einzelnen sind dies:

- Oberflächenmaterial (bei für Infrarotstrahlung undurchsichtigen Oberschichten, ansonsten Material der darunterliegenden Schicht)
- Wellenlänge (stoffspezifische Eigenschaft)
- Oberflächenrauigkeit
- Mess- bzw. Beobachtungswinkel
- Temperatur

Da der Emissionsgrad in erster Linie vom Oberflächenmaterial (bzw. dessen strahlungsphysikalischen Eigenschaften) und der Oberflächenrauigkeit, sowie vom Messwinkel (Betrachtungswinkel) abhängt, werden diese im Folgenden detailliert behandelt.

Hinweis: Der Emissionsgrad beschreibt als Verhältniszahl, in welchem Maße (im Vergleich zum idealen Strahler mit ε = 1) der jeweilige Körper zur Strahlungsabgabe fähig ist. Daher kann der Emissionswert nie einen Zahlenwert größer 1 annehmen.

Abhängigkeit des Emissionsgrades vom Oberflächenmaterial

Die realen Messobjekte sind (fast) ausschließlich keine idealen Strahler, es werden unter diesen die Kategorien graue Strahler und selektive Strahler unterschieden. Die folgenden Darstellungen (Abb. 32 und 33) geben die typischen Eigenschaften dieser Kategorien wieder.

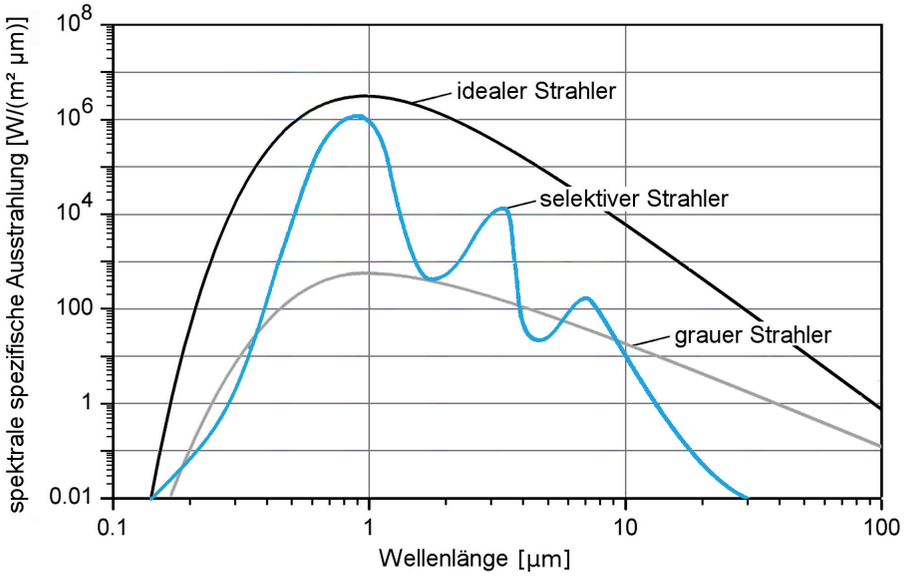


Abb. 32: spektrale spezifische Ausstrahlung verschiedener Strahler als Funktion der Wellenlänge

Insofern die spektrale spezifische Ausstrahlung der obigen Darstellung durch den wellenlängenabhängigen (spektralen) Emissionsgrad ersetzt wird, ergibt sich die nachfolgende - die Eigenschaften der verschiedenen Strahlerkategorien leicht verständlich beschreibende - Grafik:

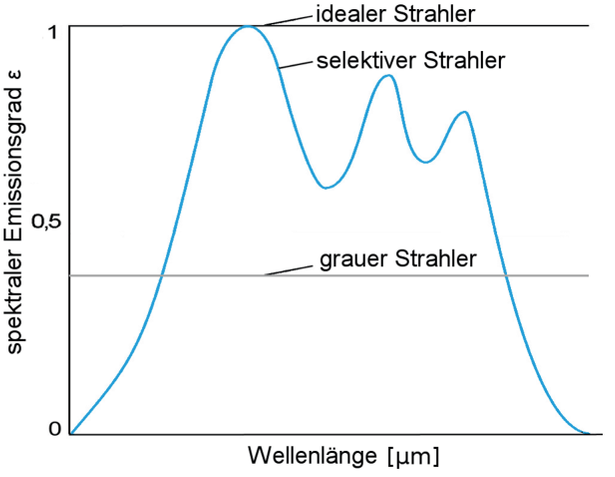


Abb. 33: wellenlängenabhängiger (spektraler) Emissionsgrad verschiedener Strahler

Graue Strahler

Als graue Strahler werden Körper bezeichnet, bei denen alle Wellenlängen - verglichen mit einem idealen Strahler - prozentual gleichermaßen verringert abgestrahlt werden. Diese Eigenschaft kommt der eines idealen Strahlers relativ nahe, da es keine Wellenlängen gibt, die stärker oder schwächer als die übrigen emittiert werden. Der spektrale Emissionsgrad ε_λ ist bei grauen Strahler über alle Wellenlängen gleich.

$$\varepsilon_{\lambda 1} = \varepsilon_{\lambda 2} = \varepsilon_{\lambda n-1} = \varepsilon_{\lambda n} = \varepsilon < 1 \qquad \text{Gl. 37}$$

Selektive Strahler

Selektive Strahler nennt man solche Körper, deren spektraler Emissionsgrad wellenlängenabhängig ist. Es gibt hierbei also Wellenlängen, die stärker (aber höchstens mit ε_λ=1) oder schwächer als die übrigen emittiert werden. Es kann auch Wellenlängen geben, die überhaupt nicht emittiert werden.

$$\varepsilon_\lambda = f(\lambda) < 1 \qquad \text{Gl. 38}$$

Spektraler Emissionsgrad, Banden- und Gesamtemissionsgrad

Die in der täglichen Praxis am häufigsten vorkommenden Strahler sind als selektive Strahler zu betrachten. Deren Emissionsgrad als einen einzigen Zahlenwert anzugeben reicht nicht aus, um die Strahlungseigenschaften dieser Materialien ausreichend genau zu definieren. Aus diesem Grunde werden für je eine Wellenlänge geltende spektrale oder für abgegrenzte Wellenlängenbereiche gültige Bandenemissionsgrade verwandt. Um diese richtig anwenden zu können, folgen hier die Definitionen.

Der ***spektrale Emissionsgrad*** ε_λ stellt die Verhältniszahl zwischen der tatsächliche Strahlungsabgabe und der Emission des idealen Strahlers für die Wellenlänge λ dar. Als Gleichung ausgedrückt:

$$\varepsilon_\lambda = L_\lambda / L_{\lambda i} \qquad \text{Gl. 39}$$

Die in der Gleichung aufgeführte spektrale Strahldichte L_λ gilt allerdings nur für die Abstrahlung in eine bestimmte Richtung, typisch ist die Anwendung in Richtung der Flächennormalen. (Die Strahlungswerte des idealen Strahlers wurden mit dem Index i gekennzeichnet.)

Der ***Bandenemissionsgrad*** ε_B ist das Verhältnis des Mittelwertes der Strahldichte des realen Strahlers zum idealen Strahler in einem bestimmten Wellenlängenbereich (sogenanntem Strahlungsband) zwischen λ_1 und λ_2.

$$\varepsilon_B = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda \, d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda i} \, d\lambda} \qquad \text{Gl. 40}$$

Werden die Grenzen des Wellenlängenbereiches auf $\lambda_1 = 0$ und $\lambda_2 = \infty$ erweitert, dann stellt das Ergebnis den ***Gesamtemissionsgrad*** ε_G dar.

$$\varepsilon_G = \frac{\int_{0}^{\infty} L_\lambda \, d\lambda}{\int_{0}^{\infty} L_{\lambda i} \, d\lambda} \qquad \text{Gl. 41}$$

Die obige Gleichung ist das Verhältnis der Strahldichte des Körpers im Vergleich zur Strahldichte des idealen Strahlers unter Betrachtung aller Wellenlängen.

Für den idealen Strahler (schwarzer Körper) gilt $\varepsilon_\lambda = \varepsilon_B = \varepsilon_G = 1$, für graue Strahler gilt $\varepsilon_\lambda = \varepsilon_B = \varepsilon_G < 1$, für selektive Strahler dagegen ist $\varepsilon_\lambda \neq \varepsilon_B \neq \varepsilon_G$ und $\varepsilon_\lambda = f(\lambda)$ gültig.

Typische Emissionsgrade

Wegen der bei vielen Materialien anzutreffenden starken Wellenlängenabhängigkeit des Emissionsgrades wird allgemein kategorisierend zwischen Metallen und Nichtmetallen unterschieden. Bei letzteren ist auch noch eine weitere Differenzierung zwischen hellen und dunklen Nichtmetallen üblich.

Über einen breiten Wellenlängenbereich im langwelligen Infrarot weisen vielen **Nichtmetalle** einen überwiegend hohen, von der Oberflächenrauigkeit praktisch unabhängigen Emissionsgrad auf. Beispiele hierfür sind die menschliche Haut, viele Mineralien, Holz, Papier, Kunststoffe und wegen letzterem auch mit Kunststofffarben überzogene Oberflächen.

Ergänzend ist noch festzustellen, dass dunkle Nichtmetalle typischerweise über fast den gesamten langwelligen Wellenlängenbereich einen ausgesprochen hohen - oft sogar über 0,9 betragenden - beinahe gleichbleibenden Emissionsgrad besitzen. Bei hellen Nichtmetallen ist der Emissionsgrad bis zur Wellenlänge von etwa λ = 10 µm spürbar niedriger, folgt dann aber zu den längeren Wellenlängen hin dem Emissionsgrad der dunklen Nichtmetalle.

Hinweis: Helle und dunkle Nichtmetalle haben bei Zimmertemperatur (hier beträgt die Wellenlänge des Strahlungsmaximums nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz λ = 10 µm) und noch tieferen Temperaturen fast gleiche Emissionsgrade. So ist z.B. Schnee bei 0°C (>10 µm) ein guter Strahler (ε >0,9).

Metalle haben dagegen im Allgemeinen - von den ganz kurzen Wellenlängen abgesehen - im infraroten Wellenlängenbereich ausgesprochen niedrige, mit anwachsender Wellenlänge fast stetig abnehmende Emissionsgrade, die noch dazu stark von der Oberflächenbeschaffenheit (Rauigkeit) abhängen.

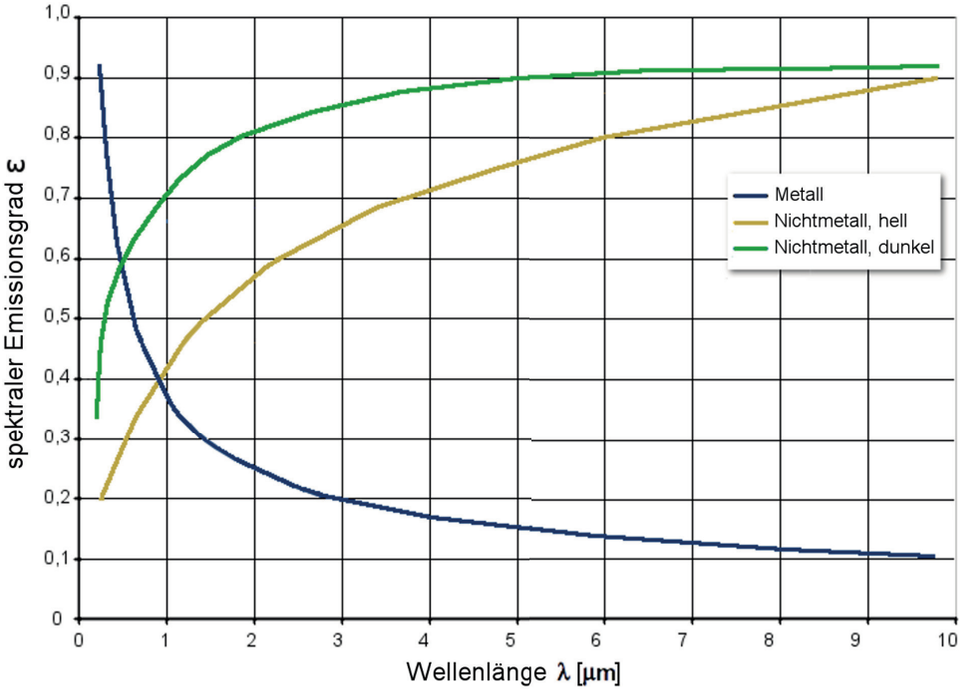


Abb. 34: typische Emissionsgrade realer Strahler in Abhängigkeit von der Wellenlänge (kategorisiert)

Als Untermauerung der obigen Kategorisierung folgen nunmehr einige häufige Materialien und derer spektraler Emissionsgrade. Die folgende Darstellung zeigt die Wellenlängenabhängigkeit der Emissionsgrade von Nichtmetallen.

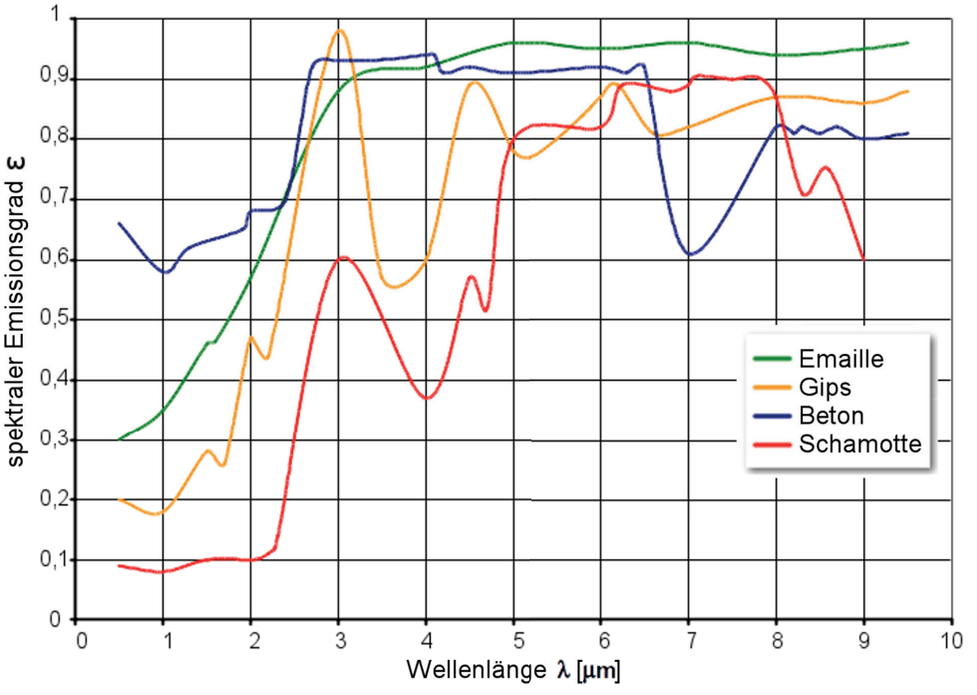


Abb. 35: spektrale Emissionsgrade einiger Nichtmetalle
(mit freundlicher Unterstützung der InfraTec GmbH, www.InfraTec.de [A12], editiert durch Autor)

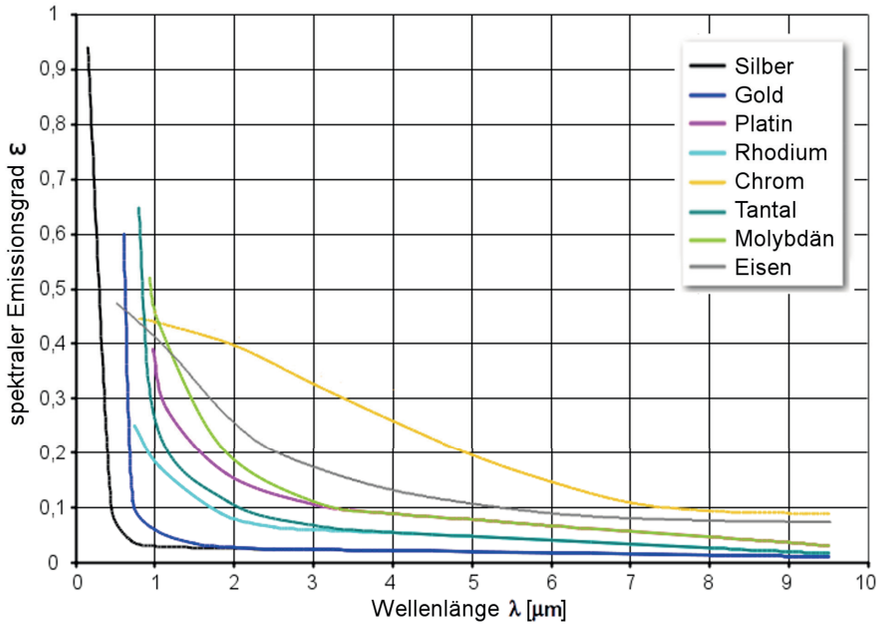


Abb. 36: spektrale Emissionsgrade einiger Metalle
(mit freundlicher Unterstützung der InfraTec GmbH, www.InfraTec.de [A13], editiert durch Autor)

In der Praxis ist die Übernahme von Emissionsgraden aus der Fachliteratur im Falle von Metallen sehr schwierig, schon alleine deswegen, da durch die atmosphärische Einwirkung viele Metalloberflächen sofort oxidieren und damit als oberste Schicht die nichtmetallischen strahlungsphysikalischen Eigenschaften der Oxidschicht ebenfalls Einfluss üben. Es ist also fast ausgeschlossen, Emissionsgrade in der Literatur zu finden, die sich genau auf die gerade zu messende Metalloberfläche und die aktuellen Messbedingungen (Spektralbereich, Oberflächenrauigkeit, Oxidation) beziehen. Es ist daher sinnvoller und genauer, den Emissionsgrad experimentell selbst zu bestimmen.

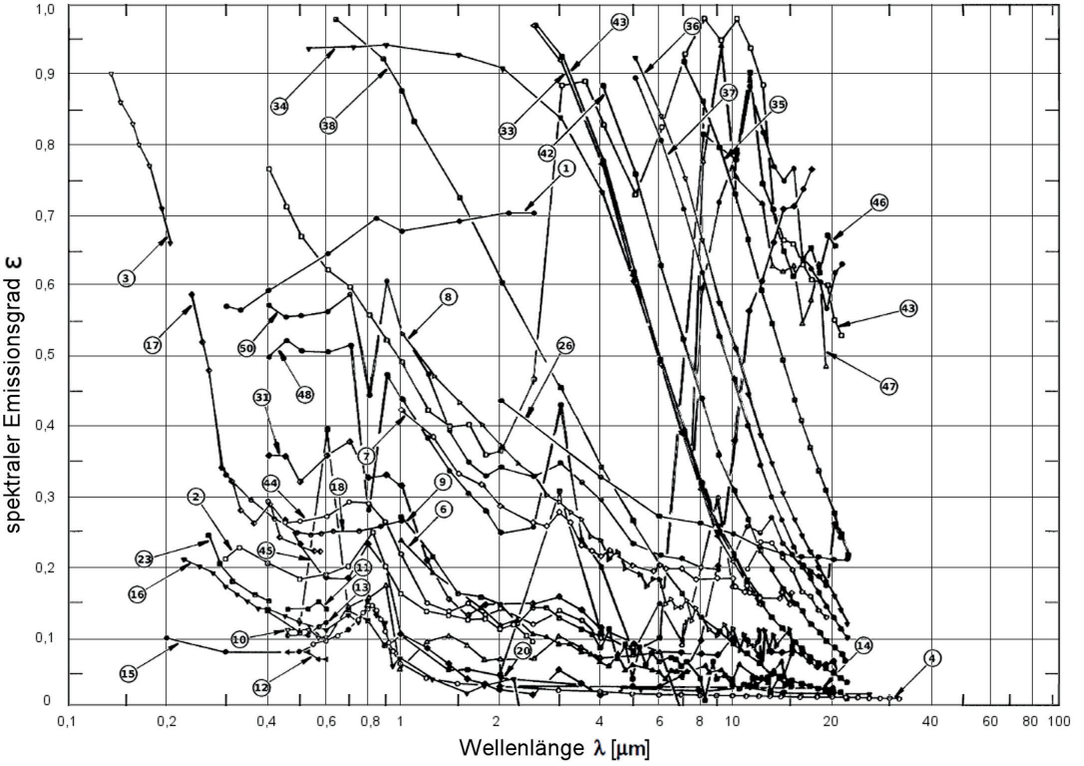


Abb. 37: spektrale Emissionsgrade verschiedener Aluminiumoberflächen
(unterschiedliche Legierungen, Bearbeitungszustände und Oberflächenbehandlungen)
(erstellt in Anlehnung an die Darstellung der Reflexion von Aluminium in [T167])

Abhängigkeit des Emissionsgrades von der Oberflächenrauigkeit

Je rauer die Oberfläche des Messobjektes ist, desto größer ist dessen Emissionsgrad. Dieser Effekt ist bei Nichtmetallen (auf Grund derer ohnehin hoher Emissionsgrade) relativ unbedeutend, bei Metallen dagegen ist dieser ausschlaggebend für den tatsächlichen Emissionsgrad. Erklärt werden kann der Einfluss der Rauigkeit dadurch, dass bei glatten (spiegelnden) Oberflächen eine gerichtete Spiegelung der Strahlung auftritt. Raue Oberflächen weisen nur eine diffuse Reflexion auf, während die strahlungsabgebende (bzw. aufnehmende) Fläche um Größenordnungen größer ist als bei glatten Oberflächen. Noch dazu tritt bei rauen Oberflächen der bereits im Kapitel des schwarzen Strahlers beschriebene Vorgang der Mehrfachreflexion und Aufsummierung in den Mikroriefen und -grübchen auf, welcher den Emissionsgrad (und natürlich den Absorptionsgrad gleichermaßen ebenfalls) erhöht.

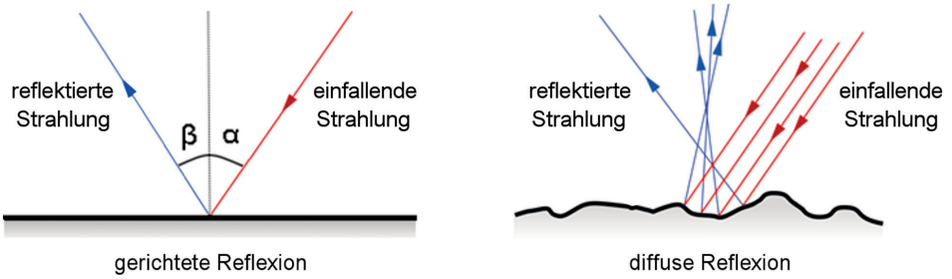


Abb. 38: Arten der Reflexion

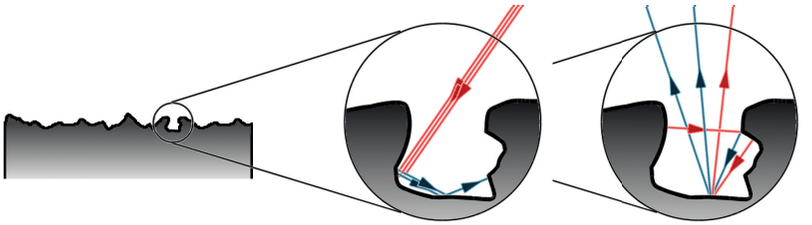


Abb. 39: Erhöhung der Absorption (links) und der Emission (rechts) bei rauen Oberflächen

Abhängigkeit des Emissionsgrades von der Körpertemperatur

Auch die Temperatur hat Einfluss auf den Emissionsgrad einer Körperoberfläche, was auf die Änderung der Materialeigenschaften (z.B. Kristallstruktur) zurückzuführen ist. Selbstverständlich führt auch der Übergang in einen anderen Aggregatzustandes zur Änderung des Emissionsgrades. Im Allgemeinen ist gültig, dass der Emissionsgrad (innerhalb eines Aggregatzustandes) mit der Temperatur ansteigt.

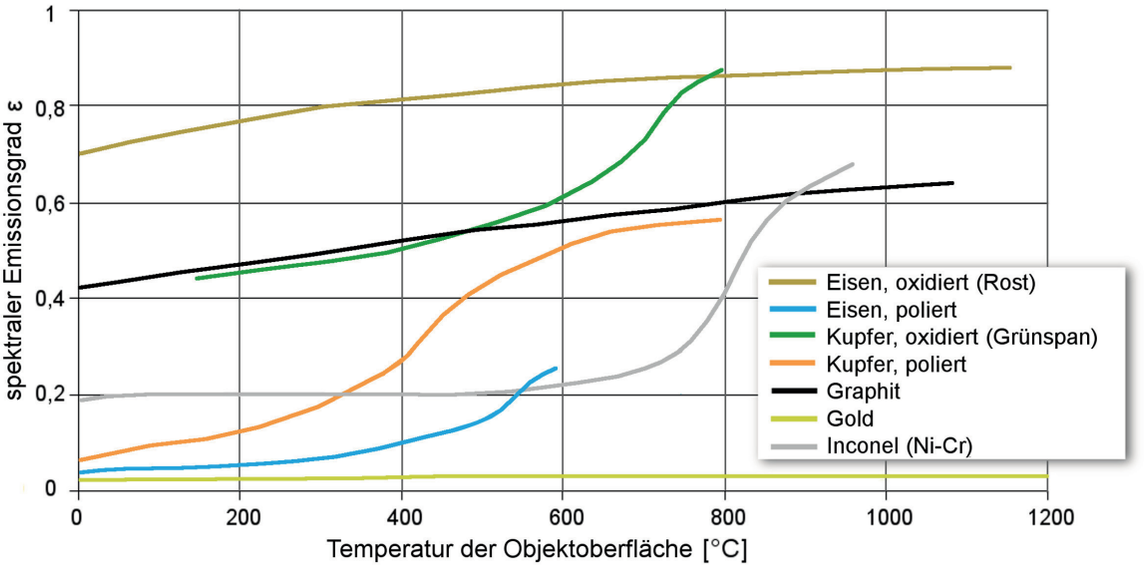


Abb. 40: Abhängigkeit des Emissionsgrades von der Körpertemperatur bei Metallen (Beispiele)

Diese Änderungen haben meistens nur bei hohen Temperaturen signifikante Auswirkungen. Bei Raumtemperatur sind die temperaturabhängigen Änderungen des Emissionsgrades typischerweise vernachlässigbar (von den wenigen Materialien abgesehen, die gerade in diesem Temperaturbereich eine Änderung ihres Aggregatzustandes aufweisen).

Abhängigkeit des Emissionsgrades vom Beobachtungswinkel

Ein schwarzer Strahler (Lambertscher idealer Strahler) spielt der Beobachtungswinkel keine Rolle. Egal aus welcher Richtung er betrachtet wird, der Emissionsfaktor ist überall und aus allen Richtungen immer gleich. Bei realen Strahlern hat der Beobachtungswinkel jedoch auch einen signifikanten Einfluss auf den Emissionsfaktor. Von der Oberflächennormalen um +/- 30° abweichende Beobachtungswinkel spielen eine vernachlässigbare Rolle. Der Emissionsfaktor von nichtmetallischen (isolierenden) Materialien nimmt jedoch für „flachere" Beobachtungswinkel (kleiner 50°) zuerst allmählich, schließlich drastisch ab. Bei Metallen (elektrischen Leitern) steigt der Emissionsfaktor bei „flacheren" (unter 50° betragenden) Beobachtungswinkeln bis auf einen oberflächennahen Betrachtungswinkel von 10° stark an. Bei noch flacheren Beobachtungswinkeln fällt er dann jedoch plötzlich wieder extrem ab.

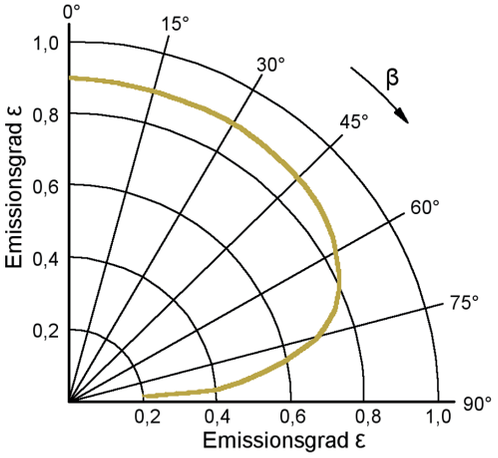


Abb. 41: Abhängigkeit des Emissionsgrades vom Betrachtungswinkel bei Nichtmetallen (Nichtleitern)

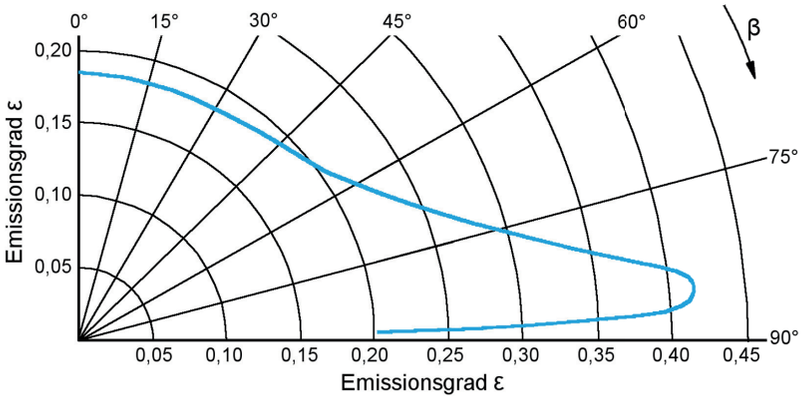


Abb. 42: Abhängigkeit des Emissionsgrades vom Betrachtungswinkel bei Metallen (elektrischen Leitern)

Bei elektrisch leitenden Materialien (z.B. Metallen) gilt:

$$\varepsilon_\beta = 0{,}5 \cdot \varepsilon_n \cdot \left(cos\beta + \frac{1}{cos\beta} \right) \qquad \text{Gl. 42}$$

(Der Index n kennzeichnet den Emissionswert in Richtung der Oberflächennormalen.)

Für elektrisch isolierende Materialien gilt der folgende Zusammenhang:

$$\varepsilon_\beta = \varepsilon_n \cdot \left(1 - \left(1 - cos\beta \right)^6 \right) \qquad \text{Gl. 43}$$

Mittels obiger Gleichungen kann der für die Flächennormale einer Oberfläche bestimmte Emissionsgrad auf den für einen gewählten Beobachtungswinkel geltenden Wert umgerechnet werden. Hierbei ist zu beachten, dass der Winkel β die Winkelabweichung zur Flächennormalen und nicht der einschließende Winkel zur Objektoberfläche ist.

Hinweis: Bei der berührungslosen Temperaturmessung ist wegen der genannten Zusammenhänge damit zu rechnen, dass bei gekrümmten (z.B. zylindrischen) Körpern aus Metallen zu deren „Rändern" hin scheinbar höhere Temperaturen auftreten, bei Körpern aus Nichtmetallen dagegen ist eine scheinbar sinkende Temperatur zu beobachten. Streng betrachtet erfordert dieser Zusammenhang also eine Korrektur des jeweiligen örtlichen Emissionsgrades entsprechend der Körpergeometrie.

Achtung: Weiterhin ist zu beachten, dass die Emissionsgrade aufführenden Tabellen und Veröffentlichungen meistens nur die für die Flächennormale geltenden Emissionsgrade enthalten.

Scheinbare Emissionsgrade an tiefen Bohrungen

Aus der Sicht der praktischen Ausführung der berührungslosen Temperaturmessung ist die bei tiefen Bohrungen zu beobachtende Mehrfachreflexion (siehe Kapitel 1.2.1. „Physikalisches Modell des schwarzen Körpers"), welche zu hohen Emissionsgraden führt. Die Strahlung in der Bohrung ergibt sich aus der Aufsummierung der jeweiligen Emission und Reflexion an den Bohrlochwänden. Im Falle nichttransparenter Materialien und ausreichend tiefer Bohrung ergibt dieser Effekt einen einem idealen Strahler nahekommenden Emissionsgrad. Noch dazu ist dies ab einem bestimmten Verhältnis von Bohrungstiefe zu Bohrlochdurchmesser praktisch unabhängig vom Objektmaterial. Der zu erwartende Emissionsfaktor - basierend auf den Bohrungsdimensionen und dem Emissionsgrad des Materials - ist in den folgenden Abbildungen (Abb. 43 und 44) dargestellt.

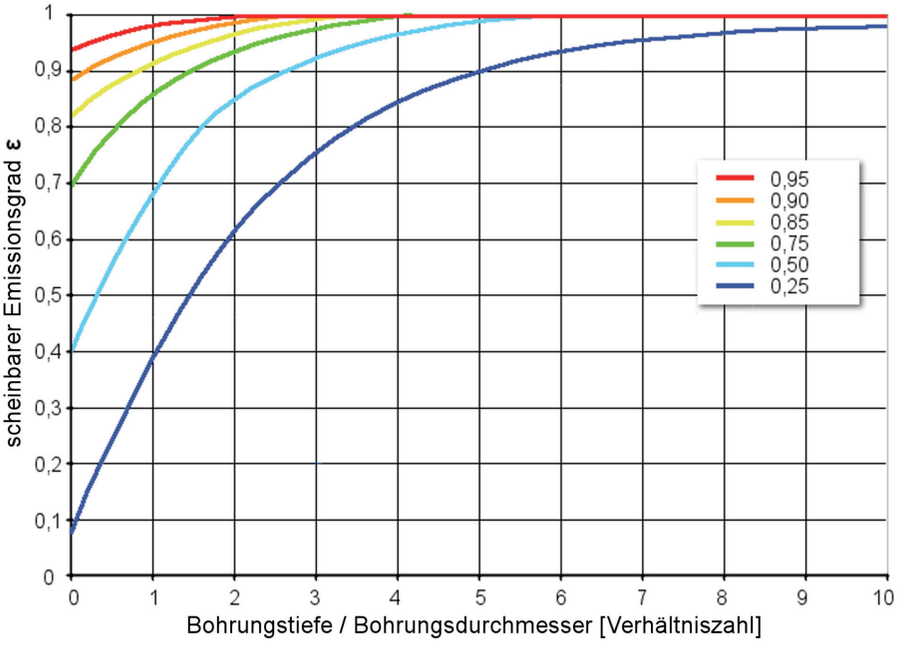


Abb. 43: scheinbarer Emissionsgrad in Abhängigkeit von Bohrlochtiefe/Durchmesser, sowie in Abhängigkeit vom Emissionsgrad des Objektmaterials (nach Buckley)

Obigem zufolge kann - unabhängig vom Objektmaterial - mit einem erreichbaren scheinbaren Emissionsgrad von über 85% gerechnet werden, wenn die Bohrung mindestens viermal so tief ist, wie ihr Durchmesser. In der Praxis können solche Bohrlöcher daher dazu verwendet werden, um die Objekttemperatur unabhängig vom Emissionsgrad des Objektmaterials zu messen oder den Emissionsgrad des Objektmaterials zu bestimmen. Speziell für metallische (auch polierte) Oberflächen mit besonders niedrigen Emissionsfaktoren ist dies oftmals die einzige Möglichkeit, berührungslos Temperaturen zu messen, ohne eine Emissionsgrad erhöhende Veränderung der Objektoberfläche (z.B. durch Farbüberzug oder Bekleben) vorzunehmen.

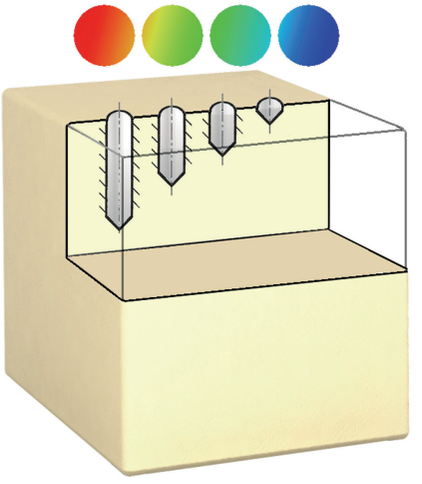


Abb. 44: Zusammenhang zwischen dem Verhältnis Bohrlochtiefe zu Durchmesser und erzieltem Emissionsgrad

1.4.3. Zusammenhänge zwischen Emission, Absorption, Reflexion und Transmission

Über den bereits behandelten Emissionsgrad hinaus gibt es für jeden Körper (jede Materie) weitere drei strahlungsphysikalische Größen. Diese alle sind immer als Maßzahl, relativ zu den Eigenschaften eines idealen Strahlers, Absorbers, Spiegels bzw. idealen Fensters zu verstehen.

Emissionsgrad ε	Maßzahl der Fähigkeit zur Aussendung von Strahlung (0 ... 1 bzw. 0 ... 100%)
Absorptionsgrad α	Maßzahl der Fähigkeit zur Aufnahme von Strahlung (0 ... 1 bzw. 0 ... 100%)
Transmissionsgrad τ	Maßzahl der Durchlassfähigkeit für Strahlung (0 ... 1 bzw. 0 ... 100%)
Reflexionsgrad ρ	Maßzahl der Fähigkeit zur Spiegelung von Strahlung (0 ... 1 bzw. 0 ... 100%)

Nach dem **Kirchhoffschen Strahlungsgesetz** gilt, dass der spektrale Emissionsgrad eines Körpers stets gleich seinem spektralen Absorptionsgrad ist.

$$\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda \qquad \text{Gl. 44}$$

Der schwarze Körper als idealer Strahler ($\varepsilon = 1$) ist damit also zugleich auch ein idealer Absorber mit $\alpha = 1$.

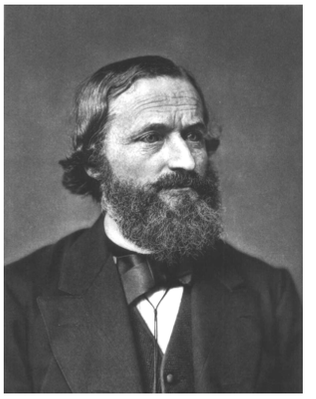


Abb. 45: Gustav Kirchhoff, deutscher Physiker (1824 - 1887) (Wikipedia, gemeinfrei [A14])

Das klingt erst einmal verblüffend, ist es aber in Wirklichkeit nicht. Jeder Körper emittiert Strahlung entsprechend seiner eigenen Temperatur (siehe Kapitel 1.1.1 ”Temperatur, Atommodell von Bohr”) und nimmt gleichzeitig Strahlung aus seiner Umgebung auf. Die zwei Prozesse finden gleichzeitig statt, die Summe der Strahlungsabsorption oder -freisetzung hängt allein davon ab, ob der Körper oder eben seine Umgebung die höhere Temperatur besitzt (siehe Kapitel 1.1.2.3. „Hauptsätze der Thermodynamik”). Emissions- und Absorptionsfaktoren beschreiben nur den „Wirkungsgrad” des Prozesses. Der schwarze Körper absorbiert daher verlustfrei die Strahlung der Umgebung (wenn diese wärmer ist) und emittiert ebenso ohne Verluste „seine” Strahlung (wenn die Umgebung kälter ist).

Dem **Energieerhaltungsgesetz** zufolge besteht zudem der folgende weitere Zusammenhang zwischen den strahlungsphysikalischen Maßzahlen:

$$\varepsilon_\lambda + \tau_\lambda + \rho_\lambda = 1 \qquad \text{Gl. 45}$$

Aus diesen Zusammenhängen lassen sich folgende - für die Betrachtung der berührungslosen Temperaturmessung äußerst wichtigen - Spezialfälle herleiten:

Theoretischer Körper	*Kennzeichen*	*Folgerungen*
Schwarzer Körper (idealer Strahler)	ε = 1	τ = 0, ρ = 0
Idealer Spiegel	ρ = 1	ε = 0, τ = 0
Ideales Fenster	τ = 1	ε = 0, ρ = 0
Nicht-transparenter Körper	τ = 0	ε + ρ = 1

Tabelle 8: strahlungsphysikalische Eigenschaften einiger (theoretischer) Körper

Aus der obigen Tabelle (Tabelle 8) ist ersichtlich, dass weder die Temperatur idealer Spiegel, noch die der idealen Fenster anhand der Erfassung von Strahlungswärme gemessen werden kann, da diese keine Wärmestrahlung emittieren. (Es gibt bei diesen Körpern keine Strahlung, die im Zusammenhang mit ihrer Temperatur steht, damit kann also aus der Strahlungsmessung nicht auf die Temperatur dieser Körper geschlossen werden.) Diese Körper sind dennoch sehr wichtig in der Thermografie: es sind typische Komponenten und Zubehöre von Infrarot-Thermometern und Thermokameras.

Als relativ alltägliches, aber außergewöhnliches Material soll Glas im Folgenden besondere Aufmerksamkeit erhalten. Glas lässt bekannterweise das sichtbare Licht sehr gut durch. Die Infrarotstrahlung wird im Kurz- und Mittelwellenbereich nur teilweise (bis 3,5 µm) und im Langwellenbereich allerdings überhaupt nicht hindurchgelassen. Dadurch ist die Detektion von Wärmestrahlung durch Fensterglas (Quarzglas) und damit die berührungslose Temperaturmessung auf den Kurz- und Mittelwellenbereich der Infrarotstrahlung begrenzt. Während sich das Glas im mittleren Wellenbereich (über 4,5 µm) fast wie ein idealer Strahler verhält, beträgt der durchschnittliche langwellige Emissionsgrad nur ca. 85%. Dementsprechend ist in diesem Wellenlängenbereich eine erhebliche Reflexion (bei 9,5 µm sogar ca. 30%) zu erwarten. Die spektralen strahlungsphysikalischen Parameter sind in der folgenden Grafik dargestellt.

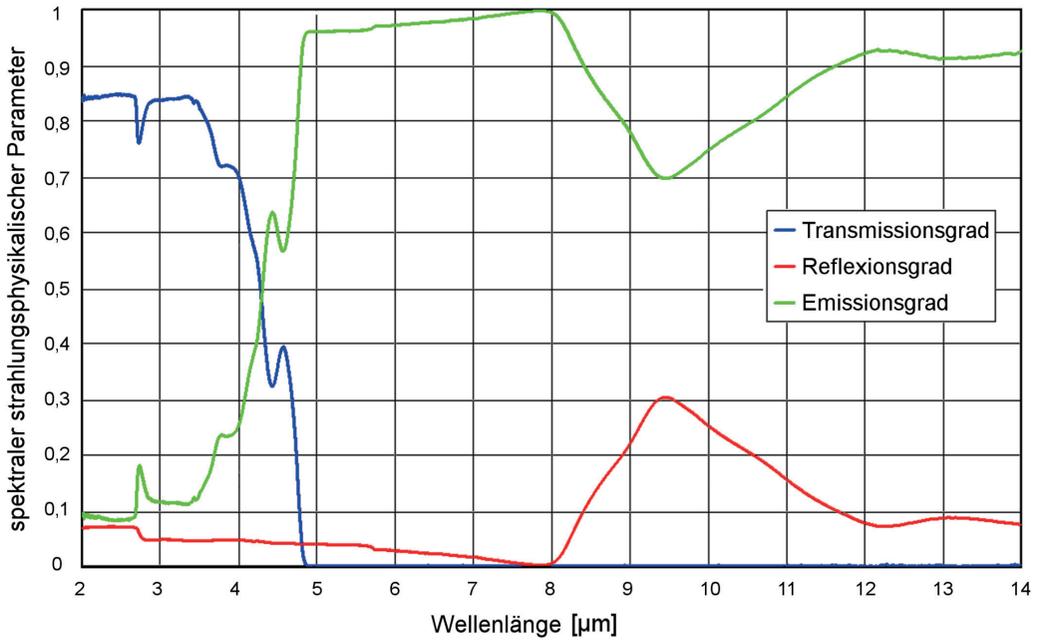


Abb. 46: spektrale strahlungsphysikalische Eigenschaften von Fensterglas (Quarzglas)
(mit freundlicher Unterstützung der InfraTec GmbH, www.InfraTec.de [A15], durch Autor bearbeitet)

1.4.4. Einfluss der Übertragungsstrecke

Da es sich bei der Infrarot-Temperaturmessung und der Thermografie um berührungslose Messverfahren handelt, muss die zugrundeliegende (zu detektierende) Wärmestrahlung (abgesehen von Messungen im Vakuum) durch ein Medium vom Messobjekt bis zum Messsystem gelangen. Die strahlungsphysikalischen Eigenschaften des Übertragungsmediums beeinflussen natürlich die übertragene Strahlungsmenge (und deren Zusammensetzung), und damit gleichzeitig auch das angestrebte Messergebnis. In den meisten Fällen ist dieses Medium Luft, es können jedoch auch andere Materialien (z. B. spezielle - Infrarotstrahlung-durchlässige - Messfenster) in der Messstrecke vorhanden sein. Im Fall von Luft ist die Übertragung der Infrarotstrahlung hauptsächlich durch die mit höchster Konzentration vorhandenen Bestandteile der Atmosphäre - also durch Stickstoff, Sauerstoff, Wasserdampf und Kohlendioxid - und derer spektraler Absorptionseigenschaften beeinflusst. (Natürlich beeinflussen Verschmutzung und Temperatur der Luft auch die Übertragungseigenschaften!)

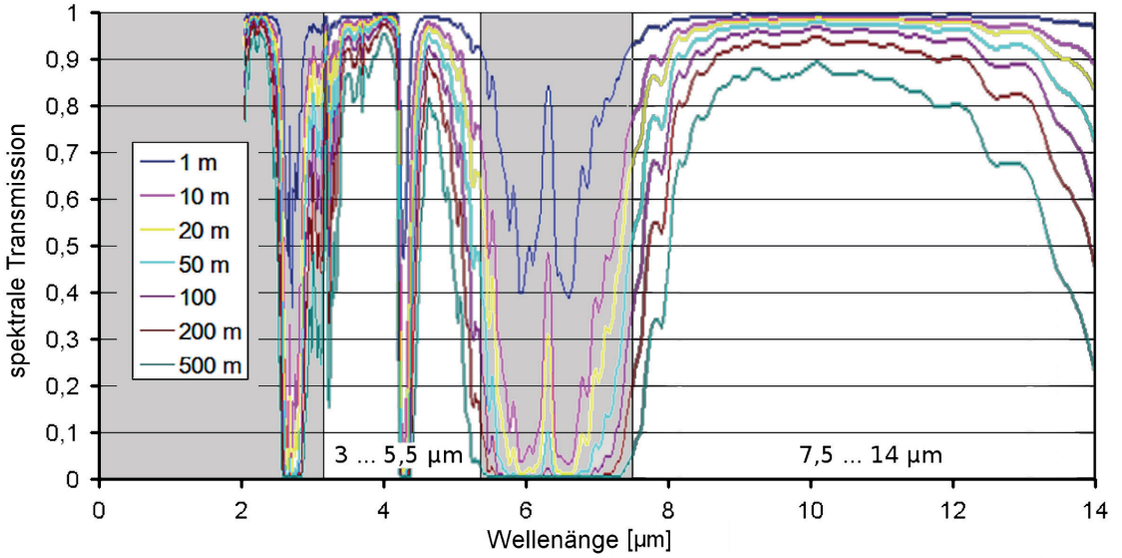


Abb. 47: spektrale Transmission der Atmosphäre (1 ... 500 m, 25 °C, 1013 mbar, 85 % r.F.)
weiße Flächen: links mittelwelliges, rechts langwelliges atmosphärisches Fenster
(mit freundlicher Genehmigung von Prof. Dr. Lutz Bannehr [A16])

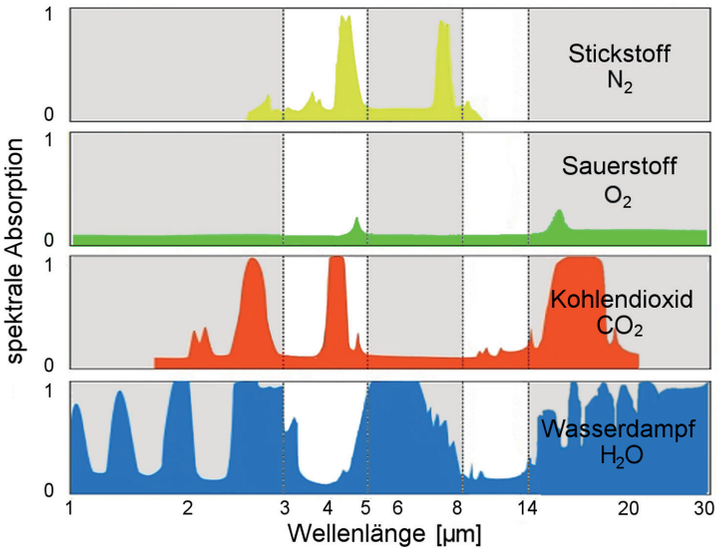


Abb. 48: spektrale Absorption der Hauptbestandteile der Atmosphäre (>100 m, 25 °C)
weiße Flächen: links mittelwelliges, rechts langwelliges atmosphärisches Fenster

Die obige Abbildung (Abb. 48) zeigt, dass die Transmission der Luft - abhängig von der Wellenlänge der zu übertragenden Strahlung - sehr unterschiedlich ist. Neben Bereichen mit starken Übertragungsverlusten können auch gut übertragende Bereiche (mit weißer Hintergrund hervorgehoben) beobachtet werden. Letztere werden auch als atmosphärische Fenster bezeichnet. Während der Transmissionsgrad im *langwelligen atmosphärischen Fenster* im Bereich von 7,5 bis 14 µm eine nahezu perfekte Übertragung über große Entfernungen ermöglicht (daher auch der Name „fernes Infrarot"), gibt es im Wellenlängenbereich von 3 bis 5,5 µm - dem *mittelwelligen atmosphärischen Fenster* - durch die Atmosphäre verursachte messbare Verluste schon in Entfernungen von einigen zehn Metern. Speziell für Hochtemperaturmessungen und für Messungen an Metallen wird auch das *kurzwellige atmosphärische Fenster* zwischen 0,8 und 2 µm verwendet. Letzteres wird oft auch mit dem Synonym „nahes Infrarot" benannt.

In vielen Veröffentlichungen ist das langwellige atmosphärische Fenster begrenzt auf 8 ... 14 µm oder auf nur 8 ... 13 µm. Diese Unterschiede sind darauf zurückzuführen, wie streng das Fenster auf die höchstmögliche Transmission begrenzt wird, welche zwischen 8 und 12 µm sogar fast 100% beträgt. Eine Erweiterung der Bereichsgrenzen (d.h. Erweiterung des spektralen Erfassungsbereiches) führt zu einer höheren Empfindlichkeit des Messgerätes. Dies ist besonders nützlich, wenn niedrige Temperaturen gemessen werden, da nur wenig Strahlung emittiert wird und daher das Signal-Rausch-Verhältnis relativ ungünstig ist. In diesem Fall wird üblicherweise eher der störende Einfluss der Atmosphäre akzeptiert, statt das messbare Signal einzuschränken. Details hierzu sind im nächsten Abschnitt zu finden.

1.4.5. Wellenlängenbereiche der Messsysteme

Da bei der berührungslosen Temperaturmessung die Luft das häufigste und (von den seltenen Messungen im Vakuum abgesehen) immer vorhandene Übertragungsmedium ist, können auf Wärmestrahlung basierende Messungen nur mit Wellenlängenbereichen entsprechend der atmosphärischen Fenster vorgenommen werden. Andernfalls würde es keine eindeutige Korrelation zwischen der gemessenen Strahlung und der Temperatur des Objekts geben, da dem Wienschen Verschiebungsgesetz zufolge die sich in ihrer Wellenlänge ändernde intensivste Objektstrahlung durch die absorbierenden oder eben gut übertragenden Wellenlängenbereiche der Luft temperaturabhängig unterschiedlich zum Messsystem übertragen werden würde. Somit würde die vom Messinstrument erfasste Strahlungsintensität nicht nur von der Temperatur des Objekts abhängen, sondern auch von den wellenlängenabhängigen Übertragungseigenschaften der Luft.

Außerdem würde die Luft nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz aufgrund ihrer Emissionsfähigkeit in ihren Absorptionsbändern entsprechend auch eine ihrer Temperatur entsprechende „eigene" Strahlung emittieren. Dieser Umstand, sowie die vorgenannte wellenlängenabhängige Absorption, stellen die Strahlungsmessung beeinflussende Faktoren dar, die ohne eine Erfassung der spektralen Zusammensetzung der Strahlung nicht einmal mathematisch ausreichend korrigiert werden könnten.

Um dieses Problem zu überwinden, werden thermografische Systeme entweder für das langwelligen atmosphärische Fenster (Wellenlängenbereich 8 ... 14 µm) oder für das mittelwellige atmosphärische Fenster (Wellenlängenbereich 3 ... 5 µm) ausgelegt. Ihre Bezeichnung ist dementsprechend „langwellige" oder „mittelwellige" Wärmebildkamera. Thermokameras in kurzwelligen Wellenlängen (0,8 ... 2 µm) kommen ebenfalls zum Einsatz, sind allerdings weniger verbreitet.

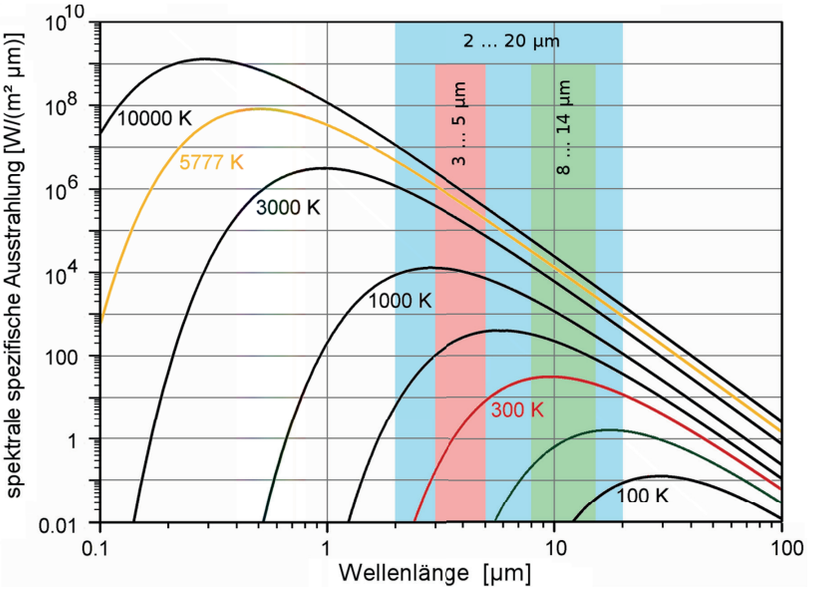


Abb. 49: Darstellung der atmosphärischen Fenster im infraroten Strahlungsspektrum

Der spektrale Messbereich der berührungslosen Temperaturmessgeräte deckt somit stets nur einen (schmalen) Teil des gesamten, vom Objekt emittierten Strahlungsspektrums ab. Die Auswirkung dieser Eingrenzung auf die Empfindlichkeit der Messsysteme ist in der folgenden Abbildung für die genannten - den atmosphärischen Fenstern entsprechenden - Wellenlängenbereiche dargestellt.

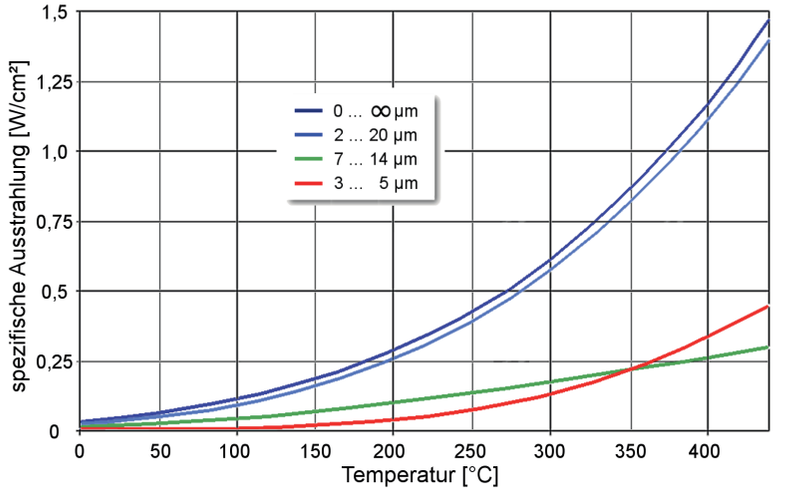


Abb. 50: detektierbarer Strahlungsfluss bei Begrenzung der Wellenlängenbereiche
(mit freundlicher Unterstützung der InfraTec GmbH, www.InfraTec.de [A17], durch Autor bearbeitet)

Es ist leicht zu erkennen, dass der Mittelwellenbereich (3 ... 5 µm) für niedrige Temperaturen relativ unempfindlich ist. Über 350 °C ist dagegen die Empfindlichkeit dieses Wellenlängenbereiches höher als die des langwelligen Bereiches (8 ... 14 µm). Grund dafür ist, dass sich die intensivste Strahlung dem Wienschen Verschiebungsgesetz entsprechend immer mehr in Richtung der kürzeren Wellenlängen verschiebt. Für die Tieftemperaturerfassung (z.B. Industrieanlagen, Tanks, Kühlhäuser) ist der langwellige Bereich am besten geeignet. (Hinweis: Hohe Temperaturen können mit langwelligen Systemen vergleichbar gut wie mit mittelwelligen Messgeräten erfasst werden, da typischerweise große Strahlungsmengen emittiert werden, so dass ein günstiges Signal-Rausch-Verhältnis auch im langwelligen Bereich vorliegt).

Die Übertragung der Infrarotstrahlung wird im Mittelwellenbereich schon auf kurze Entfernungen (bereits auf wenigen Metern) stark durch die in der Atmosphäre enthaltenen Medien Wasserdampf und Kohlendioxid abgeschwächt. Was als Nachteil erscheint, hat auch Positives: die Temperatur von Flammen und Verbrennungsgasen kann im Mittelwellenbereich aufgrund der großen Menge an vorhandenem Wasserdampf und Kohlendioxid bestimmt werden. (Diese sind jedoch im langwelligen Bereich durchsichtig, also nicht messbar.)

Hinweis: Weiteren Einfluss auf die Detektierbarkeit haben die Transmissionsbanden eventuell vorhandener infrarot-durchlässiger Messfenster, sowie die spektralen Emissionseigenschaften des Messobjektes selber.

1.5. Pyrometrische (thermografische) Grundgleichung

Nachdem die bisherigen Kapitel die die berührungslose Temperaturmessung beeinflussenden Faktoren beschrieben haben, wird nunmehr die Möglichkeit der mathematischen Korrektur derselben untersucht.

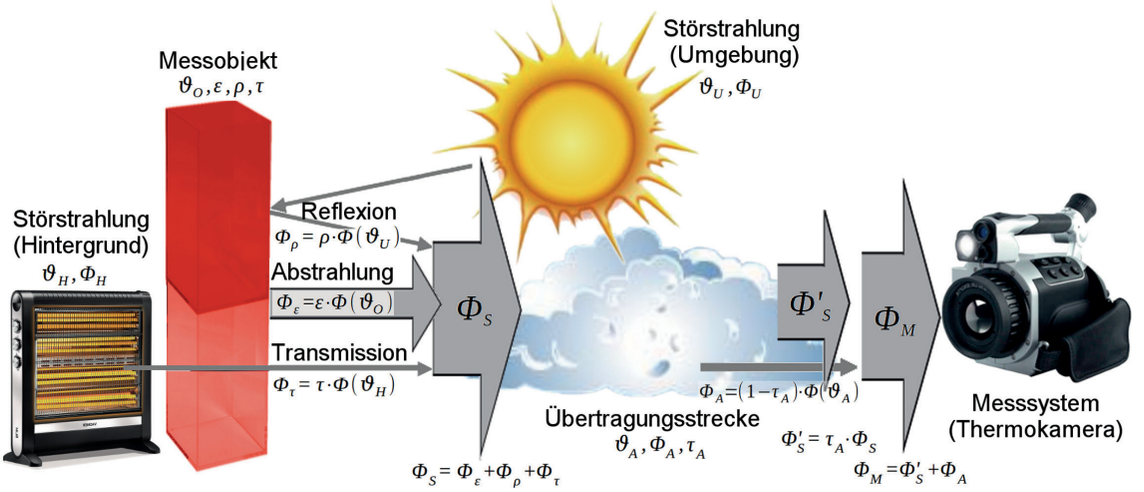


Abb. 51: Zusammensetzung der gemessenen Strahlung Φ_M aus Teilstrahlungen

Die durch einen Körper mit Emissionsgrad ε bei einer Eigentemperatur (Objekttemperatur) ϑ_O emittierte Strahlung Φ_ε, kann folgendermaßen bestimmt werden:

$$\Phi_\varepsilon = \varepsilon \cdot \Phi(\vartheta_O) \qquad \text{Gl. 46}$$

Hierbei ist $\Phi(\vartheta_O)$ die von einem idealen Strahler mit gleicher Temperatur ausgesandte (emittierte) Strahlung. Von der Objektoberfläche können noch zwei weitere Strahlungen ausgehen:

$$\Phi_\rho = \rho \cdot \Phi(\vartheta_U) \qquad \text{Reflexion} \qquad \text{Gl. 47}$$

$$\Phi_\tau = \tau \cdot \Phi(\vartheta_H) \qquad \text{Transmission} \qquad \text{Gl. 48}$$

Hierbei ist ϑ_U die strahlungsproportionale Durchschnittstemperatur der Objekte, deren Strahlung sich auf der Objektoberfläche in Richtung des Messsystems spiegelt. Die sich hinter dem Objekt befindlichen Körper, deren Strahlung vom Objekt durchgelassen und damit ebenfalls in Richtung des Messsystems übertragen wird, werden mit ihrer Temperatur ϑ_H in Betracht gezogen.

Durch Addition dieser beiden Teilstrahlungen aus Gleichungen 47 und 48 zu der vom Messobjekt emittierten Strahlung aus Gleichung 46, so ergibt sich daraus die in die Übertragungsstrecke eintretende Strahlung Φ_S.

$$\Phi_S = \Phi_\varepsilon + \Phi_\rho + \Phi_\tau \qquad \text{Gl. 49}$$

Im Falle von undurchsichtigen Körpern (was in der Praxis für Wärmestrahlung häufig auftritt) ist der Transmissionsgrad des Objektes τ = 0, weshalb sich das Energieerhaltungsgesetz

$$1 = \varepsilon + \rho + \tau \qquad \text{Gl. 45 (aus Kapitel 1.4.3.)}$$

folgendermaßen vereinfacht:

$$1 = \varepsilon + \rho \qquad \text{Gl. 50}$$

Damit kann die vom Messobjekt ausgehende, in die Übertragungsstrecke eintretende Strahlung mit folgender - vereinfachter - Gleichung ausgedrückt werden:

$$\Phi_S = \varepsilon \cdot \Phi(\vartheta_O) + (1-\varepsilon) \cdot \Phi(\vartheta_U) \qquad \text{Gl. 51}$$

Obige Strahlung erfährt entsprechend der Transmissionseigenschaften τ_A der Übertragungsstrecke (in den meisten Fällen ist dies die Atmosphäre) einen Übertragungsverlust:

$$\Phi'_S = \tau_A \cdot \Phi_S \qquad \text{Gl. 52}$$

Nach dem Kirchhoffschen Gesetz gibt aber auch die (nicht ideale) Übertragungsstrecke eine - mit ihrer eigenen Temperatur im Zusammenhang stehende - Strahlung ab, welche ebenfalls vom Messsystem empfangen wird. Die gemessenes Strahlung setzt sich daher wie folgt zusammen:

$$\Phi_M = \Phi'_S + \Phi_A \qquad \text{Gl. 53}$$

Die von der Übertragungsstrecke selbst abgegebene Strahlung kann - unter der Voraussetzung, dass diese keine Reflexion ausübt - mit folgender Gleichung bestimmt werden:

$$\Phi_A = (1-\tau_A)\cdot\Phi(\vartheta_A) \qquad \text{Gl. 54}$$

Damit setzt sich die messbare Strahlung aus der Summe der in der Übertragungsstrecke gedämpften - vom Objekt stammenden - Strahlung und aus der Eigenstrahlung der Strecke zusammen:

$$\Phi_M = \tau_A\cdot\Phi_S + (1-\tau_A)\cdot\Phi(\vartheta_A) \qquad \text{Gl. 55}$$

Durch Einsetzen der Gleichung 51 für in die Übertragungsstrecke eintretende, mit den Strahlungseigenschaften und der Temperatur des Messobjektes in Zusammenhang stehende Strahlung, ergibt sich die sogenannte **Pyrometrische** bzw. **Thermografische Grundgleichung**. Diese bildet das mathematische Modell für die berührungslose Temperaturbestimmung anhand der Erfassung von Wärmestrahlung, beispielsweise mittels Strahlungsthermometern oder thermografischen Systemen:

$$\Phi_M = \tau_A\cdot\left(\varepsilon\cdot\Phi(\vartheta_O) + (1-\varepsilon)\cdot\Phi(\vartheta_U)\right) + (1-\tau_A)\cdot\Phi(\vartheta_A) \qquad \text{Gl. 56}$$

Durch Umstellen nach der Objekttemperatur ϑ_O entsteht der nachfolgende Term, welcher in einer Thermokamera für jeden Bildpunkt und jede Bildauffrischung anhand der aktuellen Messwerte (und den Angaben für ε, τ_A, ϑ_U und ϑ_A) immer wieder neu berechnet wird:

$$\vartheta_O = \Phi^{-1}\left(\frac{\frac{\Phi_M - (1-\tau_A)\cdot\Phi(\vartheta_A)}{\tau_A} - (1-\varepsilon)\cdot\Phi(\vartheta_U)}{\varepsilon}\right) \qquad \text{Gl. 57}$$

In der obigen Gleichung sind die Strahlungswerte Φ_M, $\Phi(\vartheta_U)$ und $\Phi(\vartheta_A)$ die im durch die Sensitivität des Messsystems (siehe Abbildung 38) begrenzten Wellenlängenbereich detektierten Strahlungen, Φ^{-1} bedeutet inverse oder Umkehrfunktion. Wie der mathematische Zusammenhang aufzeigt, sind zur Berechnung der Objekttemperatur außer der Erfassung der Strahlung Φ_M weitere Parameter notwendig. Diese sind im Falle der hier getroffenen Vereinfachung für Infrarot-undurchsichtige Messobjekte:

- ε . . . Emissionsgrad des Messobjektes
- ϑ_U . . . Umgebungstemperatur (Durchschnittstemperatur der Gegenstände, deren Strahlung sich auf der Objektoberfläche in Richtung des Messsystems spiegelt)
- τ_A . . . Transmissionsgrad der Übertragungsstrecke
- ϑ_A . . . Temperatur der Übertragungsstrecke

Oftmals ist die atmosphärische Übertragungsstrecke (ohne weitere Materialien in der Übertragungsstrecke) so kurz, dass deren Einfluss (Dämpfung) auf die übertragene Wärmestrahlung so gering ist, dass diese vernachlässigt werden kann. Die Gleichung 57 vereinfacht sich daher auf:

$$\vartheta_O = \Phi^{-1}\left(\frac{\Phi_M - (1-\varepsilon)\cdot\Phi(\vartheta_U)}{\varepsilon}\right) \qquad \text{Gl. 58}$$

Bei kurzen atmosphärischen Übertragungsstrecken spielen also nur noch die Umgebungstemperatur und der Emissionsgrad des Messobjektes eine Rolle. Bei den meisten Praxisanwendungen ohne Messfenster - insbesondere im langwelligen Infrarotbereich - kann diese Vereinfachung angewendet werden!

Im Falle von Idealen Strahlern vereinfacht sich die Gleichung wegen $\varepsilon = 1$ noch weiter. Selbst die Umgebungstemperatur verliert ihren Einfluss, da keine Reflexion auftritt.

$$\vartheta_T = \Phi^{-1}(\Phi_M) \qquad \text{Gl. 59}$$

Hinter diesem Zusammenhang verbirgt sich nichts anderes, als das Stefan-Boltzmann-Gesetz. Vorausgesetzt natürlich, dass Messobjekt und Übertragungsstrecke ideale Eigenschaften aufweisen und die Strahlungsmessung alle Wellenlängen von 0 bis unendlich umfassen muss.