

3.2 Abkühlung von Materialien

Bei der thermodynamischen Bewertung von Abkühlvorgängen von Materialien wird das Materialverhalten vereinfachend durch Stoffmodelle beschrieben. Ziel dieser Stoffmodelle ist die Ermittlung der kalorischen Zustandsgröße der spezifischen Enthalpie h in Abhängigkeit anderer den Abkühlprozess beschreibenden Variablen. Wichtigste dieser Variablen ist die Temperatur ϑ [°C], die gelegentlich auch als Absoluttemperatur T [K] angegeben wird. Die beiden Temperaturskalen stehen in dem Zusammenhang T [K] = 273,15 + ϑ [°C]. Je nach Kontext sind aber auch andere Größen wie z. B. die Zusammensetzung oder der Druck von Bedeutung. Die Stoffmodelle sind unterschiedlich kompliziert und unterschiedlich praktikabel. Im folgenden sind unterschiedliche Stoffmodelle zur Beschreibung des Abkühlens von Stoffen beschrieben. Der Begriff Abkühlung umschreibt den Vorgang des Wärmeentzugs. Dieser Vorgang ist interessanterweise nicht bei allen Materialien mit einer Temperatursenkung verbunden.

3.2.1 Stoffmodell einfacher Stoffe

Wird einem Stoff (Zustand 1) bei konstantem Druck Wärme Q_{12} übertragen, so steigt nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik die spezifische Enthalpie vom Wert H_1 auf den Wert H_2

$$Q_{12} = H_2 - H_1 = m(h_2 - h_1) \quad (3.5)$$

Division durch die Systemmasse m führt auf die sog. bezogenen Wärme

$$q_{12} := \frac{Q_{12}}{m} = (h_2 - h_1) \quad (3.6)$$

Durch Einführung der bezogenen Wärme gelingt eine Beschreibung, die von der Systemmasse unabhängig ist. Wird der Zustand 1 mit einem beliebigen, frei wählbaren Referenzzustand assoziiert, so wird deutlich, dass die spezifische Enthalpie ein Maß für die vom Stoff aufgenommene Wärme ist. Ein sehr einfacher Bezugspunkt ergibt sich durch willkürliche Festlegung $\vartheta_{\text{ref}} = 0$ °C, $h_{\text{ref}} = 0$ kJ/kg.

Einfache Stoffe sind dadurch gekennzeichnet, dass mit der Übertragung gleicher Wärmemengen auch gleiche Temperaturdifferenzen durchschritten werden. Aus diesem Grund folgt

$$h(\vartheta) \sim (\vartheta - \vartheta_{\text{ref}}) \quad (3.7)$$

was zum Ansatz führt:

$$h(\vartheta) = h_{\text{ref}} + c_p(\vartheta - \vartheta_{\text{ref}}) \quad (3.8)$$

Die in diesem Ansatz enthaltene Proportionalitätskonstante c_p kann auch als Steigung der Funktion $h(\vartheta)$ aufgefaßt werden. Für den Stoff Wasser (fl.) gilt für die spezifische Wärmekapazität $c_p = 4,19 \text{ kJ/kg K}$. Unter der Festlegung $h(\vartheta_{\text{ref}} = 0^\circ\text{C}) = 0 \text{ kJ/kg}$ folgt der besonders einfache Ansatz

$$h(\vartheta) = 4,19 \cdot \vartheta \quad (3.9)$$

Die Frage, ob der Stoff Wasser (fl.) zu den einfachen Stoffen zählt ist eine Frage der geforderten Genauigkeitsgrenze. Für praktische Anwendungen in der Kältetechnik ist die Annahme eines einfachen Stoffverhaltens gerechtfertigt.

3.2.2 Reale Stoffe ohne Phasenwechsel

Reale Stoffe zeigen eine gewisse Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität $c_p(\vartheta)$. Dies tritt immer dann auf, wenn innerhalb des betreffenden Materials strukturelle Änderungen auftreten. Diese können auf verschiedenen physikalischen Ursachen beruhen. Effekte dieser Art treten auf, wenn das Material in mikroskopischen Maßstäben heterogen ist. Die dabei auftretenden Phasen können im interessierenden Temperaturbereich Änderungen durchführen. Diese Effekte können berücksichtigt werden, in dem die Temperaturabhängigkeit $c_p(\vartheta)$ experimentell vermessen wird. Aus der Definition

$$c_p := \frac{dh}{d\vartheta} \quad (3.10)$$

folgt durch Variablenseparation und Integration die Enthalpiefunktion $h(\vartheta)$

$$h(\vartheta) = \int_{\vartheta_{\text{ref}}}^{\vartheta} c_p(\vartheta) d\vartheta \quad (3.11)$$

Die zu integrierende Funktion $c_p(\vartheta)$ kann in praktischen Fällen durch Polynomapproximation bestimmt werden. Hierdurch nimmt die Funktion die Gestalt

$$c_p(\vartheta) = a_0 + a_1\vartheta + a_2\vartheta^2 + \dots \quad (3.12)$$

an, dessen Integration sich einfach gestaltet.

In praktischen Fällen ist die Anwendung dadurch erschwert, dass für die in der Kältetechnik interessierenden Materialien keine ausreichend genauen Stoffdaten verfügbar sind. Bei einigen Stoffe hingegen liegen zwar Daten vor, die Temperaturabhängigkeit ist aber derart schwach ausgeprägt, dass eine Auswertung des Polynoms keinen praktischen Vorteil bringt gegenüber der Annahme, es handele sich um einen einfachen Stoff.

3.2.3 Reinstoffe mit Phasenumwandlung

Reinstoffe mit Phasenumwandlung besitzen ein gegenüber Gl. 3.8 abweichendes Verhalten. Dieses kann in einem Enthalpie-Temperatur-Diagramm (siehe Abb. 3.3) dargestellt werden.

Im Bereich negativer Temperaturen besitzt die h - ϑ -Funktion eine Steigung von $\partial h / \partial \vartheta = c_{p,E}$, im positiven Temperaturbereich entsprechend der spezifischen Wärmekapazität $c_{p,W}$ von flüssigem Wasser. Die Sprunghöhe an der Unstetigkeitsstelle entspricht der Phasenumwandlungsenthalpie Δh_E . Die Phasenumwandlungsenthalpie der Umwandlung von Eis in Wasser wird als Schmelzenthalpie bezeichnet. Diese ist vom Betrag her identisch mit der Erstarrungsenthalpie. Die spezifische Wärmekapazität genau am Phasenumwandlungspunkt von Reinstoffen ist offenbar nicht definiert, wie ein Versuch der Bildung des Differentialquotienten gem. Gl. 3.10 zeigt. Die Bildung einer $h(\vartheta)$ -Funktion gelingt nur Abschnittsweise und bedarf im genauen Phasenumwandlungspunkt noch einer weiteren Zustandsgröße ε , die den Massenanteil des Eises angibt. Die Enthalpie-Funktion lautet

$$h(\vartheta, \varepsilon) = \begin{cases} \vartheta < 0: & h_{\text{ref}} + c_{p,E} \cdot (\vartheta - \vartheta_{\text{ref}}) \\ \vartheta = 0: & h_{\text{ref}} + c_{p,E} \cdot (0 - \vartheta_{\text{ref}}) + (1 - \varepsilon) \cdot \Delta h_E \\ \vartheta > 0: & h_{\text{ref}} + c_{p,E} \cdot (0 - \vartheta_{\text{ref}}) + \Delta h_E + c_{p,W} \cdot \vartheta \end{cases} \quad (3.13)$$

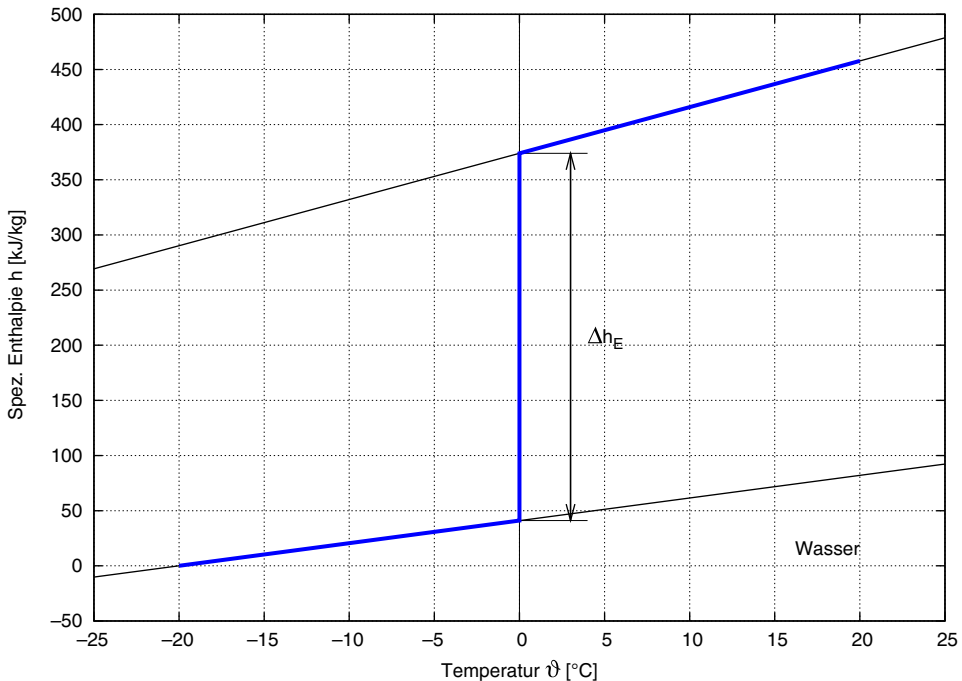


Abb. 3.3 Enthalpie-Temperatur-Funktion für den Reinstoff Wasser

mit $c_{p,E} = 2,05 \text{ kJ/kg K}$, $c_{p,W} = 4,19 \text{ kJ/kg K}$ und $\Delta h_E = 333,4 \text{ kJ/kg}$. Im Beispiel der Abb. 3.3 wurde der Referenzpunkt der Enthalpie auf den Wert $\vartheta_{\text{ref}} = -20^\circ\text{C}$ und $h_{\text{ref}} = 0 \text{ kJ/kg}$ gesetzt.

3.2.4 Reale Stoffe

Reale Lebensmittel unterscheiden sich von idealen Reinstoffen dadurch, dass keine expliziten Phasenumwandlungspunkte auftreten sondern Bereiche. Bei Erwärmung von Schokolade beispielsweise wird Wärme verwendet, um einen Temperaturanstieg zu erreichen, teilweise wird Wärme aber auch für das Aufschmelzen einzelner Bestandteile (z. B. Kakaobutter) verwendet. Ein in der Literatur mitgeteiltes Beispiel ([Ber79]) sind die Enthalpiefunktionen für das Lebensmittel Fisch (siehe Abb. 3.4). Deutlich zu erkennen sind zwei Bereiche mit näherungsweise linearem Verlauf. Im Bereich mäßiger Frosttemperaturen tritt ein Übergangsbereich auf. Die Sprunghöhe des Übergangsbereichs ist mit dem Wassergehalt des Stoffs korreliert. Allgemein ist das Auftreten von Sprüngen in einem $h(\vartheta)$ -Diagramm auf Phasenumwandlungen zurückzuführen. Dies kann auf einen Wassergehalt zurückzuführen sein, aber auch auf z. B. Fette, Wachse oder Kombinationen davon. Messtechnisch ist die Auflösung der Funktion in diesem Bereich nicht einfach und in vielen Fällen auch nicht sinnvoll, da z. B. eine Abkühlung von Lebensmitteln auf

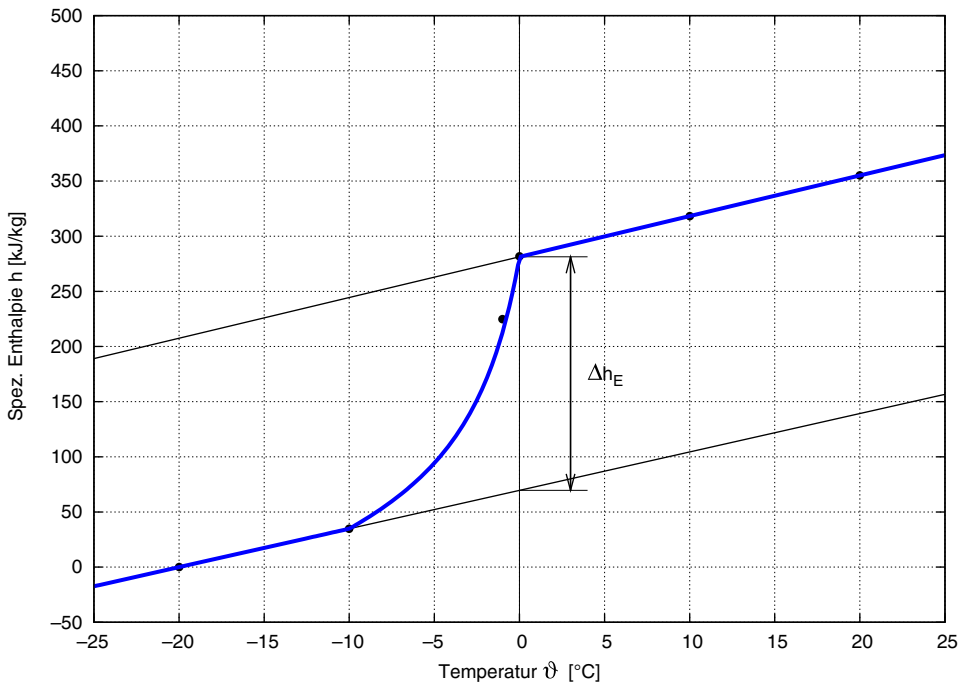


Abb. 3.4 Enthalpie-Temperatur-Funktion eines realen Stoffs (Fisch) (Daten: [Ber79])

eine Temperatur in diesem Übergangsbereich noch nicht zur stabilen Lagerbedingungen führt. Diese Übergangsbereiche sind technisch vollständig und möglichst rasch zu überwinden.

Reale Enthalpiefunktionen lassen sich unter Verwendung der sog. DSC-Methode (engl.: differential scanning calorimetry) ermitteln, die die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität $c_p(\vartheta)$ liefert. Die Enthalpiefunktion kann durch Integration dieser Funktion ermittelt werden.

$$h(\vartheta) = h_{\text{ref}} + \int_{\vartheta_{\text{ref}}}^{\vartheta} c_p(\vartheta) d\vartheta \quad (3.14)$$

Der als Offset bezeichnete Wert h_{ref} kann beliebig gewählt werden und dient zur Festlegung eines Referenzpunktes.

3.2.5 Ideale Stoffgemische

Ideale Stoffgemische sind Gemische verschiedener Komponenten, die aber untereinander in allenfalls vernachlässigbarer Wechselwirkung zueinander stehen. Bei Mischung einer Anzahl j_{max} Komponenten kann die Zusammensetzung des Gemisches durch den sog. Massenanteil ξ charakterisiert werden. Die Enthalpie eines derartigen idealen Gemisches beträgt

$$\bar{h}(\vartheta) = \sum_{j=1}^{j_{\text{max}}} \xi_j h_j(\vartheta) \quad (3.15)$$

Die Überstreichung im Formelzeichen \bar{h} deutet an, dass eine Mittelwertbildung durchgeführt wurde. Dass sich Gemische wie ideale Gemische verhalten ist dann zu erwarten, wenn die einzelnen Gemischpartner keine besonderen thermophysikalischen oder chemischen Reaktionen vollziehen, also eine passive Koexistenz vorliegt. Bei der rechnerischen Behandlung von Gemischen ist sehr genau darauf zu achten, dass alle beteiligten Stofffunktionen h_j über einen gemeinsamen Referenzpunkt verfügen.

3.2.6 Dampf

Bei verdampfenden Medien (z. B. Wasser, Kältemittel R134a, usw.) hängt die spezifische Enthalpie nicht nur von der Temperatur sondern auch zusätzlich noch vom Druck ab. Dies kann an dem Beispiel Wasser erläutert werden. Hierzu wird ein System betrachtet, das aus 1 kg Wasser besteht mit den Anfangsbedingungen ($p_1 = 1 \text{ bar}$, $\vartheta_1 = 0^\circ\text{C}$, $h_1 := 0 \text{ kJ/kg}$). Wird diesem System Wärme zugeführt, so steigt die Temperatur zunächst linear mit der übertragenen Wärme an. Dies basiert darauf, dass Wasser in diesem

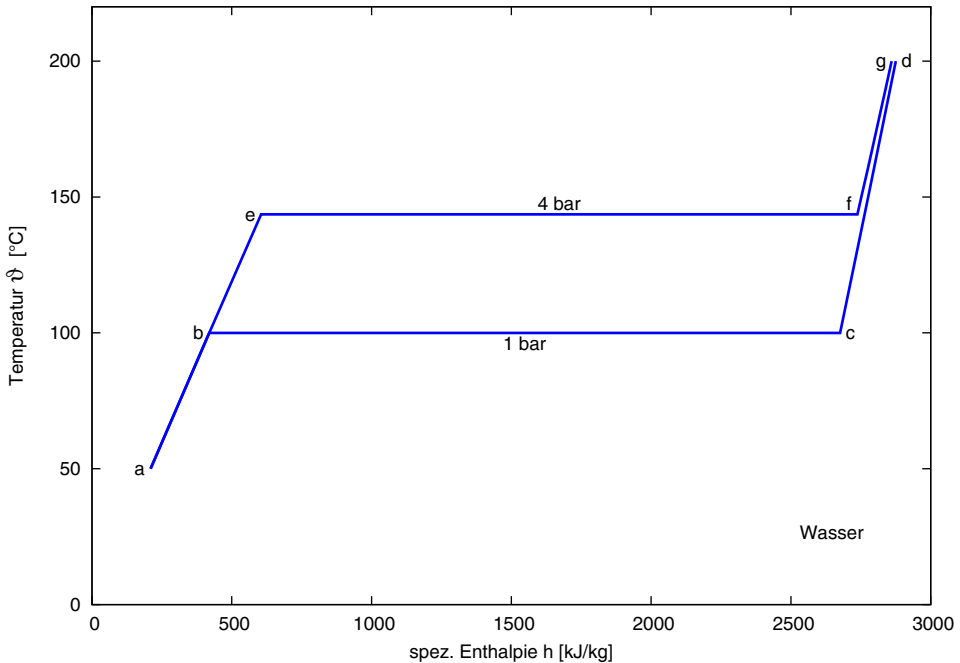


Abb. 3.5 Isobare Verdampfung von Wasser

Zustand näherungsweise als einfacher Stoff aufgefasst werden kann. Bei Erreichen der Temperatur von 100°C beginnt das Sieden. Bis zu diesem Punkt hat das System etwa 419 kJ Wärme aufgenommen. Der exakte Wert der spezifischen Enthalpie des Systems beträgt in diesem Zustand $417,5 \text{ kJ/kg}$. Bei weiterer Wärmezufuhr bleibt die Temperatur des Systems konstant. Bis zum Ende des Verdampfungs Vorgangs kann die Verdampfungsenthalpie Δh_v aufgenommen werden. Beim Druck von 1 bar beträgt diese für Wasser etwa 2258 kJ/kg (vgl. [Hah00]). Zum Ende der Verdampfung beträgt die spezifische Enthalpie 2675 kJ/kg . Bei weiterer Wärmezufuhr verhält sich der entstandene Dampf wieder wie ein einfacher Stoff mit der spezifischen Wärmekapazität etwa der Größe 2 kJ/kg K . Die Übertragung von 200 kJ Wärme lässt die Temperatur erneut um 100°C auf 200°C ansteigen. Der Vorgang ist maßstäblich in der Abb. 3.5 dargestellt. Zusätzlich zum beschriebenen Vorgang beim Druck von $p = 1 \text{ bar}$ ist der gleiche Vorgang bei erhöhtem Druck dargestellt. Die Verdampfungsenthalpie Δh_v wird bei vielen Stoffen mit steigender Temperatur kleiner.

Die systematische Zusammenstellung der Daten der spezifischen Enthalpie bei verschiedenen Drücken erfolgt für kältetechnische Anwendungen zweckmäßig in einem sog. $\log p, h$ -Diagramm. Für den Stoff Wasser ist dieser in der Abb. 3.6 maßstäblich dargestellt.

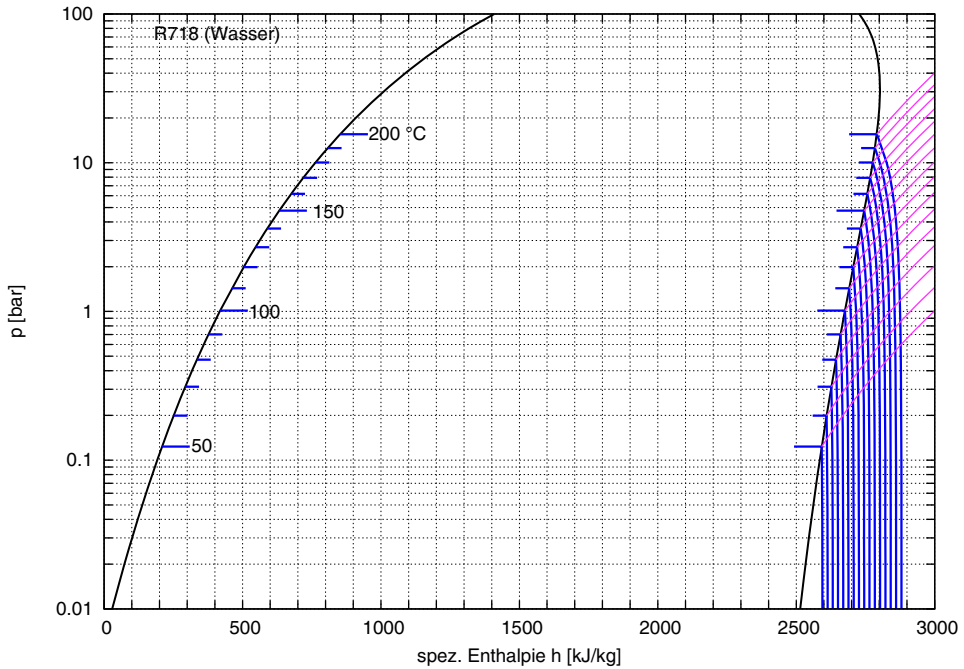


Abb. 3.6 log p , h -Diagramm für Wasser

3.2.7 Feuchte Luft

Feuchte Luft kann als Mischung von „trockener Luft“ und Wasserdampf verstanden werden. Dabei sind nicht beliebige Mischungsverhältnisse denkbar. Luft kann Wasserdampf nur bis zu einer bestimmten Grenze aufnehmen. Diese Grenze hängt von der Temperatur ab.

In diesem Gemisch addieren sich die Partialdrücke der Komponenten zum Gesamtdruck.

$$p_{\text{ges}} = p_L + p_D \quad (3.16)$$

Die obere Grenze des Wasserdampfpartialdrucks ist gegeben durch den sog. Dampfdruck. Dieser ist z. B. in sog. Dampf tafeln tabelliert.

Die Dichte der feuchten Luft kann direkt unter Anwendung des idealen Gasgesetzes angegeben werden:

$$\rho := \frac{m}{V} = \frac{m_L}{V} + \frac{m_D}{V} = \frac{p_L}{R_L T} + \frac{p_D}{R_D T} \quad (3.17)$$

mit $R_L = 287,1 \text{ J/kg K}$, $R_D = 461,52 \text{ J/kg K}$.

Der Dampfdruck kann durch eine sog. Antoine-Gleichung angegeben werden. Für den Temperaturbereich $0,01\text{ °C} < \vartheta < 60\text{ °C}$ gilt mit hinreichender Genauigkeit

$$\ln\left(\frac{p_s}{p_{tr}}\right) = A - \frac{B}{T - C} \quad (3.18)$$

mit $p_{tr} = 0,611657\text{ kPa}$, T [K], $A = 17,2799$ [-]; $B = 4102,99$ [K]; $C = 35,719$ [K] (vgl. [Bae96]).

Für den Temperaturbereich $1\text{ °C} < \vartheta < 100\text{ °C}$ liefert der folgende Konstantensatz

$$A = 17,0614 \text{ [-]}; \quad B = 3984,85 \text{ [K]}; \quad C = 39,724 \text{ [K]};$$

brauchbare Ergebnisse, allerdings mit geringerer Genauigkeit (umgerechnet aus Daten von [Gme92]). Die Antoine-Gleichung besitzt anderen empirischen Gleichungen gegenüber den Vorteil, dass sie nach der Temperatur T [K] aufgelöst werden kann.

Im Temperaturbereich unterhalb 0 °C wird der Sättigungspartialdruck des Wasserdampfs durch die Sublimationsdruckkurve beschrieben. Diese wird von Wagner u. a. (vgl. [Bae96], S. 212) angegeben mit

$$\ln\left(\frac{p_s}{p_{tr}}\right) = D \cdot \left(1 - \frac{E}{T}\right) \quad (3.19)$$

mit den Konstanten $D = 22,5125$ und $E = 273,16$ [K]. Die Gleichung ist gültig im Temperaturbereich $-50\text{ °C} < \vartheta < 0,01\text{ °C}$. Auch diese Gleichung lässt sich nach der Temperatur auflösen.

Für den Gehalt an Wasser haben sich verschiedene Maßzahlen etabliert. Bekannt ist die relative Luftfeuchte φ

$$\varphi := \frac{p_D}{p_s(T)} \quad (3.20)$$

Der Definition für die relative Luftfeuchte ist zu entnehmen, dass sich diese Größe ändert bei Änderung der Temperatur. Diese Feststellung führt zu einer alternativen Angabe des Wassergehalts der Luft, dem sog. Taupunkt. Darunter wird jene Temperatur verstanden, auf den die jeweilige Luft abgekühlt werden darf, bis Kondensation eintritt. Bei bekanntem Partialdruck kann der Taupunkt direkt aus der Dampfdruck-Gleichung bestimmt werden, da bei isobarer Abkühlung der feuchten Luft der Partialdruck des Wasserdampfs bis zum Erreichen des Taupunktes konstant bleibt und exakt am Taupunkt den Wert des Sättigungspartialdrucks besitzt:

$$\vartheta_S = C - T_{ref} + B \left(A - \ln \frac{p_D}{p_{tr}} \right)^{-1} \quad (3.21)$$

mit $T_{ref} = 273,15\text{ K}$, A , B , C -Antoine-Koeffizienten und p_{tr} Tripeldruck (Daten s. o.).

Ein weiteres Maß für den Wassergehalt der Luft ist die sog. Wasserbeladung x

$$x := \frac{m_W}{m_L} \quad (3.22)$$

die direkt aus den Partialdrücken berechnet werden kann:

$$x := \frac{R_L}{R_D} \cdot \frac{p_D}{p_{\text{ges}} - p_D} \quad (3.23)$$

mit $R_L = 287,1 \text{ J/kg K}$, $R_D = 461,52 \text{ J/kg K}$, $R_L/R_D = 0,622$.

Im Falle der Sättigung von Luft erreicht der Partialdruck des Wasserdampfs den Sättigungspartialdruck (Dampfdruck), entsprechend nimmt die Beladung den Wert

$$x_s = \frac{R_L}{R_D} \cdot \frac{p_s(\vartheta)}{p_{\text{ges}} - p_s(\vartheta)} \quad (3.24)$$

an. Der Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Sättigungsbeladung ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die eingezeichnete Kurve kennzeichnet die Sättigungszustände, gültig für einen Gesamtdruck von $p = 1 \text{ bar}$. Zustandspunkte rechts der Grenzkurve

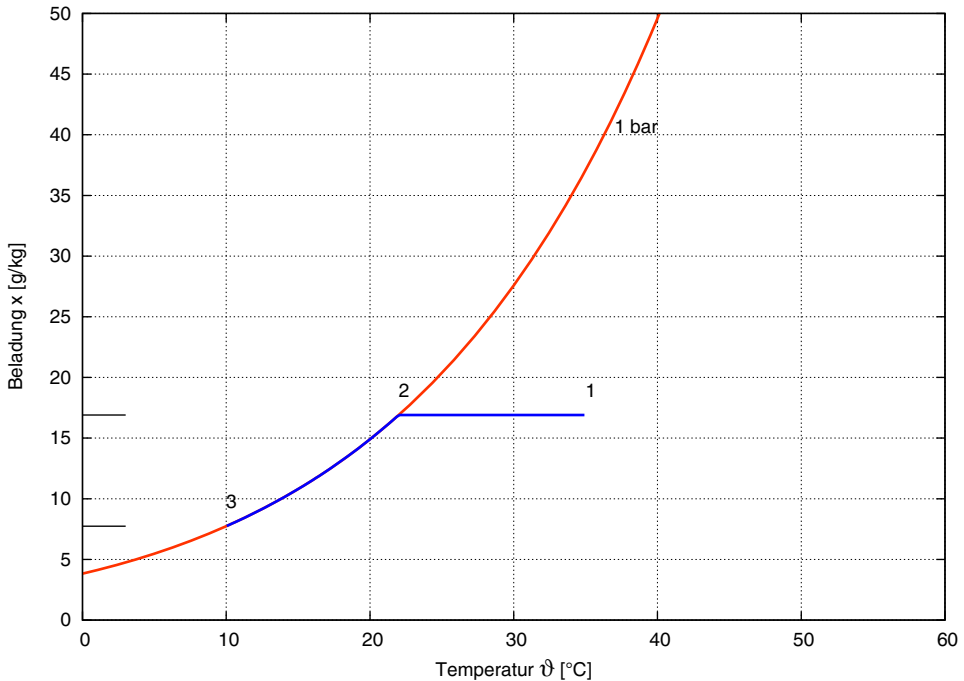


Abb. 3.7 Abkühlung von feuchter Luft

Tab. 3.1 Aggregatzustände des Wassers in der feuchten Luft; g: gasförmig; s: fest; l: flüssig

	$\vartheta < 0,01\text{ °C}$	$\vartheta > 0,01\text{ °C}$
$x < x_s$	g	g
$x = x_s$	g	g
$x > x_s$	g+s	g+l

entsprechen ungesättigten Luftzuständen. Zustände links dieser Grenzkurve sind Zustände übersättigter Luft. Diese sind thermodynamisch instabil oder befinden sich in einem Zweiphasenzustand.

Das kalorische Verhalten des Stoffsystems der feuchten Luft wird durch die kalorische Zustandsgröße der spezifischen Enthalpie beschrieben. Diese hängt von der Temperatur und der Beladung der trockenen Luft ab. Je nach Temperaturbereich und Beladung treten verschiedene Aggregatzustände des kondensierten Wassers auf (vgl. Tab. 3.1). Da die Sättigungsbiladung gem. Gl. 3.24 auch vom Gesamtdruck p_{ges} des Systems abhängig ist, kommt hier eine Abhängigkeit von dieser Größe hinzu, obwohl die einzelnen Komponenten „trockene Luft“ und Wasserdampf jeweils als kalorisch ideale Stoffe gelten. Kalorisch ideale Stoffe sind einfache Stoffe, bei denen die spezifische Enthalpie nur von der Temperatur und nicht vom Druck abhängig sind und die spezifische Wärmekapazität keine Funktion der Temperatur ist. Für Wasserdampf gilt dies nur in Bereichen mit niedrigem Druck. Dies ist bei Atmosphärenbedingungen und im Temperaturbereich unterhalb 60 °C unter praktischen Gesichtspunkten erfüllt. Bei höheren Drücken und Temperaturen verhält sich Wasserdampf praktisch als kalorisch nicht-idealer Stoff.

Die spezifische Enthalpie der feuchten Luft hängt von Temperatur und Beladung ab. Je nach Temperatur und Beladung treten verschiedene Aggregatzustände des kondensierten Wassers auf.

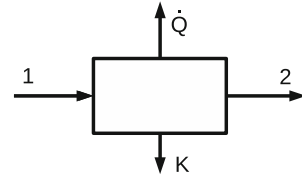
Für die einzelnen Bereiche können einheitliche Enthalpieformeln angegeben werden:

$$h(\vartheta, x) = \begin{cases} g & : h = c_{p,L} \cdot \vartheta + x(\Delta h_v + c_{p,D} \cdot \vartheta) \\ g + l & : h = c_{p,L} \cdot \vartheta + x_s(\Delta h_v + c_{p,D} \cdot \vartheta) + (x - x_s)c_{p,W} \cdot \vartheta \\ g + s & : h = c_{p,L} \cdot \vartheta + x_s(\Delta h_v + c_{p,D} \cdot \vartheta) - (x - x_s)(\Delta h_E - c_{p,E} \cdot \vartheta) \end{cases} \quad (3.25)$$

mit den Konstanten: $c_{p,L} = 1,005\text{ kJ/kg K}$, $c_{p,D} = 1,86\text{ kJ/kg K}$, $c_{p,E} = 2,05\text{ kJ/kg K}$, $c_{p,W} = 4,19\text{ kJ/kg K}$, $\Delta h_v = 2500\text{ kJ/kg}$, $\Delta h_E = 333,4\text{ kJ/kg}$.

Die Abkühlung feuchter Luft sei an einem Beispiel (vgl. Abb. 3.7) erläutert. Luft mit einer Temperatur von 35 °C und einer Beladung von ca. 17 g/kg wird zunächst bei konstanter Beladung abgekühlt. Mit Erreichen der zugehörigen Taupunkttemperatur von 22 °C tritt die erste Kondensation des Vorgangs auf. Durch Abscheidung flüssigen Wassers nimmt die Beladung ab. Alle Zustände, die nach Auftreten der ersten Kondensation auftreten sind Zustände, bei denen die Luft gesättigt ist. Die Differenz der Beladungen zwischen dem Startpunkt x_1 und dem Endpunkt x_3 ist ein Maß für die Menge des abgeschiedenen Kondensats.

Abb. 3.8 Bilanzschema zur Abkühlung von Luft



Die Kondensation von Wasser bei der Abkühlung feuchter Luft leistet große Beiträge zur Kühllast, die keinesfalls vernachlässigt werden dürfen. Zur Ermittlung der Enthalpiebilanz wird ein einfacher Prozess (vgl. Abb. 3.8) betrachtet, bei dem Luft in einem Zustand 1 in den Verdampfer einer Wärmepumpe eintritt und in einem Zustand 2 austritt. Die Kühllast ist ein abzuführender Wärmestrom. Gleichzeitig tritt flüssiges (oder festes) Kondensat auf.

Die Enthalpiebilanz der Abkühlung feuchter Luft lautet

$$\dot{H}_1 - \dot{H}_2 - \dot{H}_K - \dot{Q} = 0 \quad (3.26)$$

bzw. nach dem Übergang auf spezifische Enthalpien:

$$\dot{Q} = \dot{m}_L \cdot (h_1(x_1, \vartheta_1) - h_2(x_2, \vartheta_2)) - \dot{m}_K \cdot h_K(\vartheta_K) \quad (3.27)$$

Die austretende Luft hat einen Sättigungszustand eingenommen. Hier ist eine Unterscheidung vorzunehmen, ob das Kondensat bei Temperaturen $\vartheta_2 < 0^\circ\text{C}$ in fester Form vorliegt oder in flüssiger Form. Bei Temperaturen oberhalb der Frostgrenze gilt:

$$h_2 = h_s = h(x_s(\vartheta_2), \vartheta_2) = c_{p,L}\vartheta_2 + x_s(\vartheta_2, p_{\text{ges}}) \cdot (\Delta h_v + c_{p,D}\vartheta_2) \quad (3.28)$$

Die spezifische Enthalpie des Kondensats beträgt

$$h_K = c_{p,W}\vartheta_2 \quad (3.29)$$

Der Massenstrom des Kondensats wird aus einer Bilanz der Komponente Wasser gewonnen:

$$\dot{m}_K = \dot{m}_L \cdot (x_1 - x_2) \quad (3.30)$$

Bei gegebenen Temperaturen können somit alle Zustandsdaten der eintretenden und austretenden Luft sowie die Daten des Kondensats berechnet werden. Im vorliegenden Beispiel der Abb. 3.7 tritt die Luft mit 25°C und einer Beladung von ca. 17 g/kg in den Wärmeübertrager ein. Mit Erreichen der Temperatur von 22°C beginnt Wasser zu kondensieren und scheidet sich auf den Wärmeübertragerflächen ab. Hierdurch wird die Feuchtebeladung gesenkt. Bei einer Temperatur von 10°C ist eine Beladung von $7,7\text{ g/kg}$ erreicht. Die Luft tritt in diesem Zustand aus. Je kg Luft werden $9,3\text{ g}$ Wasser abgeschieden.

Die spezifischen Enthalpien betragen $h_1 = 78,6 \text{ kJ/kg}$, $h_2 = 29,4 \text{ kJ/kg}$ sowie $h_K = 41,9 \text{ kJ/kg}$ (gerundete Werte). Bei einem Massenstrom der trockenen Luft von $\dot{m}_L = 1 \text{ kg/s}$ beträgt der Massenstrom des Kondensats $\dot{m}_K = 9,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ und die Kühllast

$$\begin{aligned}\dot{Q} &= \dot{m}_L \cdot (h_1 - h_2) - \dot{m}_K h_K \\ &= 1 \cdot (78,6 - 29,4) - 9,3 \cdot 10^{-3} \cdot 41,9 = 48,8 \text{ kW}\end{aligned}\quad (3.31)$$

Zum Vergleich hierzu beträgt die Kühllast der Abkühlung trockener Luft von 25°C auf 10°C lediglich 15 kW . Der Unterschied ist überwiegend auf die Phasenänderung des Wassers zurückzuführen. Zu beachten ist, dass bei der Bildung von Eis bzw. Rauheis die spezifische Enthalpie des Kondensats ein negatives Vorzeichen annimmt, sich die Kühllast damit weiter vergrößert. Für den Betrieb von Wärmepumpen stellt diese Rauheisbildung ein Problem dar. Rauheis besitzt eine sehr lockere, poröse Struktur und besitzt damit eine geringe Wärmeleitfähigkeit. Rauheis wirkt hierdurch wie eine Wärmeisolierung. Rauheis-schichten auf Wärmeübertragerflächen müssen daher regelmäßig durch Abtauen entfernt werden.

3.3 Wärmedurchgang

3.3.1 Isolierungen

In kältetechnischen Anwendungen liefert der Wärmedurchgang Beiträge zur Kühllast. Kühlräume bestehen in modernen Anwendungen überwiegend aus sog. Paneelen. Dabei handelt es sich z. B. um zwei dünnwandige profilierte Stahlbleche ($0,8 \text{ mm}$), deren Zwischenraum als Dämmschicht ausgeführt ist. Als Dämmmaterial kommt z. B. ein geschlossenzelliger Polyurethan-Schaum zur Anwendung. Ebenso sind aber auch gemauerte Wände denkbar, die mit einer Dämmung versehen sind. Rohrleitungen, in denen kalte Stoffe (z. B. Kältemittel, Kälte-träger, Produkte) gefördert werden sind zu isolieren. Mit der Verwendung von Isoliermaterialien werden mehrere Zwecke gleichzeitig erfüllt. Zum einen werden die Kühllasten deutlich gesenkt, was z. B. auch dazu führt, dass die maximal erreichbare Abkühlung durch die Isoliermaterialien vergrößert werden kann. Zum anderen bildet sich auf kalten Oberflächen von Rohren und Wänden Kondenswasser bzw. Rauheis, was gelegentlich zu Betriebsstörungen und Korrosion führt.

Aus diesem Grund unterscheiden sich Wärmeisoliermaterialien von den Kälteisoliermaterialien. Letztere müssen undurchlässig für Dampfdiffusion sein. Offenporige Materialien sind daher nur dann geeignet, wenn eine wirksame Dampfsperre vorhanden ist. Die Bleche eines Panels oder auch Folien können als Dampfsperre geeignet sein. Aus diesem Grund kommen in der Kältetechnik häufig geschlossenzellige Schäume zum Einsatz. Frühere Dämmwerkstoffe wie z. B. Korkplatten (vgl. [Bre54], S. 177) sind heute nicht mehr im Einsatz.



<http://www.springer.com/978-3-662-49109-6>

Thermodynamik der Kälteanlagen und Wärmepumpen

Grundlagen und Anwendungen der Kältetechnik

Dohmann, J.

2016, XII, 250 S. 110 Abb., Softcover

ISBN: 978-3-662-49109-6