

## 2. Einführung in die Thermodynamik

### 2.1 Rückblick auf die Ursprünge der Thermodynamik

Als der Schotte Watt (*James, schottischer Erfinder und Maschinenbauer Watt, 1736 – 1819*) in der zweiten Hälfte des 18. Jahrhunderts mit der doppelt wirkenden Kolbendampfmaschine erstmals eine universal anwendbare Kraftmaschine entwarf und baute, war bereits eine lange Entwicklung der Dampfmaschine vorausgegangen. Schon 1690 erfand in Marburg der ursprünglich aus Frankreich stammende Denis Papin (*Denis Papin, französischer Naturforscher, 1647 – 1712*) die atmosphärische Dampfmaschine, die bereits aus Zylinder und Kolben bestand. Papin realisierte damit die Idee, mit Hilfe des Dampfes und seiner Kondensation einen luftverdünnten Raum zu schaffen, in den atmosphärische Luft eindringt und als Arbeitsleistung den Kolben hinunterdrückt. Wenngleich das Projekt über das Laborstadium nicht hinauskam, sah Papin die Bedeutung der Dampfmaschine mit der Möglichkeit zur Nutzbarmachung großer Kräfte voraus.

Obwohl Wärmekraftmaschinen inzwischen eine über 300-jährige Geschichte hinter sich haben und die Industrialisierung ohne diese Entwicklung nicht möglich gewesen wäre, überrascht es in unserem aufgeklärten technischen Zeitalter immer wieder, wenn man in einer Diskussion um Anlagen-Wirkungsgrade vom Streben nach unrealistischen Werten hört oder wenn man wieder einmal mit der Erfindung eines angeblichen „perpetuum mobile“ konfrontiert wird. Unter einem „perpetuum mobile“ versteht man einen Apparat, der ständig Wärme oder mechanische Arbeit erzeugt, ohne dass Energie zugeführt wird. Das geistige Umfeld zum Erkennen der tatsächlichen Sachlage war bereits zum Ende des 18. Jahrhunderts in Europa bereitet; aus einem Beschluss der Französischen Akademie der Wissenschaften von 1775 geht hervor, keine Vorschläge mehr für das „perpetuum mobile“ entgegenzunehmen und somit das Kausalitätsgesetz, wonach jede Wirkung eine Ursache hat und umgekehrt jeder Ursache eine Wirkung folgt, auch in der Technik für gültig zu erklären. Die Tatsache, dass 1½ Jahrhunderte nach der ersten Veröffentlichung des „zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik“ die Abwärmeverluste beim Arbeitsprozess in Kraftwerken landläufig immer noch als Nachlässigkeit der Ingenieurarbeit gewertet werden, zeugen davon, dass offenbar eine Bringschuld an Informationen über elementare thermodynamische Sachverhalte besteht. Knizia (*Klaus Knizia, 1975-1992 Vorsitzender des Vorstandes der Vereinigten Elektrizitätswerke Westfalen AG, geb. 1927*) sagte einmal: „Die Suche der Alchimisten nach Gold, der Quacksalber nach einem Lebenselixier oder technischer Phantasien nach einem „perpetuum mobile“ entsprechen einander. Alle drei suchen von der Natur vorgegebene Grenzen zu durchbrechen.“ Von grundlegender Bedeutung für das Verstehen thermodynamischer Vorgänge sind die beiden Hauptsätze der Thermodynamik. Knizia betrachtet in seinen Vortragsveröffentlichungen „Das Gesetz des Geschehens“ diese Hauptsätze als Naturgesetze, die nicht nur in der Physik und in der Technik ein vertieftes Verständnis für unsere Welt vermitteln, sondern weit darüber hinaus in Bereiche der Volkswirtschaft, des Zusammenlebens von Menschen in ihren Gemeinschaften bis hin zu Recht und Ethik hineinwirken.

Das Allgemeinwissen um physikalische Zusammenhänge ist hinsichtlich rein mechanischer Vorgänge meistens stärker vorhanden als im Hinblick auf thermodynamische Prozesse. Grund dafür sind die deutlicheren und offensichtlicheren Wahrnehmungen und Erfahrungen der Menschen im täglichen Leben mit mechanischen Vorgängen. Thermodynamische Vorgänge im Umfeld der Menschen werden eher unbewußt wahrgenommen. Die Entschlüsselung der Gesetzmäßigkeiten der Thermodynamik geschah nicht zuletzt deshalb erst im 18. und 19. Jahrhundert, deutlich später also als die Gesetze der Mechanik.

## 2.2 Thermodynamische Grundlagen

### 2.2.1 Innere Energie

Nach Untersuchungen von Poincaré (*Jules Henri Poincaré, französischer Ingenieur, Mathematiker, Physiker und Philosoph, 1854 – 1912*) und Planck (*Max Planck, deutscher Physiker, 1858 – 1947*) gilt seit dem Ende des 19. Jahrhunderts die kinetische Theorie der Materie, wonach sich die Moleküle sowohl von festen Körpern, von Flüssigkeiten als auch von Gasen in einem Zustand lebhafter Bewegung befinden. Diese Erscheinung ist bereits 1827 vom Botaniker Robert Brown an schwebenden Teilchen in Pflanzensäften beobachtet worden. Daher bezeichnet man dieses Phänomen als Brown'sche Molekularbewegung. Bei Gasen, auf die sich die nachfolgenden Betrachtungen hauptsächlich konzentrieren, bewegen sich die Moleküle geradlinig im Raum, wobei sie untereinander und mit den begrenzenden Wandungen wie vollkommen elastische Körper zusammenstoßen. Die physikalischen Zusammenhänge der Wärmelehre lassen sich dadurch mit den physikalischen Gesetzen der Mechanik in Verbindung bringen. Die kinetische Energie der Moleküle, die in einem Gas enthalten ist, stellt einen Vorrat an innerer Energie dar und ist proportional der Temperatur. Bestehen zwischen den Molekülen irgendwelche Kräfte, deren Größe von der gegenseitigen Entfernung abhängt, dann tritt neben der kinetischen Energie noch eine Energie der Lage, der sogenannten potentiellen Energie auf, die ebenfalls einen Beitrag zur inneren Energie liefert. Diese ist dann nicht nur von der Temperatur, sondern auch von den mittleren Abständen der Moleküle untereinander, also vom Druck sowie vom jeweiligen Volumen der betrachteten Gasmenge abhängig. Der Vorrat an innerer Energie wird mit **U** bezeichnet, wenn es sich auf eine beliebige Masse bezieht und mit dem kleinen Buchstaben **u**, wenn es sich um die Masse 1 kg handelt.

$$u = U / m \quad (1)$$

Dieser aufgespeicherte Energievorrat hängt nur von der Art des betrachteten Körpers und von seinem jeweiligen thermischen Zustand ab, der durch die grundlegenden Zustandsgrößen

Druck	<b>p</b>	Einheit	<b>Pa</b>	bzw. <b>bar</b> (1 bar = 10 <sup>5</sup> Pa)
spezifisches Volumen	<b>v</b>	Einheit	<b>m<sup>3</sup> / kg</b>	bzw. mit <b>= 1 / v</b>
Dichte		Einheit	<b>kg / m<sup>3</sup></b>	sowie der
Temperatur	<b>T</b>	Einheit	<b>K</b>	

definiert ist. Die Einheit für den Druck ist das Pascal (*Blaise Pascal, französischer Mathematiker, Theologe und Philosoph, 1623 – 1662*). Die Einheit für die Temperatur ist das Kelvin (*William Thomson, seit 1892 Lord Kelvin of Largs, englischer Physiker, 1824 – 1907*). Die innere Energie wird als kalorische Zustandsgröße bezeichnet. Kalorische Zustandsgrößen können nicht direkt gemessen werden.

### 2.2.2 Temperatur

Die innere Energie eines Körpers, einer Flüssigkeit oder eines Gases wird erhöht, wenn sich dessen Temperatur erhöht. Als Sammelbegriff für Flüssigkeiten und Gase wird der Ausdruck „Fluide“ verwendet. Die Temperatur ist eine den Wärmezustand eines Körpers oder eines Fluids kennzeichnende physikalische Größe. Die Temperatur wird mit einem Thermometer gemessen. Verabredungsgemäß definiert man diejenige Temperatur, bei der Wasser bei Umgebungsdruck (1013 hPa) gefriert, als 0 °C (Celsius). Demgegenüber wird diejenige Temperatur, bei der Wasser bei Umgebungsdruck siedet, als 100°C definiert. Die Temperatur in Grad Celsius (*Anders Celsius, schwedischer Astronom, 1701 – 1744*) hat den Nachteil, dass sowohl positive, als auch negative Temperaturwerte vorkommen können. Nach dem Gesetz von Gay-Lussac (*Joseph Louis Gay-Lussac, französischer Physiker und*

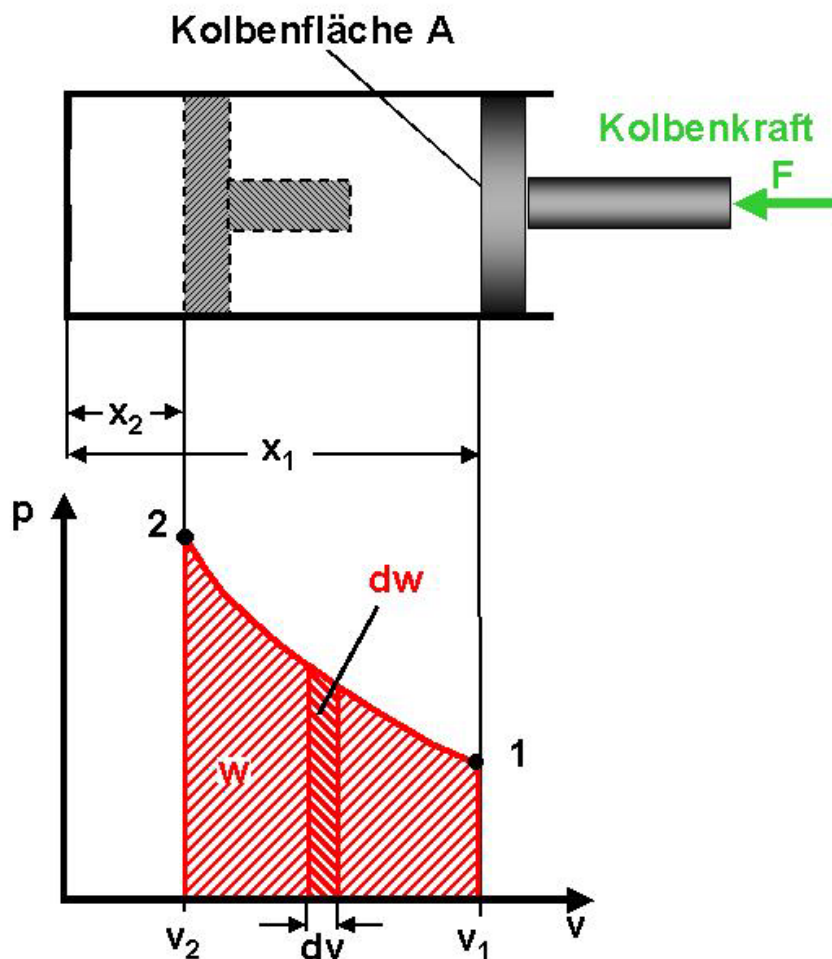
*Chemiker, 1778 – 1850*) hätte ein Gas bei einer Temperatur von  $-273,15^{\circ}\text{C}$  theoretisch das Volumen Null. Eine Abkühlung unter  $-273,15^{\circ}\text{C}$  ist daher nicht möglich. Die Temperatur  $-273,15^{\circ}\text{C}$  entspricht somit dem absoluten Nullpunkt. Wenn vom absoluten Nullpunkt aus gemessen wird, vermeidet man negative Werte und erhält die sogenannte absolute Temperatur  $T$ . Die absolute Temperatur wird in Kelvin gemessen. Die Temperaturangaben der absoluten Temperatur  $T$  in Kelvin sind um den Betrag 273,15 höher als die Temperaturen  $t$  in Grad Celsius gemessen.

$$T = t + 273,15 \quad (2)$$

Die Temperaturskalen der absoluten Temperatur  $T$  und der Celsiustemperatur  $t$  sind somit lediglich um den Betrag 273,15 gegeneinander verschoben. Ein Temperaturunterschied von  $1^{\circ}\text{C}$  entspricht dabei genau 1 K.

### 2.2.3 Äußere Arbeit

Will man in einem Zylinder (Bild 27) ein Gas (verlustlos) vom Zustand 1 auf den Zustand 2 verdichten, muss dazu eine äußere Arbeit  $w$  verrichtet werden. Es gilt: **Arbeit = Kraft • Weg**.



**Bild 27:** Darstellung der äußeren Arbeit an einem Kolbenkompressor in einem Druck – Volumen – Diagramm

Da die Kolbenkraft  $F$  wegen der Drucksteigerung im Zylinder nicht konstant ist und der Weg des Kolbens zunimmt, lässt sich die Arbeit wie folgt beschreiben:

$$w = F dx. \quad (3)$$

Der von der Kolbenkraft  $F$  ausgeübte Druck  $F/A$  (mit  $A$  als Kolbenfläche) ist immer genauso groß wie der innere Gasdruck  $p$ . Mit

$$F = p \cdot A \quad (4)$$

wird die äußere Arbeit

$$w = \int_{x_1}^{x_2} p \cdot A dx. \quad (5)$$

Es ist

**Fläche • Weglänge = Volumenänderung**

also

$$A \cdot dx = dv. \quad (6)$$

Damit erhält die äußere Arbeit die Form:

$$w = \int_1^2 p dv. \quad (7)$$

Somit kann die äußere Arbeit in einem  $p - v$  – Diagramm durch die Fläche unter der Kompressionslinie dargestellt werden. Das Integralzeichen bedeutet, dass die äußere Arbeit  $w$  die Summe aus den einzelnen senkrechten Streifen

$$d w = p \cdot dv. \quad (8)$$

zwischen dem Zustand „1“ und dem Zustand „2“ ist.

## 2.2.4 Wärme

In jedem Körper oder Fluid ist Wärme enthalten, solange seine Temperatur über dem absoluten Nullpunkt ( $T > 0 \text{ K}$ ) liegt. Demnach ist - entgegen dem allgemeinen Sprachgebrauch - **Wärme** im physikalischen Sinne nicht als Gegensatz von **Kälte** anzusehen. Der Begriff **Kälte** kommt in der Physik nicht vor. Die in einem Körper oder Fluid enthaltene Wärme ist abhängig von

seiner Masse	<b>m</b>	Einheit	<b>kg</b>
seiner absoluten Temperatur	<b>T</b>	Einheit	<b>K</b>
einer Stoffkonstanten, der spezifischen Wärmekapazität	<b>c</b>	Einheit	<b>J / (kg K).</b>

Die Wärme hat die Einheit Joule (*James Prescott Joule, britischer Physiker, 1818 – 1889*) und wird abgekürzt mit **J**. Das Formelzeichen für Wärme ist **Q** beziehungsweise **q**, wenn es sich auf einen Körper oder ein Fluid mit der Masse 1 kg bezieht. Die Wärme, die erforderlich ist, um die Temperatur eines Körpers oder eines Fluids mit der Masse **m** zu erhöhen, ist

$$Q = m \cdot c \cdot (T_2 - T_1) = m \cdot c \cdot T \quad (9)$$

oder

$$q = c \cdot (T_2 - T_1) = c \cdot T. \quad (10)$$

Die spezifische Wärmekapazität **c** ist diejenige Wärme, welche die Temperatur eines Stoffes mit der Masse 1 kg um 1 K zu erhöhen vermag. Bei Gasen und Dämpfen ist zu unterscheiden zwischen einer

Ø spezifischen Wärmekapazität **c<sub>p</sub>** bei gleichbleibendem Druck, jedoch veränderlichem Volumen während der Erwärmung oder Abkühlung und

Ø spezifischen Wärmekapazität  $c_v$  bei gleichbleibendem Volumen, jedoch veränderlichem Druck während der Erwärmung oder Abkühlung

Die Zahlenwerte von  $c_p$  sind immer größer als diejenigen von  $c_v$ . Nachfolgend sind einige Zahlenwerte für spezifische Wärmekapazitäten spezieller Stoffe angegeben:

	$c$ [J/(kg K)]	$c_p$ [J/(kg K)]	$c_v$ [J/(kg K)]
<b>Eis (- 40 °C)</b>	1800		
<b>Wasser (14,7 °C)</b>	4187		
<b>Luft (0 °C)</b>		1003	716
<b>Helium</b>		5193	3116

**Tabelle 1:** Spezifische Wärmekapazitäten spezieller Stoffe

Für größere Temperaturbereiche bei nicht idealen (mehratomigen) Gasen ist mit einer mittleren spezifischen Wärmekapazität zu rechnen, weil sich die spezifische Wärmekapazität mit der Temperatur ändert. Außer bei einatomigen Edelgasen trifft die jeweilige spezifische Wärmekapazität also nur für kleine Temperaturdifferenzen zu.

## 2.3 Zustandsgleichungen idealer Gase

Ideale Gase zeichnen sich dadurch aus, dass zwischen ihren Molekülen keine Kräfte wirken. Dies gibt es in Wirklichkeit nicht, da eine solche Bedingung praktisch nur für die Grenzbedingung  $p = 0$  gilt. Im normalen Temperaturbereich kommen Helium und Wasserstoff diesen Idealbedingungen am nächsten. Aber auch viele technisch wichtige Gase wie zum Beispiel Luft erfüllen diese Bedingung recht genau, wenn ihre Dichten nicht zu hoch sind.

Das Gesetz von Gay-Lussac (siehe Abschnitt 2.2.2) sagt aus, dass das Volumen eines idealen Gases um  $1 / 273,15$  größer wird, wenn bei gleichbleibendem Druck die Temperatur um 1 K erhöht wird oder umgekehrt das Volumen eines idealen Gases um  $1 / 273,15$  kleiner wird, wenn bei gleichbleibendem Druck die Temperatur um 1 K abgesenkt wird.

Das Gesetz von Boyle (*Robert Boyle, in Irland geborener englischer Physiker und Chemiker, 1627 – 1691*) und Mariotte (*Edme Mariotte, französischer Physiker, 1627 – 1684*) besagt folgendes: wird bei einem idealen Gas der Druck bei gleichbleibender Temperatur geändert, verhalten sich seine Volumina umgekehrt wie seine Drücke.

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1} \quad \text{bei } T = \text{const} \quad (11)$$

oder

$$p \cdot v = \text{const} \quad (12)$$

Die allgemeine Zustandsgleichung idealer Gase lautet:

$$\frac{p_1 \cdot v_1}{T_1} = \frac{p_2 \cdot v_2}{T_2} = \text{const} = R. \quad (13)$$

$R$  ist eine für jedes Gas charakteristische Größe und wird als Gaskonstante bezeichnet. Die allgemeine Zustandsgleichung erhält damit die Form

$$p \cdot v = R \cdot T \quad (14)$$

oder

$$p \cdot V = m \cdot R \cdot T \quad (15)$$

oder mit der Dichte  $\rho = 1 / v$

$$\frac{p}{\rho} = R \cdot T. \quad (16)$$

Die Gaskonstante  $R$  hat die Einheit  $\text{N m} / (\text{kg K})$ . Nach Gleichung (10) kann man für die Erwärmung eines Gases bei  $v = \text{const}$  schreiben

$$dq = c_v \cdot dT \quad (10a)$$

oder für die Erwärmung eines Gases bei  $p = \text{const}$

$$dq = c_p \cdot dT \quad (10b)$$

Es gilt

$$c_p = c_v + R \quad \text{oder} \quad c_p - c_v = R. \quad (17)$$

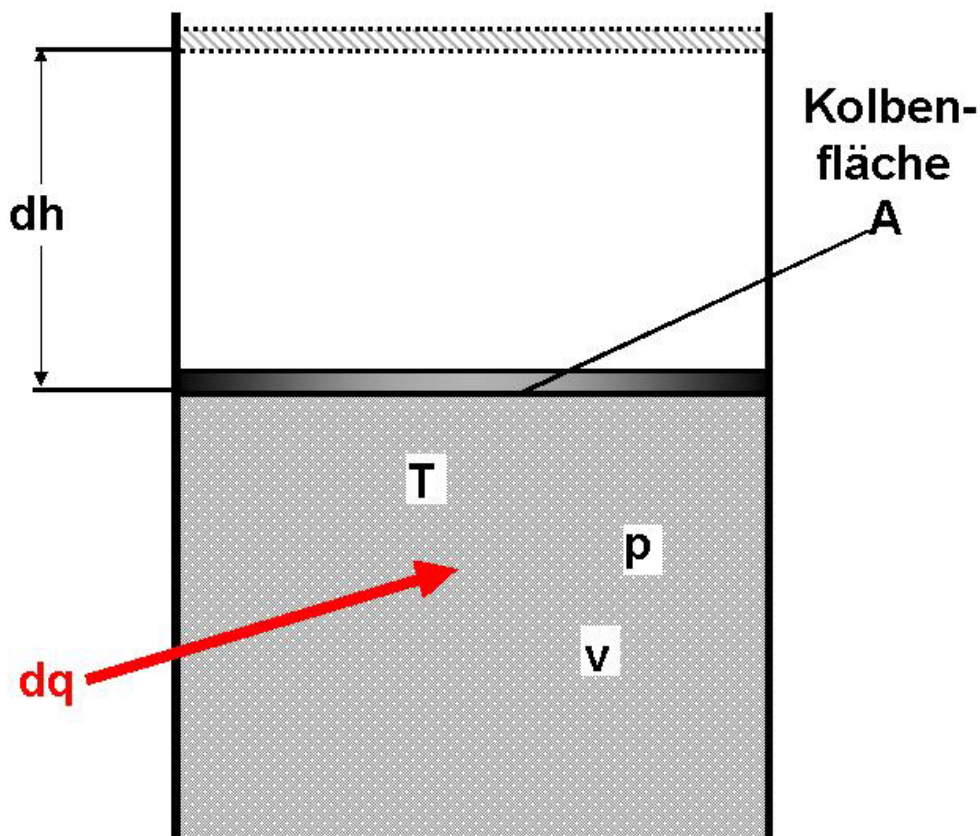
Der Quotient

$$\frac{c_p}{c_v} = \quad (18)$$

wird als **Isentropenexponent** bezeichnet.

## 2.4 Erster Hauptsatz der Thermodynamik

In einem Zylinder mit gewichtslosem Kolben (Bild 28) befindet sich ein ideales Gas. Wird dem Gas die spezifische Wärme  $dq$  zugeführt, so dient diese teilweise zur Erhöhung der spezifischen inneren Energie  $du$  des Gases, andererseits zur Verrichtung einer spezifischen äußeren Arbeit  $dw$ .



**Bild 28:** Zusammenhang zwischen innerer Energie und äußerer Arbeit

**Äußere Arbeit** ist **Kraft · Weg**; in diesem Fall **Druck  $p$  · Kolbenfläche  $A$  · Höhendifferenz  $dh$** .

Die Volumenvergrößerung ist

$$dv = A \cdot dh.$$

Damit wird die äußere Arbeit entsprechend Gleichung (8)

$$dw = p \cdot dv$$

und die zugeführte Wärme

$$dq = du + p \cdot dv. \quad (19)$$

Für den abgeschlossenen Vorgang gilt

$$q = u_1 - u_2 + w. \quad (20)$$

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik in mathematischer Form lautet damit:

**Die einem System als Wärme zugeführte Energie ist die Summe aus der vom System verrichteten Arbeit und der Änderung der inneren Energie.**

Wärme ist eine Energieart. Wie aus potentieller, kinetischer oder elektrischer Energie kann auch aus der Wärme  $q$  mechanische Arbeit  $w$  erzeugt oder aber mechanische Arbeit  $w$  in Wärme  $q$  umgewandelt werden. Der erste Hauptsatz der Thermodynamik wird als Äquivalenzgesetz bezeichnet und lautet in seiner allgemeinen Form:

**Wärme und Arbeit sind gleichwertige Energien.**

Eine Maschine, die dauernd Arbeit verrichtet, verbraucht danach einen äquivalenten Betrag an gleicher oder anderer Energie. Energie kann nur von der einen in eine andere Form umgewandelt werden, geht aber nicht verloren. Umgekehrt kann keine Energie aus dem Nichts gewonnen werden. Maschinen oder Apparate, die Wärme oder mechanische Arbeit erzeugen, ohne dass Energie zugeführt wird, werden als „*Perpetuum mobile 1. Art*“ bezeichnet und sind nicht möglich.

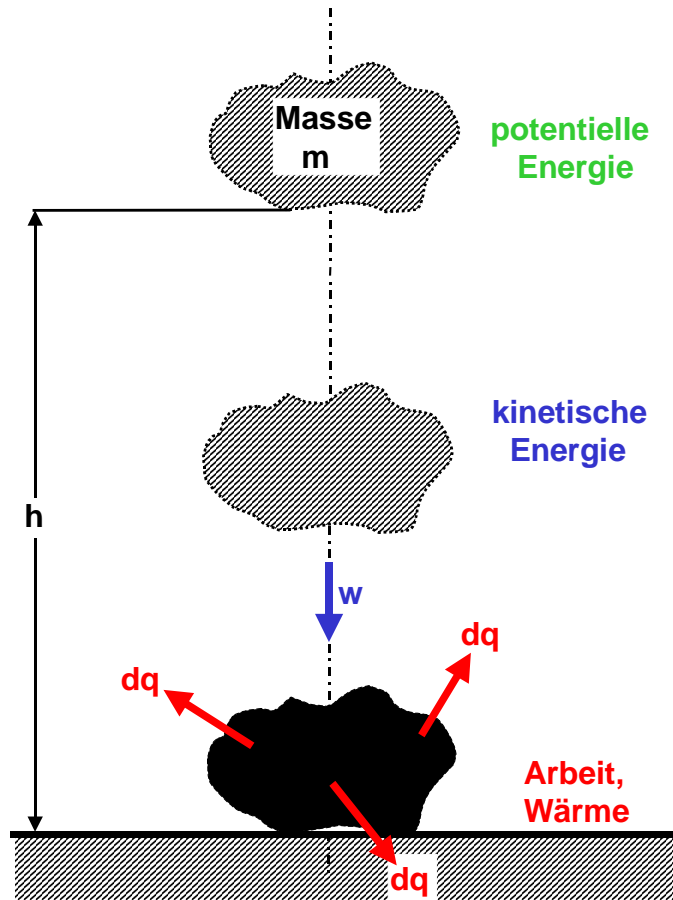
## 2.5 Zweiter Hauptsatz der Thermodynamik

Clausius (*Rudolf Julius Emanuel Clausius, deutscher Physiker, 1822 – 1888*) fand heraus, dass zur Umwandlung von Wärme in Arbeit stets ein Temperaturgefälle vorhanden sein muss und diese Umwandlung beschränkt ist auf die Richtung von höherer zu niedriger Temperatur. Er stellte 1850 den sogenannten zweiten Hauptsatz der Thermodynamik in der Form auf:

**Wärme kann nicht „von selbst“ von einem kälteren auf einen wärmeren Körper übergehen.**

Pioncaré erläuterte die Worte „von selbst“ durch die folgende Formulierung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik:

**Es ist unmöglich, Wärme von einem kälteren zu einem wärmeren Körper übergehen zu lassen, wenn nicht gleichzeitig ein Verbrauch von Arbeit oder Übergang von Wärme von einem wärmeren zu einem kälteren Körper stattfindet.**



**Bild 29:** Irreversibler Prozess am Beispiel eines fallenden Steines

Die Wärme eines Systems von Körpern gleicher Temperatur lässt sich nicht in Arbeit verwandeln. Eine Maschine, die z. B. Arbeit aus der Umgebungswärme gewinnt, ist ein „*Perpetuum mobile 2. Art*“ und nicht möglich. Es ist erfahrungsgemäß nicht möglich, Wärme vollständig in mechanische Arbeit zu verwandeln. Es entsteht immer ein Verlust von umwandelbarer Energie in nicht mehr umwandelbare Energie. Solche Vorgänge sind wegen des Verlustes an umwandelbarer Energie nicht umkehrbar (irreversibel) und können daher nicht wieder in den ursprünglichen Zustand zurückgeführt werden. Bei jedem realen Umwandlungsprozess nimmt die Entropie zu. Damit kann der zweite Hauptsatz der Thermodynamik auch wie folgt lauten:

**Bei nicht umkehrbaren (irreversiblen) Zustandsänderungen wächst die Entropie. Praktische Prozesse sind immer irreversibel. Daher wächst die Entropie dauernd.**

Als Beispiel für einen irreversiblen Prozess sei ein zu Boden fallender Stein betrachtet (Bild 29). Zu Beginn des Prozesses besitzt der Stein mit der Masse  $m$  auf Grund seiner Lage mit der Höhe  $h$  über dem Erdboden potentielle Energie. Während des Fallens wandelt sich die potentielle Energie allmählich in kinetische Energie um. Dies entspricht dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Während des Aufschlagens auf den Boden wird die kinetische Energie in Wärme umgewandelt und gleichzeitig wird Arbeit verrichtet. Die freigewordene Wärme und die verrichtete Arbeit reichen jedoch auf keinen Fall dazu aus, den Stein wieder auf seine ursprüngliche Ausgangshöhe  $h$  zu heben. Der Prozess ist also nicht umkehrbar, nicht reversibel. Alle realen Prozesse sind irreversibel.

## 2.6 Entropie

Da nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik Arbeit und Wärme gleichwertige Energien sind, muss es möglich sein, wie im Druck-Volumen-Diagramm die Arbeit, auch die



Wärme als Fläche darzustellen. Bei der mechanischen Arbeit ist der Druck ein Maß für die Kraft:

$$w = p \, dv \quad \text{oder} \quad d w = p \cdot dv \quad (7) \quad (8)$$

Der Druck entspricht dem sogenannten Intensitätsfaktor bei der Arbeit. Auch die Wärme lässt sich als Produkt darstellen (Bild 30). Bei der Wärme ist die Temperatur der sogenannte Intensitätsfaktor.

Dem Kapazitätsfaktor *Volumen* bei der mechanischen Arbeit entspricht bei der Wärme der Kapazitätsfaktor *Entropie*. Das Formelzeichen für die Entropie ist **S**, beziehungsweise **s**, wenn es sich auf einen Körper oder ein Fluid mit der Masse 1 kg bezieht.

$$q = T \cdot (s_2 - s_1) \quad (21)$$

oder

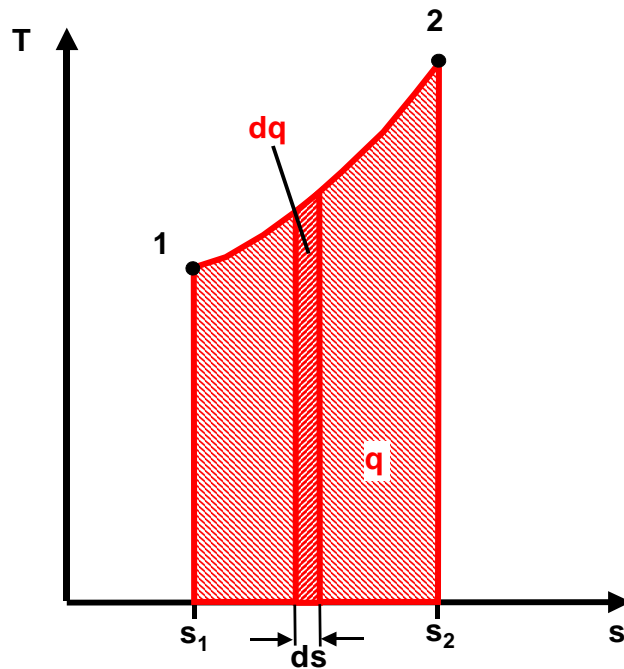
$$q = \int T \, ds \quad (22)$$

Das Integralzeichen in der Gleichung (22) bedeutet, dass die Wärme **q** die Summe aller einzelner Streifen

$$dq = T \cdot ds \quad (23)$$

unter der Temperaturkurve zwischen dem Zustand „1“ und dem Zustand „2“ ist. Die Entropie ist eine kalorische Zustandsgröße, das heißt sie ist nur abhängig von den thermischen Zustandsgrößen Druck, Temperatur und Volumen eines Körpers oder Fluids. Die Entropie ist ein Maß für die Arbeitsfähigkeit der Wärme. Die Einheit für die Entropie ist **J / (kg K)**.

Der Begriff Entropie ist sehr eng verknüpft mit dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik. Clausius nannte den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik „Das Gesetz des Geschehens“, denn alle realen Prozesse verlaufen in Richtung eines Ausgleiches von einem System hoher Arbeitsfähigkeit zu einem System niedriger Arbeitsfähigkeit; alle realen Prozesse verlaufen in Richtung einer maximalen Entropiezunahme. Der Begriff Entropie bedeutet die Äquivalenz der Umwandlung der Arbeitsfähigkeit eines Systems. Man weiß aus Erfahrung, dass dort, wo etwas geschieht, aus einem Zustand hoher Ordnung ein Zustand niedriger Ordnung entsteht; Kinderzimmer, Werkzeugkisten und Schreibtische sind anschauliche Beispiele dafür.



**Bild 30:** Darstellung der Wärme in einem Temperatur-Entropie-Diagramm

Die Entropie ist eine physikalische Größe, die ein Maß für den Ordnungszustand eines thermodynamischen Systems darstellt. In einem System hoher Ordnung ist keine oder nur wenig Entropie enthalten, wohingegen in einem System niedriger Ordnung der Betrag der Entropie hoch ist. Grundsätzlich spricht man von einem System hoher Ordnung, wenn sich der Zustand dieses Systems deutlich vom Umgebungszustand im Bezug auf Energieinhalt oder Temperatur unterscheidet. Ein System niedriger Ordnung befindet sich demnach im Umgebungszustand, an dem kein Unterscheidungsmerkmal hinsichtlich Energieinhalt oder Temperatur mehr vorhanden ist. Zur Veranschaulichung wird ein Tropfen Wasser auf seinem Weg von der Quelle eines Flusses bis zur Mündung ins Meer betrachtet. An seiner Quelle hat der Wassertropfen auf Grund seiner Lage, nämlich der Höhe über dem Meeresspiegel, ein hohes Maß an potentieller Energie und somit an Arbeitsfähigkeit. Das betrachtete System befindet sich demnach in einem Zustand hoher Ordnung. Auf dem weiteren Weg des Wassertropfens wird die potentielle Energie in Bewegungsenergie umgewandelt, die man beispielsweise zum Antreiben eines Wasserrades oder einer Turbine benutzen kann. Wenn der Wassertropfen im Meer angekommen ist, besitzt er zwar noch potentielle Energie gegenüber dem Erdmittelpunkt, diese kann jedoch nicht mehr genutzt werden, um damit Arbeit zu verrichten. Im Niveau des Meeresspiegels haben alle Wassertropfen untereinander kein Unterscheidungsmerkmal mehr. Hier befindet sich das System in einem Zustand geringster Ordnung. Auf das betrachtete System bezogen, besaß der Betrag der Entropie an der Quelle ein Minimum; an der Mündung erreichte das System ein Maximum an Entropie.

Mit dem Begriff der Entropie lässt sich die Nichtumkehrbarkeit (Irreversibilität) eines thermodynamischen Vorganges in einem sogenannten abgeschlossenen System beschreiben. Der Begriff „abgeschlossenes System“ bedeutet ein System, das mit der äußeren Umgebung in keinem Stoff- oder Wärmeaustausch steht. Der Betrag der Entropie ist für einen streng umkehrbaren (reversiblen) Prozess bei einem abgeschlossenen System Null. Bei einem nicht umkehrbaren (irreversiblen) Prozess nimmt die Entropie in einem abgeschlossenen System

stets zu. An folgendem Beispiel ist zu erkennen, dass reversible Prozesse praktisch nicht möglich sind: Man stelle sich eine Kiste vor, in deren einen Hälfte sich blaue Kugeln befinden, in der anderen Hälfte liegen rote Kugeln. Wenn man die Kiste nun schließt und kräftig schüttelt, werden die Kugeln anschließend völlig vermischt in der Kiste liegen. Die Erfahrung lehrt uns, dass die Kugeln sich nicht „von selbst“ wieder so anordnen werden, wie zu Beginn dieses Vorganges. Theoretisch ist dies zwar möglich, in der Praxis aber extrem unwahrscheinlich. Genauso wenig wird sich Luft, die aus einem Gemisch aus Stickstoff und Sauerstoff besteht, wieder von selbst entmischen.

Will man einen hohen Ordnungszustand eines Systems erhalten oder herstellen, muss man die Entropiezunahme in diesem System, die durch den Abbau der Gefälle entsteht, vermeiden oder rückgängig machen. Das ist allerdings nur dadurch zu realisieren, dass umwandlungsfähige Energie aus einem anderen System entnommen wird, wodurch wiederum dort eine Entropiezunahme erfolgt. Hierzu ist auf jeden Fall der Einsatz wertvoller Energie erforderlich.

Die Erkenntnis, dass man einen Vorgang nicht wieder rückgängig machen kann, ohne gleichzeitig an einer anderen Stelle umwandlungsfähige Energie zu verbrauchen, beinhaltet die ethische Aussage: Es lässt sich nichts ungeschehen machen. Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik kann somit auf die einfache Form gebracht werden:

**Es gibt nichts umsonst!**

## 2.7 Enthalpie

In Gleichung (7) wurde die äußere Arbeit  $w$  als diejenige Arbeit definiert, die bei der Volumenänderung  $dv$  eines Gases unter dem Druck  $p$  geleistet werden muss:

$$w = p \, dv.$$

Unter technischer Arbeit  $w_t$  versteht man die in einer Maschine gewonnene Arbeit, wenn der Maschine ein Gas oder ein Dampf mit einem bestimmten Energieinhalt zuströmt und mit einem anderen Energieinhalt entströmt. Einem auf diese Weise offenen System wird beim Eintritt des Stoffes die Verdrängungsarbeit

$$p_1 \cdot v_1$$

zugeführt und beim Austritt die Verdrängungsarbeit

$$p_2 \cdot v_2$$

entzogen. Die technische Arbeit des offenen Prozesses ist daher

$$w_t = w + p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1. \quad (24)$$

Die technische Arbeit  $w_t$  stellt im Diagramm (Bild 31) die Fläche  $1 - 2 - b - a$  links von der Volumenänderungskurve dar, während die äußere Arbeit  $w$  die Fläche  $1 - 2 - c - d$  unter der Volumenänderungskurve darstellt.

$$w_t = \int v \, dp. \quad (25)$$

Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik gilt Gleichung (20)

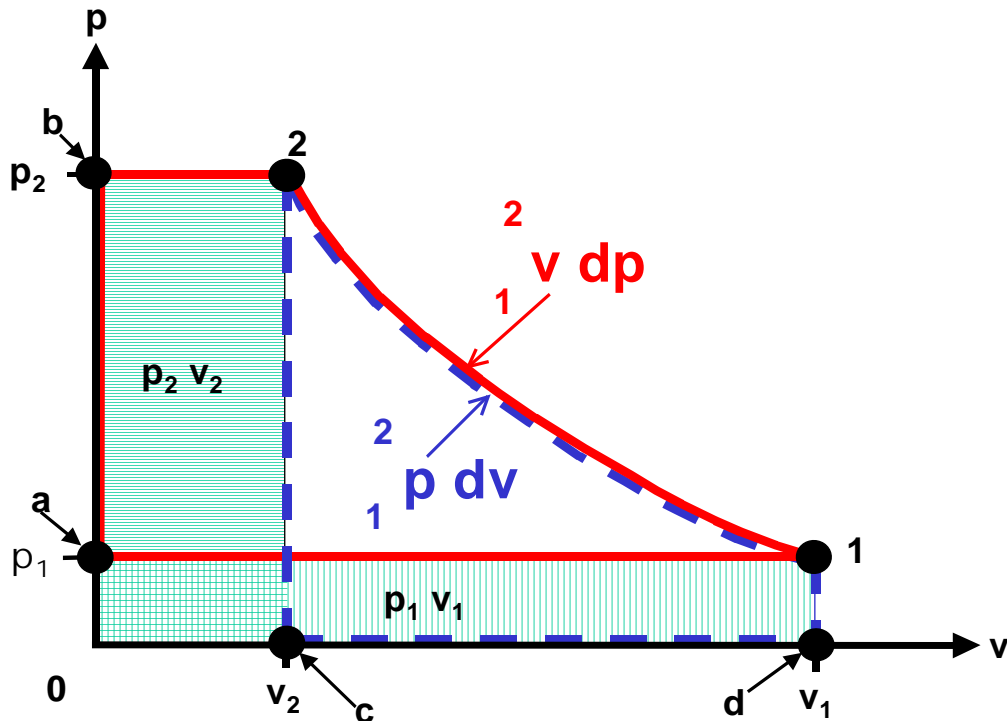
$$q = u_1 - u_2 + w.$$

Löst man Gleichung (24) nach  $w$  auf und setzt sie in Gleichung (20) ein, folgt

$$q = u_1 - u_2 + w_t - p_2 \cdot v_2 + p_1 \cdot v_1$$

oder

$$q = (u_1 + p_1 \cdot v_1) - (u_2 + p_2 \cdot v_2) + w_t. \quad (26)$$



**Bild 31:** Darstellung der äußeren Arbeit  $w$  und der technischen Arbeit  $w_t$  in einem  $p$ - $v$ -Diagramm

Man nennt

$$u + p \cdot v = h \quad (27)$$

die spezifische Enthalpie  $h$  eines Körpers oder Fluids mit der Masse  $m = 1$  kg. Damit wird die Gleichung 26 zu

$$q = h_1 - h_2 + w_t \quad (28)$$

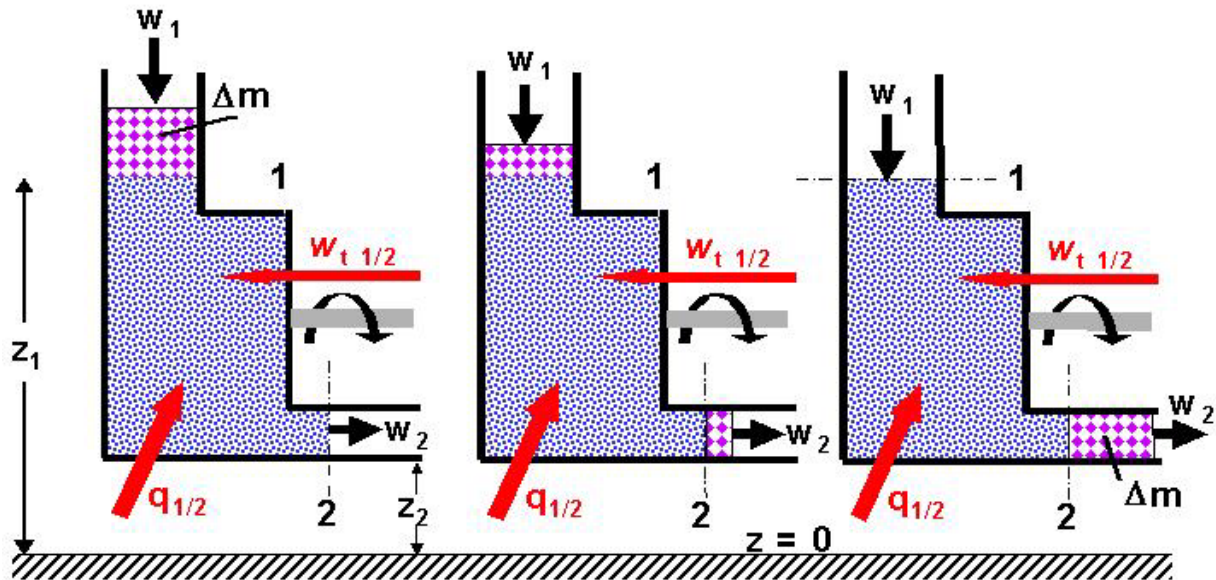
## 2.8 Erster Hauptsatz für stationäre Fließprozesse

Im Bild 32 wird ein Kontrollraum schematisch dargestellt, der von einem Stoffstrom mit der Strömungsgeschwindigkeit  $w$  durchflossen wird. Die Zustandsgrößen des Stoffstromes werden am Eintritt in das System mit dem Index „1“ und am Austritt aus dem System mit dem Index „2“ bezeichnet. Der Prozess sei stationär. Mit  $w_t$  ist die technische Arbeit bezeichnet, die das System an der sich drehenden Welle aufnimmt und  $q$  ist die während des Prozesses zugeführte Wärme. Der Prozess umfasst einen Zeitabschnitt  $t$ , in dessen Verlauf strömendes Fluid mit der Masse  $m$  durch den Eintrittsquerschnitt in das offene System (Kontrollraum) hineinströmt und zugleich Fluid mit der gleichen Masse  $m$  den Austrittsquerschnitt verlässt.

Da die Bewegung des strömenden Mediums eine wesentliche Rolle bei der Energiebilanz des betrachteten Systems spielt, müssen auch die kinetischen und potentiellen Energien berücksichtigt werden. Damit lautet der erste Hauptsatz für stationäre Fließprozesse:

$$q_{1/2} + w_{t\ 1/2} = h_2 - h_1 + \frac{1}{2} \cdot (w_2^2 - w_1^2) + g \cdot (z_2 - z_1) \quad (29)$$

**Die Summe aus der zugeführten Wärme und der zugeführten technischen Arbeit ist gleich der Summe der Änderungen der Enthalpien sowie der kinetischen und der potentiellen Energien des Mediums, das in einem stationären Fließprozess durch einen Kontrollraum strömt.**



**Bild 32:** Gedachtes geschlossenes System, bestehend aus der Stoffmenge im offenen System zwischen den Querschnitten 1 und 2 und aus der Masse  $m$  beim Durchlaufen des offenen Systems

## 2.9 h-s-Diagramm eines realen Gases

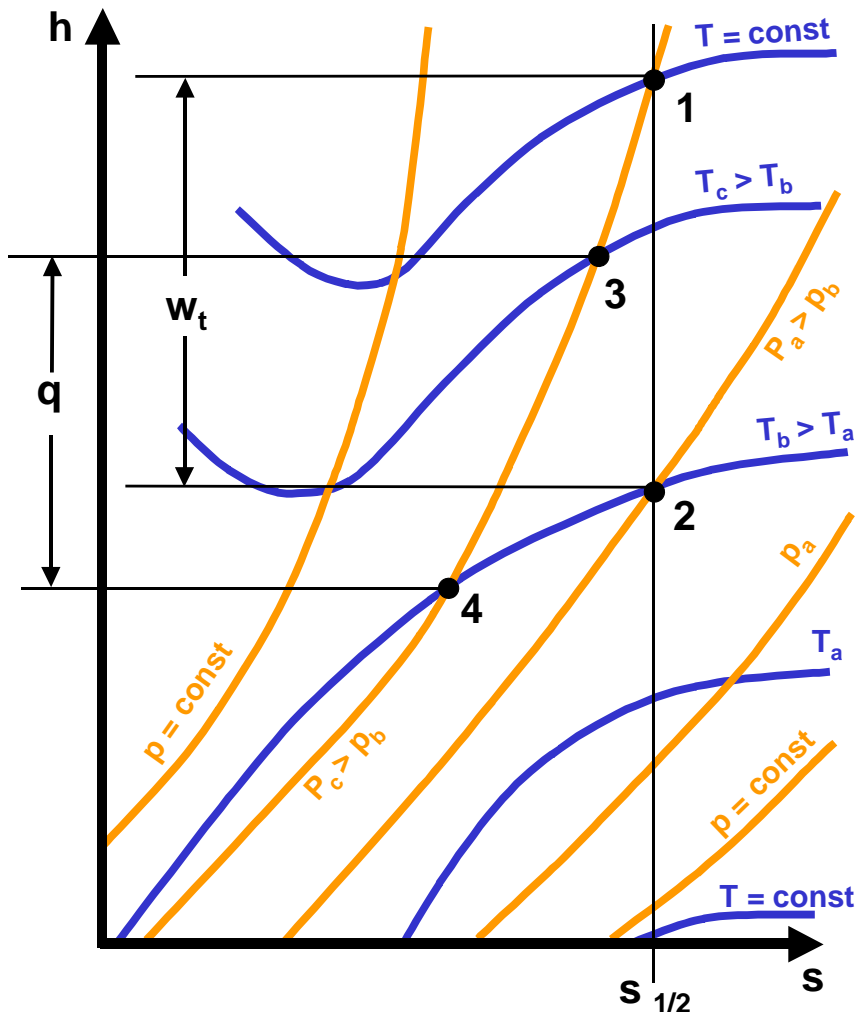
Zustandsgleichungen homogener Stoffe sind Beziehungen zwischen drei Veränderlichen, die im Raum als Fläche und in der Ebene durch Kurvenscharen als Diagramm dargestellt werden können. Es wurde bereits das Arbeitsdiagramm ( $p$ - $v$ -Diagramm) vorgestellt, bei dem die während einer Zustandsänderung geleistete oder verbrauchte Arbeit als Fläche angezeigt wird. Dabei werden Isothermen  $T = \text{const}$  und Isentropen  $s = \text{const}$  als Kurvenscharen eingetragen. Das Wärmediagramm ( $T$ - $s$ -Diagramm) zeigt die bei einer Zustandsänderung zu- oder abgeführte Wärme als Fläche an. Die Isobaren  $p = \text{const}$  und Isochoren  $v = \text{const}$  sind darin Kurvenscharen.

Ein  $h$ - $s$ -Diagramm (Bild 33) bietet gegenüber dem Arbeits- oder Wärmediagramm den Vorteil, dass Arbeiten und Wärmen als senkrechte Strecken abgegriffen werden können und kein Planimetrieren erforderlich machen. Bei einer adiabatischen Zustandsänderung lässt sich die technische Arbeit  $w_t = h_2 - h_1$  als Abstand zwischen den Punkten „2“ und „1“ als Enthalpiedifferenz ablesen. Bei einer isobaren Zustandsänderung lässt sich die zu- oder abgeführte Wärme

$$q = h_3 - h_4$$

als Abstand zwischen den Punkten „2“ und „1“ als Enthalpiedifferenz ablesen. Dabei ergeben sich Kurvenscharen  $p = \text{const}$ ,  $v = \text{const}$  und  $T = \text{const}$ . Die Isobaren verlaufen umso steiler, je höher die Temperatur ist. Die Isothermen steigen weniger steil an als die Isobaren. In Bereichen größerer Entropien laufen die Isothermen nahezu waagrecht, weil sich mit

abnehmendem Druck ein reales Gas immer mehr wie ein ideales Gas verhält. Die Enthalpien eines idealen Gases hängen nur von der Temperatur ab. Daher fallen hier die Isothermen  $T = \text{const}$  mit den Isenthalpen  $h = \text{const}$  zusammen.



**Bild 33:** h-s-Diagramm eines realen Gases mit Isobaren und Isothermen

## 2.10 Feuchte Luft

Umgebungsluft (z. B. Grubenwetter) setzt sich zusammen aus trockener Luft und Wasserdampf. Bezieht man den Wasserdampfgehalt  $x$  auf 1 kg trockene Luft, dann gilt:

$$x = \frac{m_D}{m_L} \quad \text{in kg / kg} \quad (30)$$

mit

- $m_D$  - Masse des Wasserdampfs in kg
- $m_L$  - Masse der trockenen Luft in kg.

Die relative Luftfeuchtigkeit ist das Verhältnis zwischen dem tatsächlich in der Luft (in den Wettern) enthaltenen Wasserdampfdruck  $p_D$  und dem Sättigungsdampfdruck  $p_s$ , der eine Funktion der Trockentemperatur  $t_t$  ist.

$$= \frac{p_D}{p_s} \quad (31)$$

Für die Berechnung der spezifischen Enthalpie  $h$  (entsprechend Gleichung 26) kommt es nicht auf ihren Absolutwert an, sondern auf den Differenzbetrag  $h$  aufgrund einer Zustandsänderung. Definitionsgemäß wird der Nullpunkt der spezifischen Enthalpie wie folgt festgelegt:

$$h(t_t = 0^\circ\text{C}; x = 0 \text{ kg / kg}) = 0 \text{ kJ / kg}$$

Somit errechnet sich die spezifische Enthalpie feuchter Luft für einen Zustand  $h(t_t, x)$

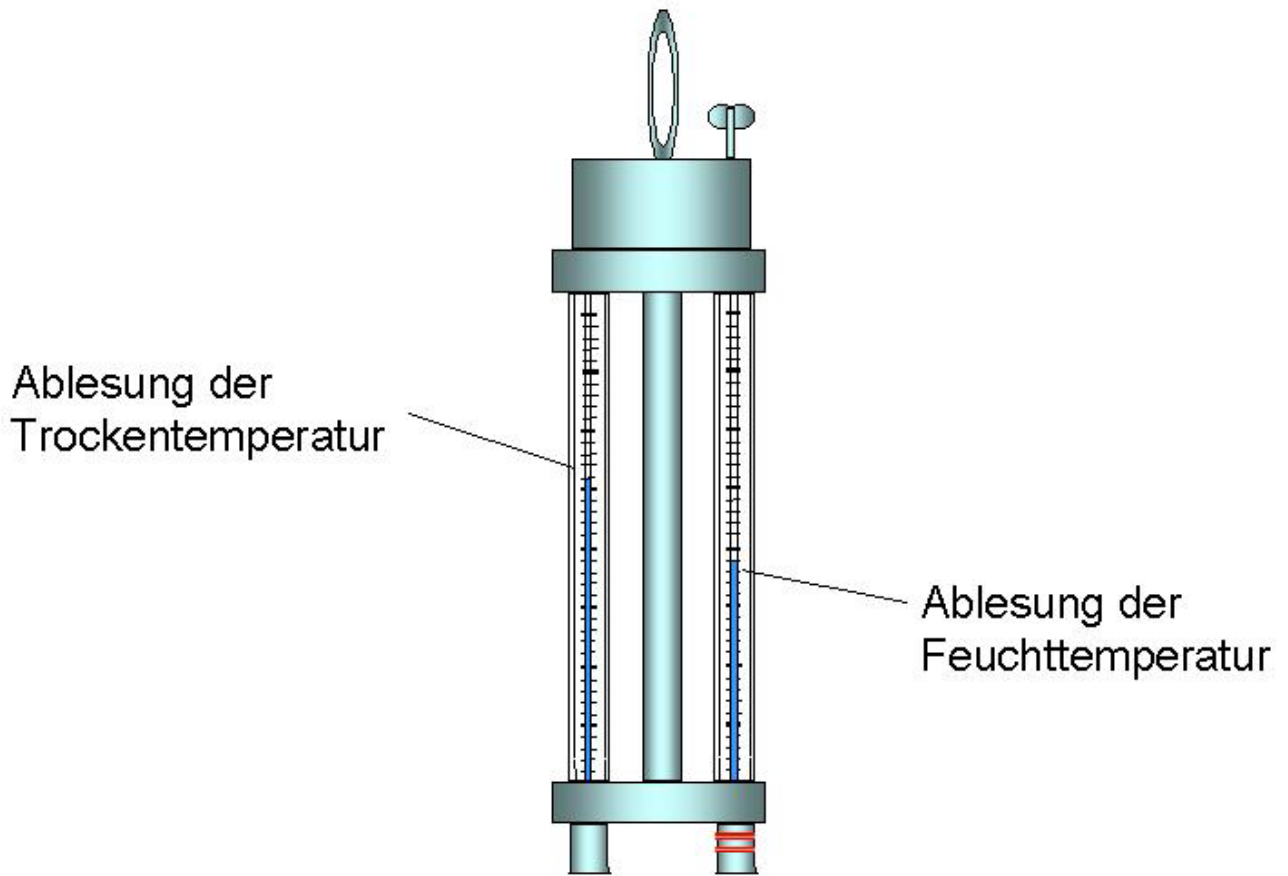
$$h = t_t \cdot c_{pL} + t_t \cdot c_{pD} \cdot x + r_0 \cdot x \quad (32)$$

darin bedeuten

$c_{pL}$	- spezifische Wärmekapazität von Luft	$c_{pL} = 1,005 \text{ kJ / (kg K)}$
$c_{pD}$	- spezifische Wärmekapazität von Wasserdampf	$c_{pD} = 1,927 \text{ kJ / (kg K)}$
$r_0$	- Verdampfungswärme von Wasser	$r_0 = 2501 \text{ kJ / kg}$
$t_t$	- Trockentemperatur in $^\circ\text{C}$	
$x$	- Wasserdampfgehalt in $\text{kg / kg}$	

Die Gaskonstante  $R_L$  (entsprechend Gleichung 13) hat für trockene Luft den Wert  $R_L = 0,28714 \text{ kJ / (kg K)} = 287,14 \text{ J / (kg K)}$ . Die Gaskonstante  $R_D$  für Wasserdampf hat den Wert  $R_D = 0,46165 \text{ kJ / (kg K)} = 461,65 \text{ J / (kg K)}$ . Um die Zustandsgleichungen für feuchte Luft anzuwenden, muss die Gaskonstante  $R_f$  für feuchte Luft entsprechend der folgenden Gleichung bestimmt werden:

$$R_f = \frac{R_L + x \cdot R_D}{1 + x} \quad (33)$$



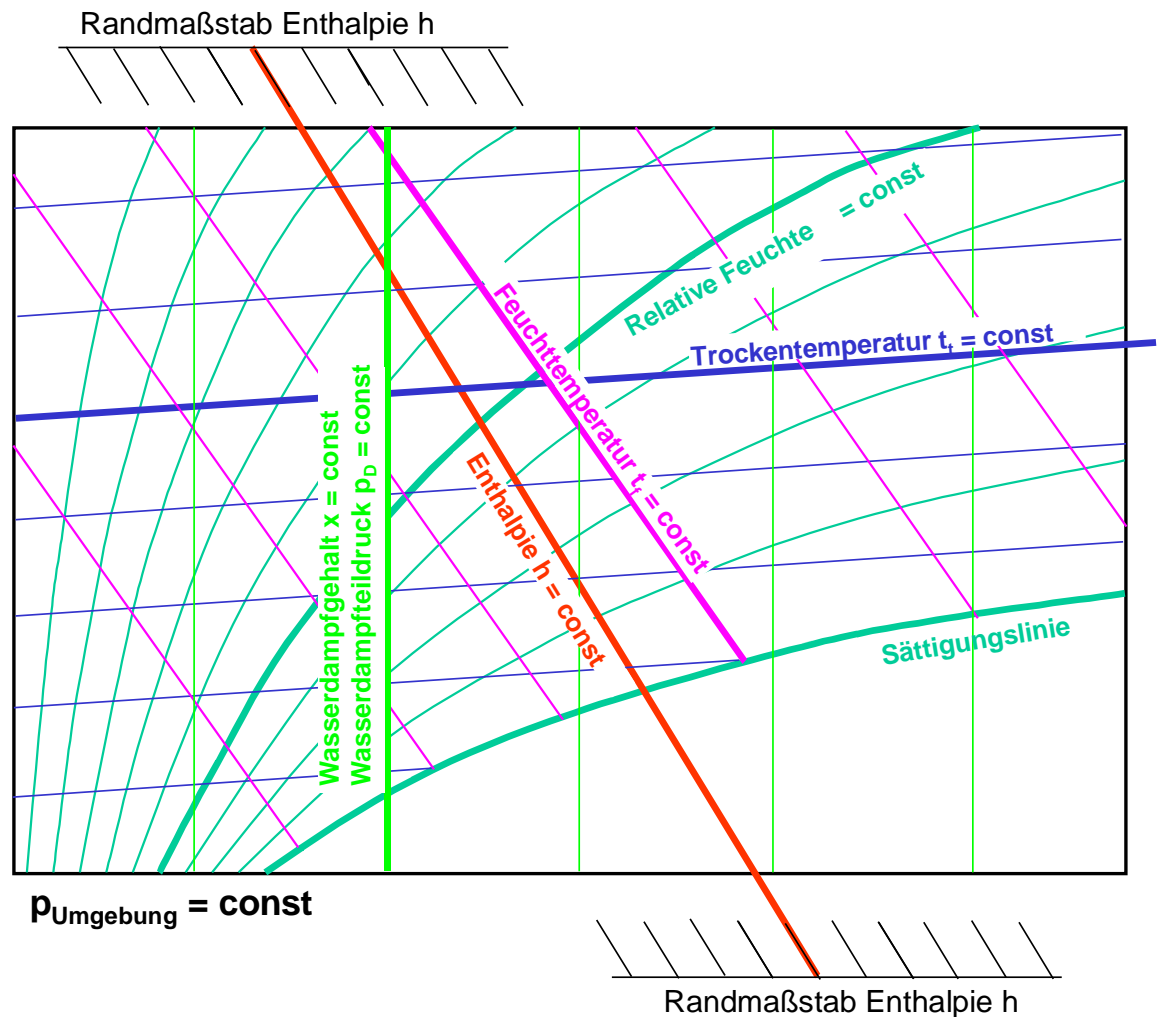
**Bild 34:** Åbmann'sches Aspirationspsychrometer

Die relative Feuchte und die absolute Feuchte  $x$  werden in der Praxis nicht gemessen, sondern aus den Werten Trockentemperatur und Feuchttemperatur mit Hilfe einer Psychrometermessung ermittelt. Die Feuchttemperatur ist diejenige Temperatur, die man an einem befeuchteten und zwangsbelüfteten Thermometer ablesen kann (Bild 34). Die Temperaturdifferenz zwischen Trocken- und Feuchttemperatur ist umso größer, je trockener die umgebende Luft ist. Bei gesättigter Luftfeuchtigkeit ist die Trockentemperatur gleich groß wie die Feuchttemperatur.

Die Zustandsgrößen feuchter Luft lassen sich einfach in einem Diagramm darstellen. Dazu eignet sich das Enthalpie-Feuchtigkeits-Diagramm ( $h$ - $x$ -Diagramm) für Grubenwetter (Bild 35). Darin sind in Abhängigkeit vom Umgebungsdruck folgende Zustandsgrößen enthalten.

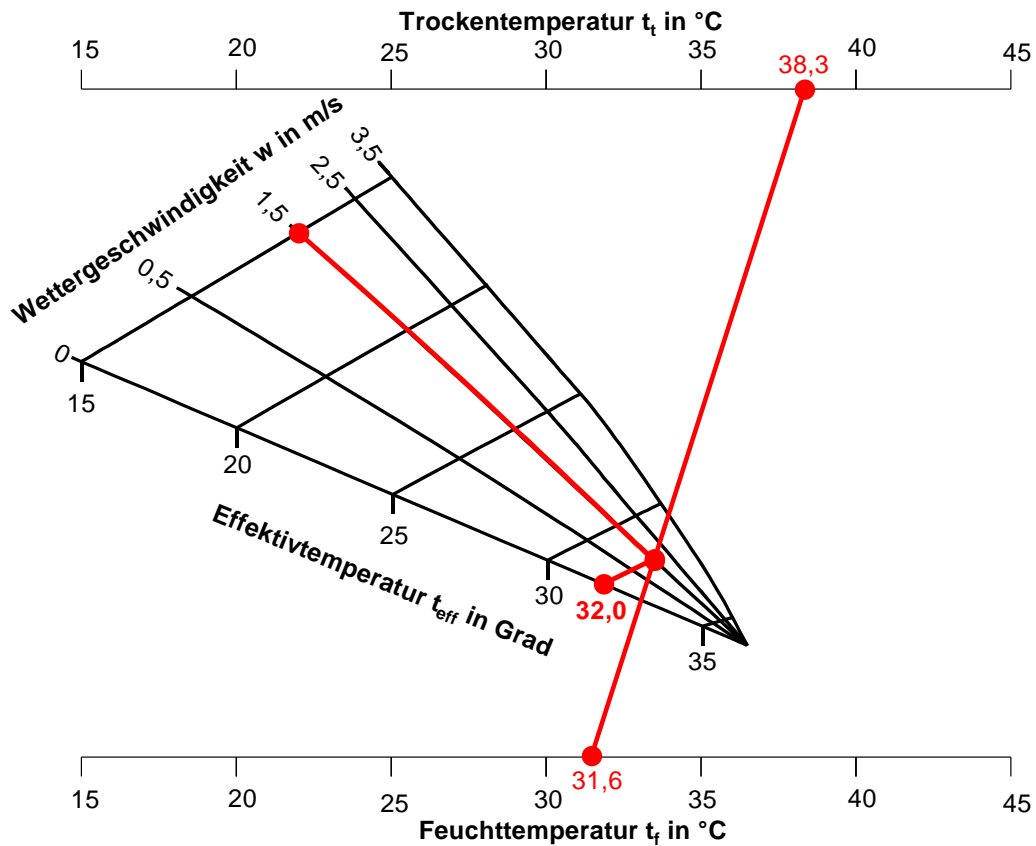
Ø Trockentemperatur	$t_t$	in °C
Ø Feuchttemperatur	$t_f$	in °C
Ø Spezifische Enthalpie feuchter Luft $h$		in kJ / kg
Ø Wasserdampfgehalt	$x$	in g / kg (bzw. kg / kg)
Ø Wasserdampfteildruck	$p_D$	in hPa





**Bild 35:** h-x-Diagramm für Grubenwetter

Der arbeitende Mensch empfindet das Grubenklima in Abhängigkeit von Trockentemperatur  $t_t$ , Feuchttemperatur  $t_f$  bzw. relativer Feuchte sowie örtlicher Wettergeschwindigkeit  $w$  unterschiedlich. Feuchtwarme Wetter werden unangenehmer empfunden als trockenwarme Wetter. Feuchtwarmes Grubenklima wird bei höherer Wettergeschwindigkeit als angenehmer empfunden als bei geringerer Wettergeschwindigkeit. Arbeitsphysiologisch als sinnvoll anerkannter Klimasummenmaß hat sich die Effektivtemperatur  $t_{\text{eff}}$  nach Yaglou (*Constantin P. Yaglou, amerikanischer Wissenschaftler, arbeitete in den 20er und 30er Jahren des 20. Jahrhunderts an der Harvard School of Public Health*) herausgestellt. Die drei genannten Klimafaktoren  $t_t$ ,  $t_f$  und  $w$  können relativ einfach gemessen und mit Hilfe eines Nomogramms (Bild 36) bestimmt werden.



**Bild 36:** Yaglou-Nomogramm zur Ermittlung der Effektivtemperatur

## 2.11 Wärmeübertragung

Wärme kann durch Leitung übertragen werden, das heißt durch Fließen des Wärmestroms innerhalb eines Stoffes.

In einer ebenen Wand der Dicke  $d$ , durch die Wärme senkrecht zur Oberfläche strömt, fällt die Temperatur von  $T_{W1}$  an der einen Oberfläche auf  $T_{W2}$  an der anderen Oberfläche (Bild 37). Der Wärmestrom errechnet sich dabei nach

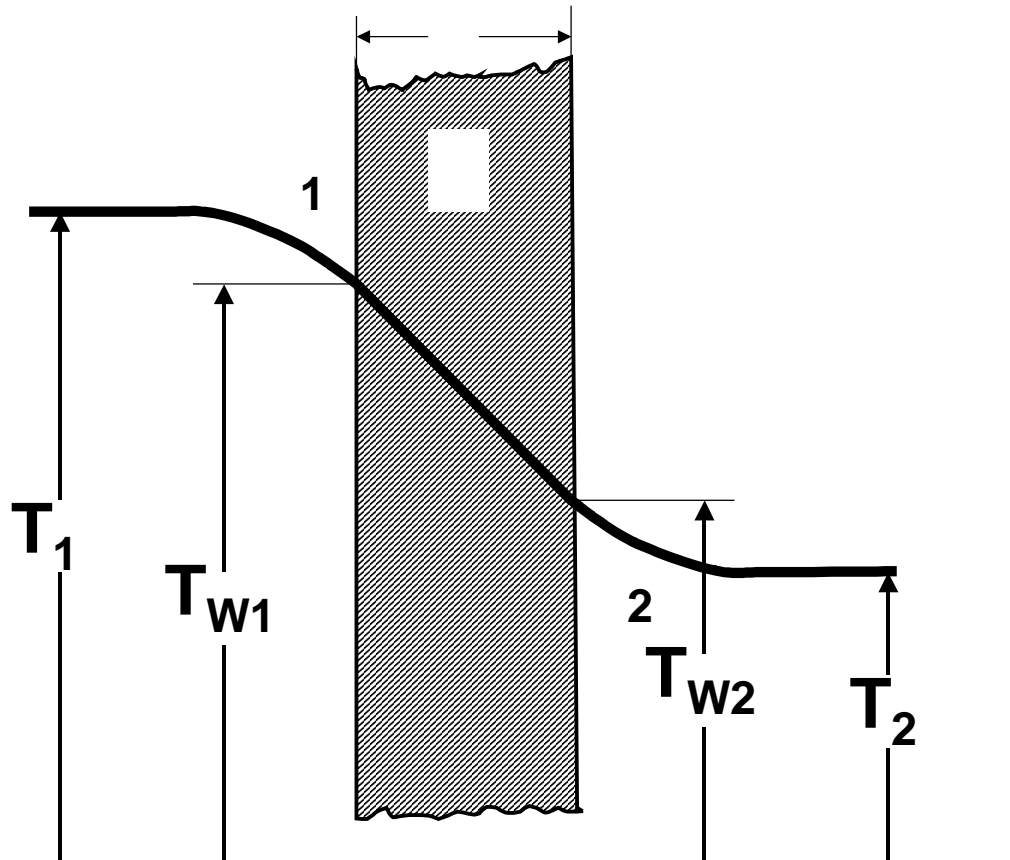
$$\dot{Q} = - \lambda \cdot A \cdot (T_{W1} - T_{W2}) \quad \text{in} \quad \frac{\text{J}}{\text{s}} = \text{W} \quad (34)$$

- Ø Der Wärmestrom wird mit zunehmender Temperaturdifferenz größer.
- Ø Der Wärmestrom wird umso kleiner, je größer die Wanddicke  $d$  ist.
- Ø Der Wärmestrom steigt mit zunehmender Wandfläche  $A$ .
- Ø Der Wärmestrom steigt mit zunehmender Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$ .

Die Tabelle 2 gibt die Wärmeleitfähigkeiten einiger Stoffe an:

Stoff	in W / (m K)
Stahlbeton	1,51
Glas	0,76
Steinwolle (Sillan)	0,052
Luft ( $t = 20 \text{ °C}$ )	0,0252
Luft ( $t = 60 \text{ °C}$ )	0,0280

**Tabelle 2:** Wärmeleitfähigkeiten bestimmter Stoffe



**Bild 37:** Wärmedurchgang durch eine ebene Wand

Der Wärmeaustausch zwischen einer Flüssigkeit oder einem Gas (ein Begriff, der beides abdeckt lautet „Fluid“) und einer festen Oberfläche ist ein außerordentlich verwickelter Vorgang, weil dabei Bewegungen der Fluide mitwirken, die sich in den meisten Fällen der Berechnung entziehen. An der Oberfläche haben Fluid und Körper gleiche Temperatur, weil das Fluid an der Oberfläche haftet (Grenzschicht). Mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche stellt sich ein zunehmender Temperatur- und Geschwindigkeitsunterschied ein. Nach dem Abkühlungsgesetz von Newton (*F. Isaac Newton, engl. Physiker, Mathematiker und Astronom, 1642 – 1727*) ist der Wärmestrom von einem bewegten Fluid der Temperatur  $T$  an eine feste Wand der Fläche  $A$  und der Temperatur  $T_w$  proportional:

$$\dot{Q} = \alpha \cdot A \cdot (T - T_w) \quad (35)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\alpha$ , der alle Einflüsse der Eigenschaften und des Bewegungszustandes des Fluids und der Wand (z. B. Rauigkeit) zusammenfasst, ist der Wärmeübergangskoeffizient (Bild 37). Die Einheit von  $\alpha$  ist  $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ .

Wärme kann auch durch Strahlung übertragen werden. Wärmestrahlen werden als elektromagnetische Wellen angenommen, die von den strahlenden Körpern ausgesandt werden, sich geradlinig fortpflanzen und beim Auftreffen auf Materie wieder in Wärme zurückverwandelt werden. Die Wärmestrahlung, die von einer warmen Oberfläche abgegeben wird, hat keinerlei Einfluss auf die umgebende Luft. Die Wärmestrahlung spielt dagegen eine Rolle, wenn Flächen unterschiedlicher Temperaturen vorhanden sind.

Als Beispiel sei die Übertragung der Wärme von der Sonne zur Erde genannt. Während die Oberfläche der Sonne eine Temperatur von über 5700 K aufweist, hat der Raum zwischen Sonne und Erde eine Temperatur nahe dem absoluten Nullpunkt. Bei senkrechtem Einfall der Strahlen ist die Strahlungsenergie im mittleren Abstand der Erde, bezogen auf die Erdoberfläche,

$$\frac{\dot{Q}}{A} = 1330 \frac{W}{m^2}$$

Die Wärmeabgabe durch Strahlung lässt sich errechnen aus

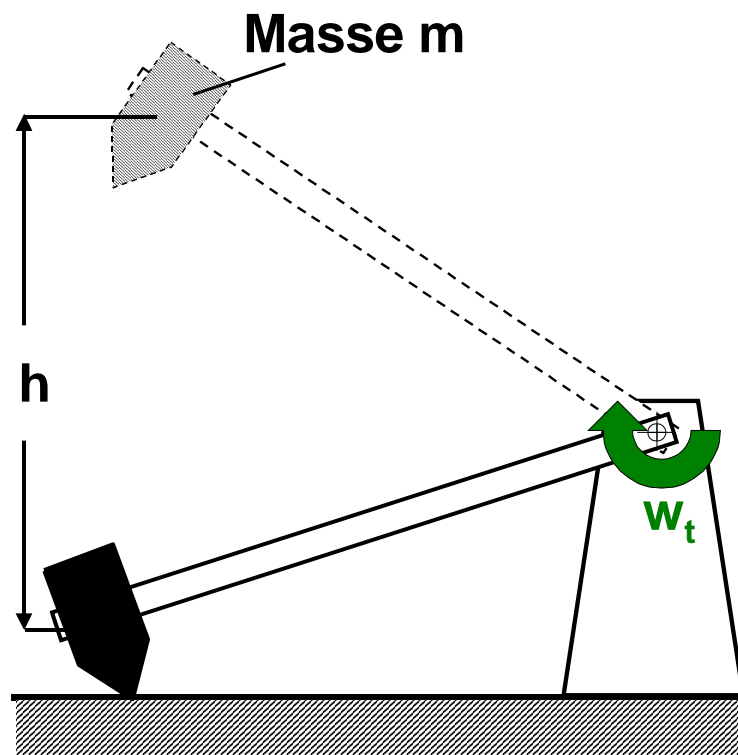
$$\dot{Q} = C_s \cdot A \left\{ \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 \right\} \quad (36)$$

$C_s$  ist der Strahlungskoeffizient. Seine Einheit ist  $W / (m^2 \cdot K^4)$ . Für absolut „schwarze“ Körper gilt  $C_s = 5,77 W / (m^2 \cdot K^4)$ . Für „graue Körper“ wie z. B. Gesteins- und Kohlenoberflächen, aber auch beim menschlichen Körper gilt  $C_s = 5,2 W / (m^2 \cdot K^4)$ .

**Für die Klimatechnik im Bergbau hat die Wärmestrahlung lediglich eine untergeordnete Bedeutung.**

## 2.12 Kreisprozesse

Eine Aufeinanderfolge von Zustandsänderungen, bei der ein Körper oder Fluid während des Durchlaufens der Zustandsänderungen schließlich wieder in seinen Ausgangszustand zurückgelangt, nennt man einen Kreisprozess. Ein einfaches Beispiel für einen Kreisprozess



**Bild 38:** Hammerwerk als einfaches Beispiel eines Kreisprozesses

sind die Zustandsänderungen, die in einem Hammerwerk (Bild 38) durchlaufen werden.

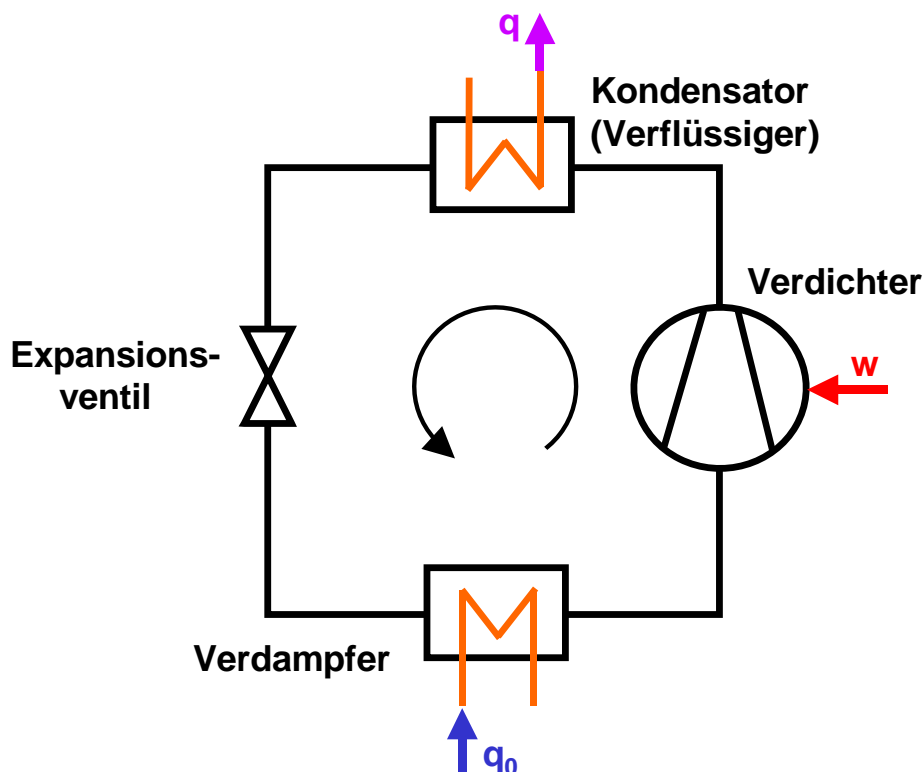
1. Die Masse des angehobenen Hammers besitzt potentielle Energie auf Grund seiner Lage über dem Erdboden.
2. Bei der Abwärtsbewegung des Massekörpers wird potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt.
3. Am Ende der Bewegung wird kinetische Energie in Verformungsarbeit und Wärme überführt.
4. Um die Masse des Hammers wieder in ihre ursprüngliche Lage zu bringen, muss technische Arbeit in Form von Hubarbeit aufgewendet werden. Danach kann der Prozess wieder von vorne beginnen.

Darüber hinaus gibt es auch Kreisprozesse, die sich in der Natur abspielen. Als Beispiel dafür sei ein Tropfen Wasser auf seinem Weg von der Quelle bis ins Meer betrachtet. Auch dabei wird potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt. Die eigentliche Arbeitsfähigkeit des fließenden Wassers wird durch Reibung (Dissipation) in Wärme umgewandelt. Damit der Wasserfluss nicht nachlässt, ist es erforderlich, das im Meer angelangte Wasser schließlich wieder auf sein ursprüngliches Niveau anzuheben. Die dazu erforderliche Energiezufuhr geschieht durch Sonneneinstrahlung und Verdampfung des Wassers. Der Wind transportiert das verdampfte Wasser als Wolke in Richtung der Quelle, wo es in Form von Regentropfen auskondensiert.

Will man die kinetische Energie des fließenden Wassers dazu verwenden, aus dem Prozess Nutzarbeit zu gewinnen, ist ein zusätzlicher Einsatz von Intelligenz erforderlich, indem das fließende Wasser gezielt eingesetzt und geleitet wird, um beispielsweise ein Wasserrad anzutreiben. Um aus einem Apparat möglichst viel Nutzarbeit zu entnehmen, ist also eine Kombination aus Intelligenz und Energie notwendig.

## 2.13 Funktionsweise einer Verdichter-Kältemaschine

Das Fließbild einer Verdichter-Kältemaschine ist in Bild 39 dargestellt. Es besteht aus den wesentlichen Einzelementen Verdichter, Kondensator (Verflüssiger), Expansionsventil und

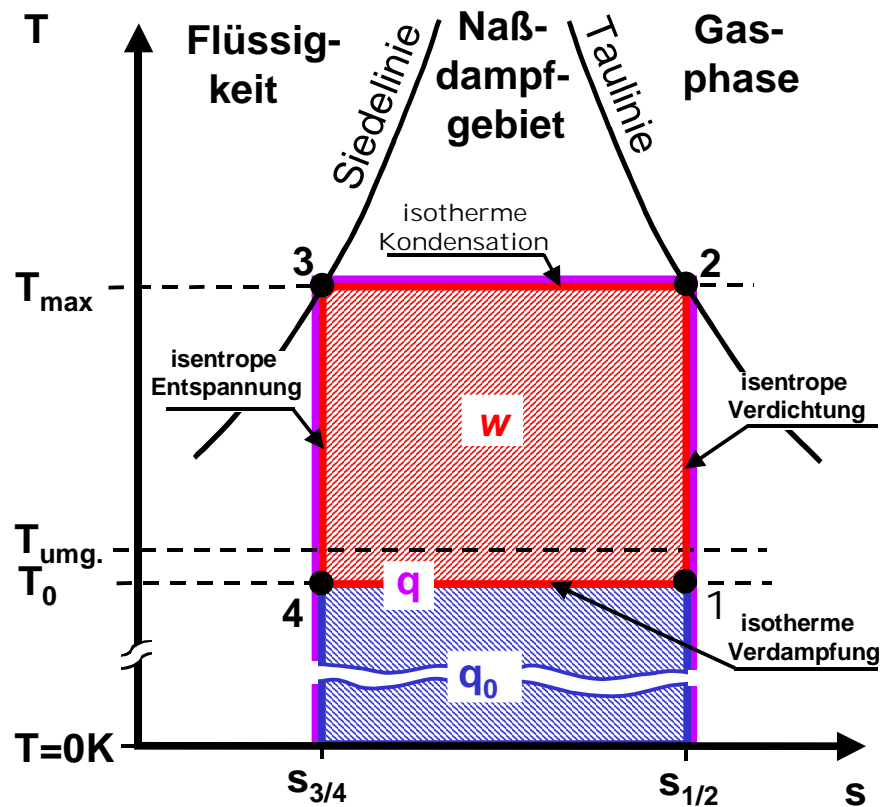


**Bild 39:** Fließbild einer Verdichter-Kältemaschine

Verdampfer. Ein umlaufendes Kältemittel durchfließt dabei in der oben genannten Reihenfolge die einzelnen Elemente der Kältemaschine und erfährt dabei diverse Zustandsänderungen. Vom Verdichter wird dampfförmiges Kältemittel angesaugt und unter Hinzuführung von Arbeit auf einen hohen Druck und eine hohe Temperatur verdichtet. Im Kondensator wird anschließend das dampfförmige Kältemittel verflüssigt, indem Wärme an die Umgebung abgegeben wird. Das nunmehr flüssige Kältemittel wird daraufhin im Expansionsventil auf einen geringeren Druck und auf eine niedrige Temperatur entspannt. Im Verdampfer wird schließlich bei geringem Druck und niedriger Temperatur das flüssige Kältemittel verdampft, indem dabei Wärme aus der Umgebung aufgenommen wird. Anschließend beginnt dieser Kreisprozess erneut, indem der Verdichter dampfförmiges Kältemittel ansaugt.

## 2.14 Carnot-Prozess am Beispiel einer Verdichter-Kältemaschine

Als theoretische Vergleichsprozesse zu realen Prozessen dienen idealisierte Carnot-Prozesse (*Nicolas Léonard Sadi Carnot, französischer Ingenieur, 1796 – 1832*). Beim Carnot-Prozess einer Verdichter-Kältemaschine liegen die Zustandsänderungen innerhalb des Nassdampfgebietes (Bild 40), das heißt zwischen der Siedelinie und der



**zugeführte Energie des Kälteprozesses:**

$$w = (T_{\max} - T_0) \cdot (s_{1/2} - s_{3/4})$$

**abgeführte Energie des Kälteprozesses:**

$$q = T_{\max} \cdot (s_{3/4} - s_{1/2})$$

**Nutzenergie des Kälteprozesses:**

$$q_0 = T_0 \cdot (s_{1/2} - s_{3/4})$$

**Bild 40:** Carnot-Prozess einer Verdichter-Kältemaschine dargestellt in einem T-s-Diagramm zwischen den Temperaturen  $T_{\max}$  und  $T_0$

Taulinie des Kältemittels. Die Zustandsänderungen im Carnot-Prozess besteht aus zwei Isothermen, das sind Linien gleicher Temperatur und aus zwei Isentropen, das sind Linien gleicher Entropie. Innerhalb des Nassdampfgebiets verlaufen in einem T-s-Diagramm die Isobaren, das sind Linien gleichen Drucks, parallel zu den Isothermen. Die Zustandsänderungen werden demnach in folgender Reihenfolge durchlaufen:

- 1 – 2 : isentrope Verdichtung
- 2 – 3 : isotherme Kondensation
- 3 – 4 : isentrope Entspannung
- 4 – 1 : isotherme Verdampfung

Bei der tiefen Temperatur  $T_0$  im Verdampfer wird „die Kälte erzeugt“. Diese Aussage ist rein umgangssprachlich zu verstehen. Thermodynamisch korrekt muss es heißen: Einem zu kühlenden System wird während der Verdampfung Wärme entzogen. Die Verdampfungstemperatur  $T_0$  liegt unterhalb der Umgebungstemperatur  $T_{\text{Umgebung}}$ . Der anschließende Wärmetransport von der tiefen Temperatur zur hohen Temperatur des umlaufenden Kältemittels erfolgt unter Hinzufügung von Arbeit. Bei der hohen Temperatur wird die transportierte Wärme zusammen mit der Verdichtungsarbeit in Form von Wärme an die Umgebung abgegeben.

Die dabei umgesetzten Energien sind in einem T-s-Diagramm (Bild 40) als Flächen darstellbar. Unter Beachtung des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik lautet die spezifische Energiebilanz des Carnot-Prozesses

$$q_0 = q - w \quad (37)$$

wobei die einem Prozess zugeführte Wärme positiv gerechnet wird, die aus einem Prozess abgeführte Wärme wird negativ gerechnet und die einem Prozess zugeführte Arbeit wird positiv gerechnet. Die dem Prozess zugeführte Wärme  $q_0$  ist die gewonnene Nutzenergie des Carnot-Prozesses.

Zur Beurteilung von Kälteprozessen bildet man den Quotienten aus Nutzenergie und zugeführter Energie und nennt diesen Quotienten Kältezahl  $\epsilon$

$$\epsilon = \frac{q_0}{w} = \frac{T_0}{T_{\text{max}} - T_0} \quad (38)$$

Die Kältezahl des Carnot-Prozesses stellt einen idealen Wert dar, der praktisch nicht erreicht werden kann. Die Kältezahl wird umso günstiger, je näher die Temperaturen  $T_{\text{max}}$  und  $T_0$  zusammenliegen. Eine Kondensationstemperatur von 40 °C entsprechend 313 K und eine Verdampfungstemperatur von 0 °C entsprechend 273 K ergibt beispielsweise eine Kältezahl  $\epsilon = 6,825$ .

## 2.15 Reale Verdichter-Kältemaschine

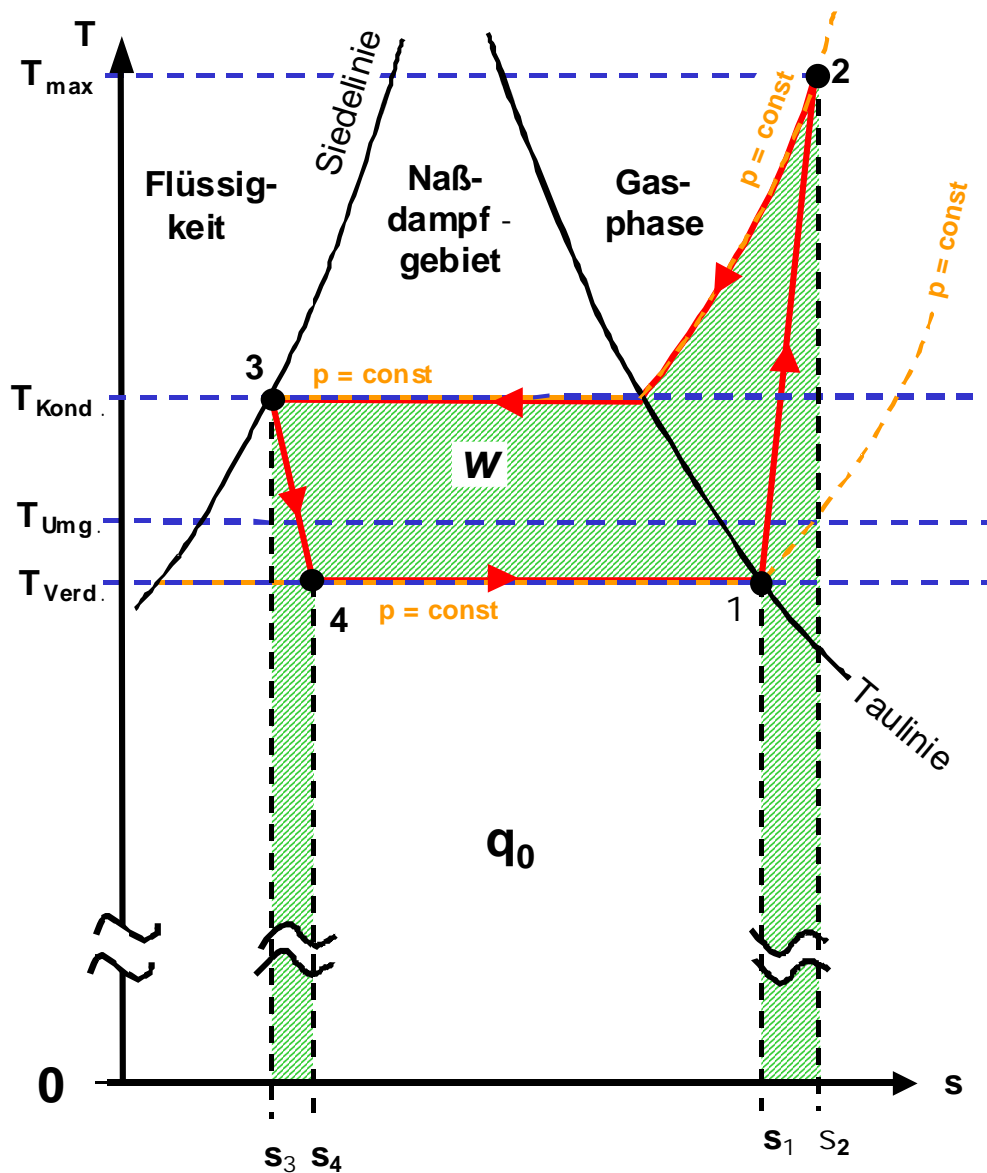
In einem T-s-Diagramm verlaufen innerhalb des Nassdampfgebiets die Isobaren ( $p = \text{const}$ ) parallel zu den Isothermen ( $T = \text{const}$ ). Jenseits der Taulinie steigen innerhalb der Gasphase des Kältemittels die Isobaren steil an (siehe Bild 41).

In realen Verdichter – Kältemaschinen muss gewährleistet sein, dass im Zustand „1“ am Ende der Verdampfung keine Flüssigkeitspartikel des umlaufenden Kältemittels vorhanden sind, da anderenfalls der Verdichter Schaden nehmen könnte. Die im Zustand „4“ beginnende Verdampfung muss also wenigstens bis zur Taulinie weitergeführt werden, wo die Gasphase des Kältemittels beginnt (Bild 41).

Die im Zustand „1“ beginnende „isentrope“ Verdichtung wird im realen Kältemaschinenprozess nicht erreicht, da eine reale Verdichtung mit Irreversibilitäten verknüpft ist. Nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik gilt die Bedingung  $s_2 > s_1$ . Daher muss diese Zustandsänderung mit einer Entropiezunahme verbunden sein. Der

Verdichtungsprozess wird bis zu demjenigen Druck durchgeführt, welcher der Kondensationstemperatur im Nassdampfgebiet entspricht. Dabei erfährt das Kältemittel bis zum Erreichen des Zustandes „2“ allerdings eine deutliche Überhitzung. Im Zustand „2“ erfolgt im Kondensator unter Wärmeabgabe zunächst die Enthitzung des bei der Verdichtung stark überhitzten Kältemittels, bis die Phase des Nassdampfgebiets erreicht ist. Danach wird das Kältemittel bei gleich hohem Druck, hier jedoch bei konstanter Temperatur unter weiterer Wärmeabgabe verflüssigt, bis der Zustand „3“ erreicht ist. Die Entropieabnahme während dieses Teilprozesses ist durch die Wärmeabgabe begründet. Im Zustand „3“ beginnt die Drosselung des Hochdruck – Kältemittelkondensats. Die Drosselung ist mit einer Druck- und Temperaturabnahme verbunden. Eine im Zustand „3“ beginnende „isentropische“ Entspannung wird im realen Kältemaschinenprozess nicht erreicht, da eine reale Drosselung mit Irreversibilitäten verbunden ist. Nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik gilt die Bedingung  $s_4 > s_3$ . Daher muss diese Zustandsänderung mit einer Entropiezunahme verbunden sein. Die Drosselung endet bei geringem Druck und niedriger Temperatur im Zustand „4“.





**Bild 41:** Realer Verdichter – Kältemaschinenprozess dargestellt in einem T-s-Diagramm

Während des Übergangs vom Zustand „4“ zum Zustand „1“ wird schließlich dem Kältemittel aus dem zu kühlenden System Wärme zugeführt. Dadurch bedingt erfolgt eine Entropiezunahme des Kältemittels. Dabei verdampft das Kältemittel bei niedriger Temperatur und geringem Druck, ehe der Kreisprozess von vorne beginnt.

Die Zustandsänderungen verlaufen bei einem realen Verdichter-Kältemaschinenprozess folgendermaßen:

- 1 – 2 : reale Verdichtung,  $s \neq \text{const}$ , Überhitzung
- 2 – 3 : Enthitzung und isotherme Kondensation,  $p = \text{const}$
- 3 – 4 : Drosselung,  $s \neq \text{const}$

4 – 1 : isotherme Verdampfung,  $p = \text{const}$

Die dem realen Kältemaschinenprozess zugeführte Arbeit  $w$  ist im Bild 41 als schraffierte Fläche dargestellt. Die gewonnene Nutzenergie  $q_0$  des realen Kältemaschinenprozesses ist im Bild 41 als Fläche unter der Verdampfungslinie 4 – 1 dargestellt. Die bei der Enthitzung und isothermen Kondensation abgeführte Wärme  $q = w + q_0$  entspricht der Fläche unter der Kondensationslinie 2 – 3. Gegenüber einem idealen, reversiblen Prozess ist beim realen, irreversiblen Kältemaschinenprozess die zugeführte Arbeit wesentlich größer und die gewonnene Nutzenergie deutlich geringer. Das bedeutet, dass in einer realen Kompressions-Kältemaschine ein erheblicher Anteil an wertvoller Energie auf Grund von Irreversibilitäten unwiederbringlich verloren geht. Dafür verantwortlich ist das Naturgesetz in Form des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik. Die Unzulänglichkeit des Ingenieurs, der die Maschine konstruiert und gebaut hat, ist an diesem grundsätzlichen Sachverhalt nicht beteiligt. Der Ingenieur kann bestenfalls dafür sorgen, dass die Verluste so gering wie technisch möglich gehalten werden.

## 2.16 Energie, Exergie, Anergie

Es gibt Energieformen, die sich in jede andere Energieform umwandeln lassen. Hierzu gehören insbesondere die mechanischen Energien wie potentielle und kinetische Energie, sowie die mechanische Arbeit, sofern diese nicht Verdrängungsarbeit bei der Volumenänderung gegen den Umgebungsdruck ist. Zu den unbeschränkt umwandelbaren Energieformen gehört außerdem die elektrische Energie. Diese Energieformen werden unter dem Oberbegriff „Exergie“ zusammengefasst. Sie lassen sich bei reversiblen Prozessen vollständig ineinander umwandeln. Bei reversiblen und irreversiblen Prozessen lässt sich Exergie auch in die nur beschränkt umwandelbaren Energieformen wie innere Energie und Wärme verwandeln. Es ist jedoch unmöglich, beschränkt umwandelbare Energieformen in beliebigem Ausmaß in Exergie zu überführen. Es ist allerdings nicht möglich, die in der Umgebung gespeicherte Energie in Exergie zu verwandeln. Gleichfalls lässt sich Wärme bei Umgebungstemperatur und Verdrängungsarbeit gegen den Umgebungsdruck überhaupt nicht in Exergie umwandeln. Grundsätzlich gilt diese Aussage für den Energieinhalt aller Systeme, die sich im Umgebungszustand befinden. Diese Energieformen werden unter dem Oberbegriff „Anergie“ zusammengefasst. Jede Energie besteht somit aus Exergie und Anergie, wobei einer der beiden Anteile auch Null sein kann.

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik in seiner Formulierung als Erhaltungssatz der Energie lautet somit:

**Bei allen Prozessen bleibt die Summe aus Exergie und Anergie konstant.**

oder

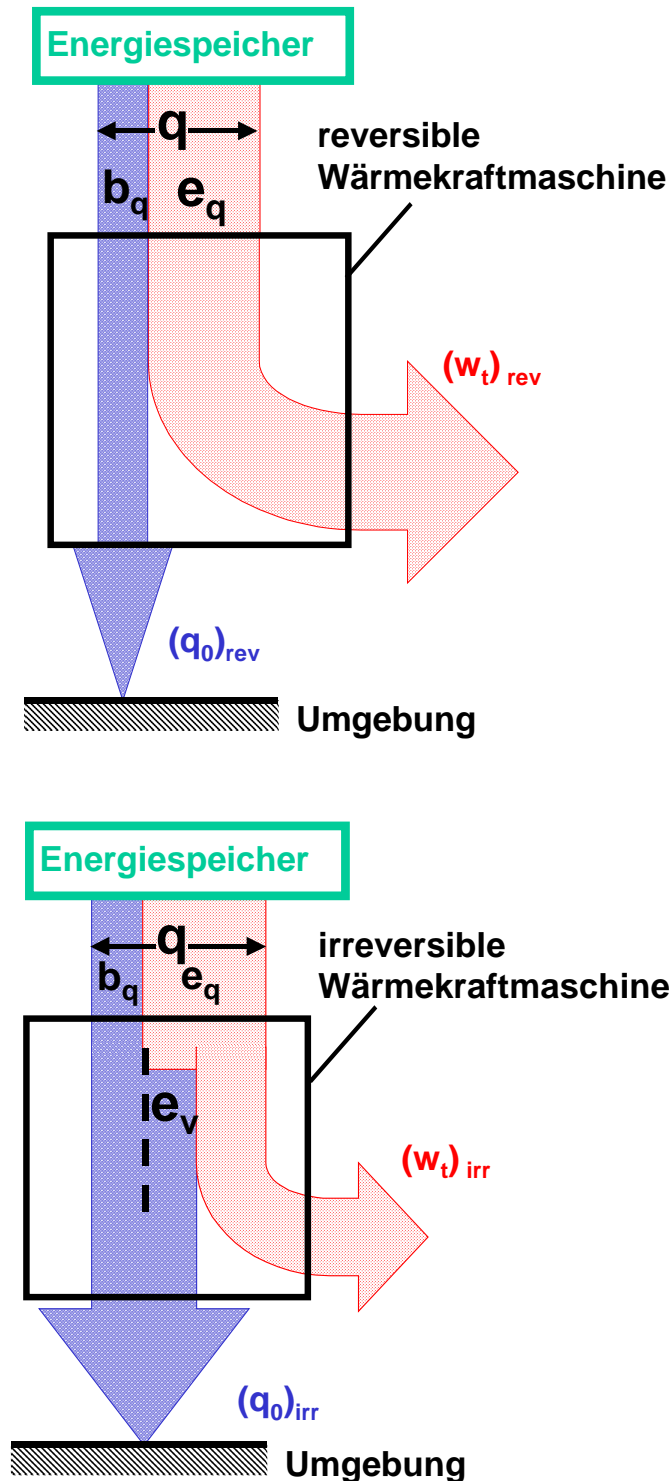
**Energie = Exergie + Anergie.**

Bezüglich des Verhaltens von Exergie und Anergie bei reversiblen und irreversiblen Prozessen gelten folgende allgemeine Aussagen des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik:

- ∅ **Bei allen irreversiblen Prozessen verwandelt sich Exergie in Anergie.**
- ∅ **Nur bei reversiblen Prozessen bleibt die Exergie konstant.**
- ∅ **Es ist unmöglich, Anergie in Exergie zu verwandeln.**
- ∅ **Der Exergieanteil der Wärme ist umso größer, je mehr sich die Temperatur, bei der die Wärme aufgenommen oder abgegeben wird, von der Umgebungstemperatur unterscheidet.**
- ∅ **Der Umgebungszustand besteht nur aus Anergie.**

Man erkennt an diesen Aussagen des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik eine Unsymmetrie in Richtung der Energieumwandlung. Die einem Kreisprozess zugeführte Wärme  $q$  besteht nur zu einem Teil aus Exergie  $e_q$  und zum anderen Teil aus Anergie  $b_q$ ; bei

einer reversiblen Wärmekraftmaschine (siehe Bild 42 oben) enthält die Abwärme  $q_0$  ausschließlich die Anergie  $b_q$  der zugeführten Wärme. Die Abwärme ist nicht als Verlust zu werten, sondern sie ist nichts anderes als der grundsätzlich nicht in Arbeit umwandelbare Teil der zugeführten Wärme.



**Bild 42:** Schema des Exergie- und Anergieflusses in einer reversibel (oben) und einer irreversibel (unten) arbeitenden Wärmekraftmaschine

Bei einer irreversiblen Wärmekraftmaschine (siehe Bild 42 unten) wird neben dem ohnehin enthaltenen Anergieanteil  $b_q$  zusätzlich ein Teil der zugeführten Exergie  $e_q$  auf Grund der Irreversibilitäten in Anergie verwandelt, so dass sich die Abwärme  $q_0$  um diesen Exergieverlust  $e_v$  vergrößert. Der Exergieverlust  $e_v$  ist ein echter Verlust, der jedoch durch

technische Maßnahmen verkleinert und im idealen, reversiblen Fall gänzlich vermieden werden könnte.

Da alle natürlichen Prozesse irreversibel sind, vermindert sich der Vorrat an uneingeschränkt umwandelbarer Energie (Exergie), indem sie sich in Anergie verwandelt. Bei allen natürlichen (irreversiblen) Prozessen bleibt zwar nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik die Energie in ihrer Größe oder Menge konstant, sie verliert aber nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik ihre Umwandlungsfähigkeit in dem Maße, in dem sich Exergie in Anergie verwandelt.

Alle technischen Verfahren einer Industriegesellschaft, ob sie zum Heizen, zum Kühlen, zum Herstellen oder Bearbeiten von Materialien, zum Transport von Gütern oder Personen angewendet werden, benötigen zu ihrer Durchführung Energie. Die benötigte Energie muss jedoch in Form von Nutzarbeit oder elektrischer Energie vorhanden sein – also in Form von Exergie. Wenn man im allgemeinen Sprachgebrauch von Energiequellen spricht, die uns bei der Durchführung technischer Verfahren zur Verfügung stehenden, meint man im physikalischen Sinne eigentlich Exergiequellen. Ebenso befinden sich Begriffe wie „Energieverbrauch“ und „Energieverlust“ im Widerspruch zum ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Verwendet man dagegen Begriffe wie „Exergieverbrauch“ und „Exergieverlust“, dann sind damit im physikalischen Sinne solche irreversiblen Prozesse verknüpft, bei denen Exergie in Anergie unwiederbringlich umgewandelt wird. Die Umwandelbarkeit der Energie ist somit ein Maß für den Wert einer Energieform.

## 2.17 **Schlußfolgerungen aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik**

Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik lehrt uns, dass alle abgeschlossenen Systeme zu einem Ausgleich, zu einem Zustand niedriger Ordnung ohne Unterscheidungsmerkmal führen. Jedes abgeschlossene System kann Ordnungszustände von selbst verlieren, aber nicht von selbst gewinnen. Wenn ein Zustand ohne Unterscheidungsmerkmal erreicht ist, ist keine zielgerichtete Antriebsenergie, ist keine Arbeitsfähigkeit in diesem System mehr vorhanden. Ein solches System kann als tot bezeichnet werden. Um dem zu begegnen, muss dem System Energie zugeführt werden, aus der man den Aufbau oder die Erhaltung von Ordnungszuständen schöpfen kann. Eine solche „Schöpfungsenergie“ hält die Entropiezunahme eines abgeschlossenen Systems auf oder macht sie sogar rückgängig.

Vom Ende des 18. Jahrhunderts stammte von Kant (*Immanuel Kant, deutscher Philosoph, 1724 – 1804*) ein von freien und vernünftigen Menschen nicht zu umgehendes Sittengesetz, der „Kategorische Imperativ“, der in seiner allgemeinsten Formulierung folgendermaßen lautet: *„Handle stets so, dass die Maxime deines Willens jederzeit zugleich als Prinzip einer allgemeinen Gesetzgebung gelten könne.“* Knizia bringt den Maßstab des „Kategorischen Imperativs“ Kants in Verbindung mit dem Naturgesetz des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik. Indem man sich die Unwiederbringlichkeit von umwandlungsfähigen Energie-Ressourcen bewusst macht, wird verantwortliches Handeln – gewissermaßen als Motivation zur Erhaltung der Schöpfung – zum Naturgebot erhoben. Knizia wendet den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik als Naturgesetz auch auf die Gesetzmäßigkeiten der menschlichen Gesellschaft an. Jede Gesellschaftsform, so folgert er, ob Staat, Unternehmen oder Familie erfordert zu seinem Erhalt einen unaufhörlichen Aufwand an „Schöpfungsenergie“. Ohne diesen Aufwand an „Schöpfungsenergie“ würde die jeweilige Gesellschaftsform allmählich in einen Zustand ohne Ordnung, ohne Unterscheidungsmöglichkeiten, das heißt ohne Orientierung zerfallen. Jedes schöpferische Handeln, ob die des Bauern, des Handwerkers, des Künstlers, auch die des Philosophen, Arztes, Juristen oder Ingenieurs ist darum bemüht, Ordnungssysteme zu erhalten und zu fördern, deren ethischer Wert in ihrer Lebensfreundlichkeit liegt. „Schöpfungsenergie“ im Fall menschlichen Handelns besteht aus Arbeitsfähigkeit und Kreativität.

## 1.18 Literaturverzeichnis

- [63] Baehr, Hans Dieter: *Thermodynamik*. Berlin, Heidelberg, New York, Springer-Verlag, 1973.
- [64] von Cube, Hans Ludwig (Herausgeber): *Lehrbuch der Kältetechnik I/II*. Heidelberg, Verlag C. F. Müller, 1981.
- [65] Voß, Joachim: *Grubenklima*. Essen, Verlag Glückauf GmbH, 1981.