

ZU DEM ENERGIEBEGRIFF

TO THE ENERGY CONCEPT

In the contribution three main standpoints to the energy concept definition have been presented. Besides the skeptical one, two important ways of defining energy can be distinguished: the one specific for physicists, and the second for thermodynamicians. For the first group the kind of the work, which appears in the energy concept definition, is fully trivial, but for the second group it is of the decisive importance. In the contribution the second standpoint will be motivated, in particular the need of taking into account the quality of particular energy kinds, e.g. of the work, as an energy interaction. Every energy and energy interaction consists of its exergy and anergy. And just the exergy, which describes not only quantity, but also the energy quality, is the main parameter for the power engineer, and hence should be taken into account in thermodynamic analyses. That is why every energy concept definition, which does not take account of the work quality, is not motivated in the thermodynamics at all.

Keywords: concept of energy, exergy, anergy

PRZYCZYNEK DO POJĘCIA ENERGII

W pracy przedstawiono trzy podstawowe stanowiska dotyczące definicji pojęcia energii. Oprócz podejścia sceptycznego, można rozróżnić dwa zasadnicze sposoby definiowania energii: sposób charakterystyczny dla fizyków oraz charakterystyczny dla termodynamików. Dla tych pierwszych rodzaj pracy, definiującej energię, jest zupełnie obojętny, dla drugich natomiast ma to znaczenie pierwszorzędne. W artykule uzasadnia się to ostatnie podejście, a w szczególności konieczność uwzględniania jakości poszczególnych energii, na przykład pracy, jako energii przekazywanej pomiędzy układami. Każda energia lub oddziaływanie energetyczne składa się z egzergii oraz anergii. Właśnie egzergia, która ujmuje nie tylko ilość, ale także jakość energii, jest podstawową wielkością dla energetyka, a tym samym powinna być uwzględniana w analizach termodynamicznych. Nie jest zatem w termodynamice uzasadniona definicja energii pomijająca jakość pracy.

Słowa kluczowe: pojęcie energii, egzergia, anergia

EINLEITUNG

Es gibt keine einheitliche, in der Wissenschaft anerkannte Definition des Begriffs Energie. Dafür können viele Bemühungen in der Literatur beobachtet werden, die sich mit diesem Problem auseinandersetzen. Sie alle versuchen den Begriff Energie möglichst generell zu beschreiben. Man könnte sie in drei Gruppen unterteilen, und zwar:

- 1) die eine, die von den Physikern repräsentiert wird;
- 2) die, die von den Thermodynamikern vertreten wird;
- 3) eine skeptische Vorgehensweise.

Der **Physiker** sagt z.B.:

Energie, Zeichen W , ist die gespeicherte Arbeit oder die Fähigkeit, Arbeit zu leisten [6, S. 246], oder

Energie: Fähigkeit eines Systems, Arbeit zu leisten.
Definition: Jeder physikalischen Erscheinung kann eine Größe Energie so zugeordnet werden, daß die Summe aller Energien sich zeitlich nicht ändert, obwohl die beteiligten Teilchen und Felder sich bewegen und verändern, [13, S. 120].

In der Beschreibung hat man schon mit dem Energieerhaltungssatz zu tun. Sehr ähnliche Beschreibung

des Energiebegriffs kann z.B. in einem russischen technischen Lexikon gefunden werden, und zwar

ЭНЕРГИЯ (от греч. $\epsilon\nu\epsilon\rho\gamma\epsilon\iota\alpha$ – действие, деятельность) – общая мера различных форм движения материи рассматриваемых в физике

(verallgemeinerter Maß verschiedenster Bewegungsformen der Materie, die in der Physik behandelt werden), [2, S. 586].

Es ist Interessant, daß das so vielseitige und exakte Physik-Handbuch von B.M. Jaworski und A.A. Detlaf [16] keine Definition des Energiebegriffs vorschlägt. Georgii N. Alekseev in einem höchstens interessantem Buch *Ergo-entropie* [1] gibt an, daß die erste strenge Energiedefinition schon im Jahre 1853 erschien und von William Thomson (Lord Kelvin) formuliert wurde –

энергия материальной системы в определенном состоянии есть измеренная в единицах механической работы сумма всех действий которые производятся вне системы когда она любым способом переходит из этого состояния в произвольно выбранное нулевое состояние.

* VŠB – Technische Universität Ostrava (CZ), Fakultät Maschinenbau, Lehrstuhl Energetik,
AGH University of Science and Technology, Kraków
VŠB – Technická univerzita Ostrava, Fakulta strojní, Katedra energetiky,
Akademia Górniczo-Hutnicza, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Robotyki; kozaczka@agh.edu

(Energie eines materiellen Systems in einem bestimmten Zustand ist die in den Arbeitseinheiten meßbare Summe aller Wirkungen, die im Innern dieses Systems auftreten, wenn es – das System – von diesem Zustand aus in einen beliebig ausgewählten Nullzustand übergeht).

Diese Definition wird aber von Mieczysław Mieczyński [23–25] nicht dem Lord Kelvin, sondern Max Planck [28] zugeschrieben (oder nach ihm zitiert):

Danach bezeichnen wir die Energie (Fähigkeit, Arbeit zu leisten) eines materiellen Systems in einem bestimmten Zustand als den in mechanischen Arbeitseinheiten gemessenen Betrag aller Wirkungen, die außerhalb eines Systems hervorgebracht werden, wenn dasselbe aus seinem Zustand auf beliebige Weise in einem nach Willkür fixierten Nullzustand übergeht.

Der Nobelpreisträger Enrico Fermi [9] unterscheidet zwischen zwei Energiedefinitionen, der der sogenannten *energy for dynamical systems* und der *energy for thermodynamical systems*. Die erste nennt er weiter *empirical definition* und die zweite bezeichnet er als *energy U as a function of the state of the system only*. Im Grunde genommen entspricht diese Definition der obengenannten, und zwar es muß ein willkürlich ausgewählter Bezugspunkt fixiert werden (*we consider an arbitrary chosen state 0 of our system and, by definition, take its energy to be zero*).

Thermodynamiker versuchen meistens gar nicht den Begriff Energie streng zu definieren. Für die Wärmelehre reicht es aus, wenn die Analyse der Zufuhr bzw. der Abfuhr der Arbeit und die damit erzielte Energieänderung des zutreffenden Systems diskutiert werde, und zwar als eine Folge des Energieerhaltungssatzes, z.B. [34]. In der Art und Weise wird die strenge Definition des Begriffs Energie umgegangen, z.B. Adrian Bejan [4], Norbert Elsner [7], Myron Tribus [32], Mikhail P. Vukalovitsch und Ivan I. Novikov [33], Ivan I. Novikov [27], Fran Bošnjaković [5]. Auch Hans-Dieter Baehr in seinem bahnbrechendem Lehrbuch [3] schenkt viel Acht dem Begriff der Wärme aber nicht dem der Energie. Damit auch entstehen Schwierigkeiten für einen ersten Verfasser eines Thermodynamik-Lehrbuchs. In den eigenen Bearbeitungen [19–20] ist der Autor von einer didaktisch außergewöhnlich eleganten Energie-Beschreibung ausgegangen, und zwar:

Energie – physikalische Kategorie, die alle Eigenschaften von Zuständen bzw. Prozessen beschreibt, die einer Arbeit äquivalent, d.h. ihr gleich, proportional oder auf sie projizierbar sind. Energie ist dementsprechend ein Oberbegriff, der einerseits bestimmte Systemeigenschaften beschreibt; den energetischen Inhalt des Systems als innere Energie, freie Energie, kinetische Energie aber auch Enthalpie und freie Enthalpie – und andererseits Wirkungen (Prozeßgrößen, Zufuhren) wie Stoffströme, Arbeiten und Wärmen erfaßt.

Für die Gesamtenergie, die in verschiedenen, ineinander umwandelbare Formen z.B. als thermische, mechanische, elektrische Energie usw. auftreten kann, gelten grundsätzlich Erhaltungssätze, deren spezielle Gestalt

von Randbedingungen und Prämissen (Nebenbedingungen) abhängig ist. Die wesentlichsten Energiebilanzen sind der 1. Hauptsatz der Thermodynamik und die Bernoulli'sche Gleichung. Die Prozeßgrößen (Wirkungen) sind in Arbeitsdiagrammen und Wärmediagrammen als Flächen bzw. z.B. in *i-s* Diagrammen, als Strecken darstellbar (die oben erwähnte Eigenschaft – jede direkt und indirekt durch Beobachtungen feststellbare Gegebenheit eines Stoffsystems).

Diese didaktisch so wertvolle Auffassung wurde in [11, S. 47], angegeben. Sie umfaßt eigentlich alle Probleme mit der Energie, die in der ganzen Wärmelehre auftauchen können.

Die dritte Gruppe, die **Skeptiker**, wird durch folgende Äußerungen charakteristisch:

We all know what energy is, but it is not easy to tell what it is, [31], zitiert nach [24–25], oder:

What is energy? One might expect at this point a nice clear, concise definition. Pick up a chemistry text, a physics text, or a thermodynamics text, and look in the index for “Energy, definition of,” and you find no such entry. You think this may be an oversight; so you turn to the appropriate sections of these books, study them, and find them to be no help at all. Every time they have an opportunity to define energy, they fail to do so. Why the big secret? Or is it presumed you already know? Or is it just obvious?

For the moment, I'm going to be evasive too, but I'll return to the question. Whatever it is, one thing we know about energy is that it is conserved. That's just another way of saying that we believe in the First Law of Thermodynamics. Why do we believe in it? Certainly no one has proved it. On the other hand, no one has been able to find anything wrong with it. All we know is that it has always worked in every instance where it has been applied, and we are happy with it simply because it works. Why does it work? We haven't the faintest idea; it's just a miracle of nature. The conservation law is a *description* of how nature works, not an *explanation*. Fortunately that's all we need, [26, S. 2].

Zu den skeptischen Meinungen, die die strenge Energiedefinition betreffen, gehört auch die folgende Äußerung:

So wird der Leser vergeblich eine Definition suchen, die die oft gestellte Frage beantwortet, was Energie denn „eigentlich“ sei – ganz einfach deshalb, weil eine solche Definition prinzipiell nicht möglich ist, wenn die Energie (als Variable) zu den Grundbegriffen der Theorie zählt. Denn eine Definition ist ja nicht anderes als eine Rückführung auf andere Begriffe, und daher lassen sich Grundbegriffe nicht definieren, [8], nach [23–25], aber auch:

Musimy zdać sobie sprawę, że fizyka współczesna nie mówi właściwie, czym jest energia

(Wir müssen uns darüber klar sein, daß die moderne Physik besagt eigentlich nicht, was Energie ist), [10, S. 74], nach [24].

In jeder der drei oben genannten Gruppen tritt aber implizit oder explizit der Arbeitsbegriff auf und sein strenger Zusammenhang mit dem Energiebegriff.

Interessant, daß in einer umfassenden Geschichte der Thermodynamik [12] viel über die Entwicklung des Verstehens der Energie (von lebenden Kräften der Natur, *vis viva*, bis auf die kinetische Energie hin) vorgestellt wurde, nicht aber selbst über den Energiebegriff. Auch in den weiteren sehr guten Büchern zur Thermodynamik-Geschichte [15] und zu den grundlegenden thermodynamischen Begriffen [22] findet man keine Diskussion, die die Entwicklung der Energiedefinition zum Thema hat.

1. ENERGIE UND ARBEIT

In fast allen physikalischen „Definitionen“ des Energiebegriffs erscheint der Begriff der Arbeit. Die an ein System verrichtete Arbeit oder die aus einem System gewonnene Arbeit führt zu einer Änderung des Energieinhalts des analysierten Systems. Was ist das aber für eine Arbeit? Offensichtlich ist sie die sogenannte absolute Arbeit, in der Thermodynamik sehr oft als die physikalische Arbeit bezeichnet. Zum Beispiel einem System werde eine elektrische Arbeit zugeführt. Seine Energie wird erhöht. Für die technischen Anwendungen jedoch die meist interessante Art der Arbeit ist die sogenannte Volumenarbeit, die eine Änderung der Systemgrenze verursacht. Der Physiker würde sie einfach in der Art und Weise darstellen, daß er sich eine geschlossene Systemgrenze vorstellt, die in dem Prozeß größer oder auch kleiner werden kann. Außerhalb seiner Grenze sieht eigentlich der Physiker nichts Interessantes, dieses Gebiet ist für ihn von keiner Bedeutung. Deshalb formuliert er die Arbeit, die zu einer Systemgrenzenänderung führt und die die Systemenergie ändert als

$$|L_V| = \int_{\substack{\text{Systemgrenze} \\ \text{(Oberfläche)}}} F ds = \int p Ads = \int pdV$$

wobei F die Kraft, die in Richtung der Systemgrenzverschiebung ds wirkt, und A die Gesamtfläche des analysierten Systems ist (Bild 1, links). Da die Volumen-

vergrößerung ($dV > 0$) zu einer Druckerniedrigung ($dp < 0$) führt, muß die obere Formel mit dem Minuszeichen versehen werden, d.h.

$$L_V = - \int pdV \quad (1)$$

Diese Volumenänderungsarbeit des Physikers ist also eine Volumenarbeit eines isolierten Systems und sie ist ein Maß für die Energieänderung des analysierten Systems. Es war aber dabei nichts über andere Energieerscheinungen (elektrische, magnetische, kinetische, potentielle, thermische) gesagt worden.

Für den Thermodynamiker ist diese Vorstellung natürlich von einer grundsätzlichen Bedeutung, aber sie müsse etwas modifiziert werden, um den technischen Bedürfnissen gerecht zu werden. Diese praktischen, technischen Bedürfnisse gehen von der einfachen Tatsache aus, daß der Thermodynamiker in einer bestimmten Umgebung arbeitet, und daß für ihn nicht die absolute, sondern die wirklich geleistete Arbeit wichtig ist. Diese Arbeit wird eine Nutzarbeit genannt, obwohl sie – zuerst in der deutschen Fachliteratur – die technische Arbeit genannt worden ist. Die technische Arbeit wird dem technischen Gebilde zugeführt (Arbeitsmaschinen), oder aus dem technischen Gebilde gewonnen (Motoren, speziell die Wärmemotoren). Dieses technische Gebilde wird jedoch eindeutig in einer Umgebung betrieben, die von der Natur aufgeworfen ist. Diese Umgebung wird im allgemeinen durch die Zustandsparameter T_0 (Umgebungstemperatur), p_0 (Umgebungsdruck) und etwa $x_{j,0}$ (molare Zusammensetzung) charakterisiert.

Im Bild 1 rechts ist ein solches thermodynamisches System dargestellt. Es ist ein Gas, das sich in einem Zylinder befindet, der an einer Seite durch den beweglichen Kolben eingeschlossen ist. Damit ist auch die Volumenänderung dieses Systems (des Gases) möglich, und die Arbeit wird durch die Kolbenstange übertragen. Wird aber das Gas als ein isoliertes System – so wie in dem obigen Beispiel – betrachtet, wird also die natürliche Umgebung vernachlässigt, dann wird an der Kolbenstange die sogenannte absolute Arbeit beobachtet, die aber von einem Energetiker (Thermodynamiker) eigentlich keinen praktischen Wert aufweist. Der Thermodynamiker arbeitet in

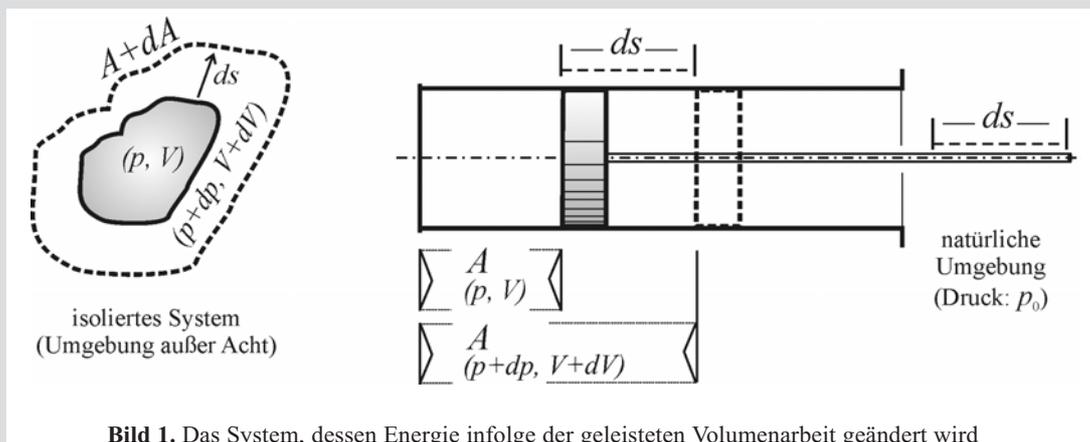


Bild 1. Das System, dessen Energie infolge der geleisteten Volumenarbeit geändert wird

einer bestimmten, von der Natur aufgeworfenen Umgebung, in der der Druck einen bestimmten, meßbaren Wert p_0 hat. Die Umgebung wirkt also auf den Kolben mit der Kraft p_0A (wobei hier A die konstante Kolbenfläche ist, die Querschnittsfläche der Kolbenstange wird vernachlässigt), die der Druckkraft pA des im Zylinder eingeschlossenen Gases entgegengesetzt ist. Die Kräftebilanz ergibt den wirklichen Unterschied $pA - p_0A = (p - p_0)A$, also die Kraft, die wirklich an den beweglichen Kolben wirkt. Die damit verbundene Arbeit ist die technische Arbeit, also Nutzarbeit, die in der natürlichen Umgebung von einem (geschlossenen) System geleistet werden kann

$$L_{V,t} = -\int (p - p_0) A ds = -\int (p - p_0) dV \equiv L_t.$$

Das Vorzeichen Minus erscheint hier wegen $dV > 0$ bei gleichzeitigem $dp < 0$, genauso wie oben.

In der Formel wird die Tatsache zur Auge gebracht ($L_t \equiv L_{V,t}$), daß es ohne Bedeutung ist, infolge welcher Prozesse die technische Arbeit geleistet worden ist, seien das die elektrischen, magnetischen Prozesse, oder auch Prozesse im Gravitationsfeld oder Prozesse der Volumenänderung. Die letzte Formel kann aber auch in die folgende Form gebracht werden

$$\begin{aligned} L_t &= -\int (p - p_0) dV = \\ &= -\int p dV - \left(-\int p_0 dV\right) = L_V - L_{V,0} = L - L_0 \end{aligned} \quad (2)$$

wobei das untere Index V vernachlässigt wurde. Die aus einem (geschlossenen) System wird also in der natürlichen Umgebung die Nutzarbeit (technische Arbeit) L_t gewonnen, die mit dem Unterschied zwischen der absoluten Systemarbeit L und der absoluten Umgebungsarbeit L_0 identisch ist.

Die aus der Diskussion auftauchende Frage ist, in welchem Maß kann die technische Arbeit (also eine Nutzarbeit) aus der absoluten (physikalischen) Volumenarbeit gewonnen werden. Es sei durch einen mechanischen (Carnot-)Koeffizienten charakterisiert

$$\begin{aligned} \eta_m^C &= \frac{L_{V,t}}{L_V} = \frac{L_t}{L} = \frac{-\int (p - p_0) dV}{-\int p dV} = \\ &= \frac{-(p - p_0)\Delta V}{-p\Delta V} = \frac{p - p_0}{p} = 1 - \frac{p_0}{p} \end{aligned} \quad (3)$$

wobei hier angenommen wurde, daß sich der Systemdruck im Prozeß nicht ändert. Die Bezeichnung Carnot bedeutet, daß man den Prozeß als reversibel betrachtet (alle Carnot-Einrichtungen sind der Annahme nach reversibel).

Die Tatsache, daß sich die technische Arbeit (Nutzarbeit) des Thermodynamikers (des Technikers, des Ingenieurs) von der absoluten (physikalischen) Arbeit des Physikers unterscheidet, hat zuerst Josiah Willard Gibbs erkannt,

nachdem er die erstgenannte genau definiert hatte. Es sei die Arbeit, die beim Heben eines Gewichts in einem Gravitationsfeld, insbesondere dem der Erde geleistet wird (nach [19, S. 57]). Im Englischen wird diese Nutzarbeit (Triearbeit) nicht nur als eine genaue Übersetzung aus dem Deutschen, *technical work*, aber auch als *shaft work* bezeichnet, also die Arbeit an der Welle der technischen Anlage. Durch das gemeinsame Betrachten des Systems und seiner Umgebung hat J.W. Gibbs eine vollkommene Thermodynamik der Potentiale entwickelt.

Die wichtigsten thermodynamischen Potentiale nach J.W. Gibbs seien:

- die innere Energie U ;
- die Enthalpie I (oder H , Bezeichnung I nach Wärme-Inhalt stammt von Richard Mollier);
- die freie Energie F (oder Helmholtz-Funktion bzw. –Potential);
- die freie Enthalpie G (oder Gibbs-Funktion bzw. –Potential).

Sie alle geben an, wie groß ist die maximal gewinnbare Nutzarbeit (also technische Arbeit!), wenn das System bei bestimmten Bedingungen auf den willkürlich gewählten Umgebungszustand gebracht werde.

Die Bedingungen (Randbedingungen) sind entsprechend:

- für U $dS = dV = 0$,
- für I $dS = dp = 0$,
- für F $dT = dV = 0$,
- für G $dT = dp = 0$.

Jedes thermodynamische System kann durch einen der genannten thermodynamischen Potentiale charakterisiert werden. Im Bild 2 ist der entsprechende Vergleich. Man siehe die spezielle, sogar Vorzugsstelle der Enthalpie.

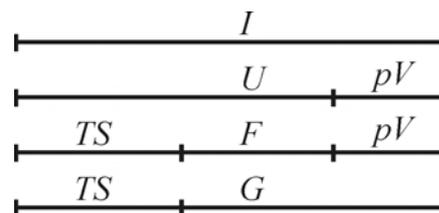


Bild 2. Vergleich der Werte von Enthalpie I , inneren Energie U , freien Energie F und freien Enthalpie G für ein und dasselbe thermodynamische System

Von da ab fehlt nur noch einen Schritt: die frei gewählte Systemumgebung werde die natürliche Umgebung, in der sich die menschliche Tätigkeit abspielt. Diese Tatsache konnte eindeutig durch die exergetische Methode ins Auge gebracht werden.

2. DRUCKAUSGLEICH IM SYSTEM

Die Energie der im Bild 1 (links und rechts) dargestellten Systeme soll gleich der mechanischen Arbeit sein, die aus diesem System maximal zu gewinnen ist. Das kann der Fall

sein, wenn in beiden Fällen eine adiabate Zustandsänderung angenommen wird. Die Arbeit ist eine Prozeßgröße, also bei ihrer Berechnung der Prozeßverlauf von außerordentlicher Bedeutung ist. Von der Vielfalt der möglichen Prozesse (z.B. Polytrope mit dem beliebigen Exponenten m) die Isobare muß ausgeschlossen werden, da für sie keine mechanische Arbeit geleistet wird. Wegen des Fehlens des Wärmeaustausches bleibt also nur eine adiabate Zustandsänderung zur Verfügung.

Für ein ideales Gas gilt:

$$pV^\kappa = \text{const}$$

oder

$$p_{W=0}V_{W=0}^\kappa = p_1V_1^\kappa = p_0V_0^\kappa = pV^\kappa.$$

Im Fall der physikalischen (absoluten) Arbeit, die für einen Physiker eigentlich die einzige Arbeitserscheinung sei, könnte der Druck p in dem aktuellen Zustand bis auf Null sinken, d.h.

$$p \rightarrow 0.$$

Die mechanische absolute Volumenarbeit nach Gleichung (1) würde dabei unendlich groß sein, was bedeuten würde, daß der Energieinhalt des Systems im Bild 1 (links) unendlich groß wäre. Das ist natürlich ein Widerspruch. Deshalb wird in den energetischen Bilanzen ein Bezugspunkt willkürlich gewählt, in dem die Energie des Systems gleich Null ist. Sei dieser Punkt durch den Druck $p_{W=0}$ gegeben (Fußindex $W = 0$ für *Energie* = 0), dann wird der Energieinhalt des analysierten Systems, dessen Druck p_1 sei, zu

$$\begin{aligned} L_{V,p_1 \rightarrow p_{W=0}} &= -\int_{p_1}^{p_{W=0}} p dV = \\ &= -p_1V_1^\kappa \int_{p_1}^{p_{W=0}} V^{-\kappa} dV = -p_1V_1^\kappa \int_{V_1}^{V_{W=0}} V^{-\kappa} dV \end{aligned}$$

wobei aus der Gleichung der Adiabate Volumengrenzen der Integration bestimmt werden konnten,

$$V_1 \rightarrow V_{W=0} = V_1 \left(\frac{p_1}{p_{W=0}} \right)^{\frac{1}{\kappa}}.$$

Weiterhin gilt

$$\begin{aligned} L_{V,p_1 \rightarrow p_{W=0}} &= \frac{1}{\kappa-1} p_1 V_1^\kappa \left[V_{W=0}^{1-\kappa} - V_1^{1-\kappa} \right] = \\ &= \frac{1}{\kappa-1} p_1 V_1^\kappa V_1^{1-\kappa} \left[\left(\frac{p_1}{p_{W=0}} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1 \right] \end{aligned}$$

und schließlich

$$\begin{aligned} L_{V,p_1 \rightarrow p_{W=0}} &= \frac{1}{\kappa-1} p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_{W=0}} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1 \right] = \\ &= \frac{1}{\kappa-1} MRT_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_{W=0}} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1 \right] \end{aligned} \quad (4)$$

Geht der Enddruck $p_{W=0}$ gegen Null, wird die in diesem adiabaten Prozeß gewonnene absolute Arbeit unendlich groß. Nur der willkürlich gewählte Bezugspunkt, in dem der Annahme nach Energie gleich Null ist, sichert, daß die berechnete absolute Arbeit einen endlichen und bestimmten Wert hat, der mit dem Energieinhalt (oder einfach der Energie) identisch ist.

Sehr ähnlich wird der maximale Betrag der technischen Arbeit nach Gleichung (2) bestimmt. In einem Prozeß des Druckausgleiches gelte

$$p_1 \rightarrow p_0$$

wobei hier der Druck p_0 dem Umgebungszustand entspricht, und dafür kann nicht beliebig gewählt werden. Sein Wert ist von der Natur aufgeworfen, und in der Zeit der Analyse bleibt unverändert.

$$L_{t,p_1 \rightarrow p_0} = -\int_{p_1}^{p_0} (p - p_0) dV = -\int_{p_1}^{p_0} p dV + \int_{p_1}^{p_0} p_0 dV.$$

Der adiabate Prozeß von dem Systemdruck p_1 bis zum Umgebungsdruck p_0 bedeutet, daß sich das Systemvolumen folgendermaßen ändert

$$V_1 \rightarrow V_0 = V_1 \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}}.$$

Damit folgt weiter

$$\begin{aligned} L_{t,p_1 \rightarrow p_0} &= -p_1 V_1^\kappa \int_{V_1}^{V_0} V^{-\kappa} dV + p_0 \int_{V_1}^{V_0} dV = \\ &= \frac{1}{\kappa-1} p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] + p_0 V_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \right] \end{aligned}$$

oder

$$L_{t,p_1 \rightarrow p_0} = \frac{1}{\kappa-1} MRT_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] + p_0 V_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \right].$$

Der erste Term ist mit der absoluten Arbeit in einem adiabaten Prozeß zwischen den Systemdrücken p_1 und p_0 identisch, der zweite Term entspricht der von der Umgebung an dem System geleisteten Arbeit. Diese technische Arbeit ist also nicht mit dem Energieinhalt des Systems identisch, sie gibt vielmehr an, wieviel Nutzarbeit von dem analysierten geschlossenen System gewonnen werden könnte, wenn am Ende des (adiabaten) Prozesses ein mechanisches Gleichgewicht mit der natürlichen Umgebung erreicht wird. Die ersten Terme der beiden letzten Gleichungen stellen eine absolute Volumenarbeit des Systems dar, wenn der Umgebungsdruck p_0 dem Nullpunkt (Bezugspunkt) der Energie entspricht, vgl. Gleichung (4).

3. INNERE UND ÄUßERE ENERGIEN

Spricht man von der Energie, so muß zwischen der inneren und der äußeren Energie unterschieden werden. Insbesondere in der Formulierung des 1. HS der Thermodynamik, da man hier viele Mißverständnisse findet. Insbesondere geht es um den Platz der kinetischen bzw. der potentiellen Energie in einer Formel des 1. HS. Die folgende Diskussion (nach [19, S. 53–54]) soll das Problem endgültig klären.

Es sei ein System, das sich aus sehr vielen Mikroteilchen zusammensetzt, und das einen Prozeß (eine Zustandsänderung) erfahre. Dabei wird die totale Arbeit aller Kräfte in dem Prozeß gleich der Änderung der kinetischen und der potentiellen Energien aller Teilchen, und zwar

$$L = \Delta E_{\text{kin}} + \Delta E_{\text{pot}}$$

Die Arbeit L ist jedoch die Summe der Arbeit der äußeren Kräfte $L^{(e)}$ und der inneren Kräfte $L^{(i)}$, und die totale Änderung kinetischer Energien ist die Summe der Änderung der kinetischen Energie der Massenmitte aller Teilchen $\Delta E_{\text{kin}}^{(e)}$, d.h. der äußeren Änderung, und der Summe von aller Änderungen der kinetischen Energien jeweiliger das System bildenden Teilchen, d.h. $\Delta E_{\text{kin}}^{(i)}$, also

$$L^{(e)} + L^{(i)} = \Delta E_{\text{kin}}^{(e)} + \Delta E_{\text{kin}}^{(i)} + \Delta E_{\text{pot}}^{(e)} + \Delta E_{\text{pot}}^{(i)} \quad (5)$$

da das gleiche trifft auch die Änderung der potentiellen Energie.

Die Arbeit der äußeren Kräfte $L^{(e)}$ ist aber wieder eine Summe einer Arbeit $L_{\text{makro}}^{(e)}$, die von den äußeren makroskopischen Kräften (Makrokräften) und einer Arbeit $L_{\text{mikro}}^{(e)}$, die von den äußeren mikroskopischen Kräften (Mikrokräften) geleistet wurde, d.h.

$$L^{(e)} = L_{\text{makro}}^{(e)} + L_{\text{mikro}}^{(e)} = L_{\text{makro}}^{(e)} + Q$$

wobei die Arbeit äußerer mikroskopischer Kräfte einfach die Wärme (sogenannte *thermische Arbeit*) bedeutet. Die

Arbeit der äußeren makroskopischen Kräfte ist also die mechanische Zusammenwirkung, d.h. die mechanische Arbeit. Daraus folgt für die totale Arbeit der äußeren Kräfte

$$L^{(e)} = L + Q.$$

Setzt man diese Gleichung in (5) ein,

$$Q + L + L^{(i)} = \Delta E_{\text{kin}}^{(e)} + \Delta E_{\text{kin}}^{(i)} + \Delta E_{\text{pot}}^{(e)} + \Delta E_{\text{pot}}^{(i)}$$

bekommt man nach dem Ordnen aller Terme und der Feststellung, daß

$$\Delta E_{\text{kin}}^{(i)} + \Delta E_{\text{pot}}^{(i)} - L^{(i)} = \Delta U$$

eine Änderung der „inneren“ Energie im Prozeß ist, das Ergebnis

$$\Delta U + \Delta E_{\text{kin}}^{(e)} + \Delta E_{\text{pot}}^{(e)} = Q + L$$

oder in der differentiellen Form

$$dU + dE_{\text{kin}}^{(e)} + dE_{\text{pot}}^{(e)} = dQ + dL$$

d.h.

$$dU + Mcdc + Mgdh = dQ + dL$$

wobei c die Geschwindigkeit des Massenmittelpunktes des betreffenden Systems und h die Höhe dieses Punktes über ein willkürlich ausgewähltes Niveau bedeutet. Damit konnte eine allgemeine Energiebilanz in Form des 1. HS der Thermodynamik erhalten werden.

Die bekannte Formel von Albert Einstein:

$$dE = c_{\text{Licht}}^2 dM \quad \text{oder} \quad E - E_0 = (M - M_0)c_{\text{Licht}}^2$$

die eine Äquivalenz der Masse und der Energie besage, bezieht sich aber nicht auf die Masse und die Energie im Ganzen, sondern nur auf die Masse, die mit der inneren Energie verbunden ist. Die Geschwindigkeit c_{Licht} in den Gleichungen ist die Lichtgeschwindigkeit.

4. EXERGIE UND ANERGIE ENERGETISCHER ZUSAMMENWIRKUNGEN

Hat man den mechanischen Carnot-Koeffizienten $\eta_{\text{m}}^{\text{C}}$ bestimmt, Gleichung (3), dann ist seine Form mit der Form des thermischen Carnot-Koeffizienten identisch

$$\eta_{\text{th}}^{\text{C}} = \frac{L_{\text{t}}}{Q} = \frac{Q - Q_0}{Q} = \frac{T\Delta S - T_0\Delta S}{T\Delta S} = 1 - \frac{T_0}{T}$$

wobei ΔS immer das Gleiche ist, und zwar wegen der Reversibilität ($dS_{\text{irr}} = 0$). Im Gegensatz zu den Physik und –

leider – vielen Thermodynamik Lehrbüchern steht hier die Temperatur der natürlichen Umgebung T_0 (so wie vorher der Umgebungsdruck p_0). Während für den Physiker ist es gleichgültig, was für eine Bezugstemperatur angenommen wird, muß das für einen Thermodynamiker (Energie-wirtschaftler) erstrangig und entscheidend sein. Und die dabei gewonnene Arbeit ist eindeutig die technische Arbeit (Nutzarbeit) L_t , und nicht eine absolute (physikalische) Arbeit L ! Der Unterschied zwischen den hier vorgestellten Carnot-Koeffizienten und den entsprechenden Wirkungsgraden des Carnot'schen Wärmemotors bzw. der kalten Turbine liegt darin, daß bei der Formulierung der Carnot-Koeffizienten die Bedingung $T > T_0$ bzw. $p > p_0$ nicht unbedingt zutreffen muß. Die beiden Kennzahlen beziehen sich jedoch auf den Fall der vollen Reversibilität.

Die Frage, die jetzt entsteht ist, welchen Teil der absoluten Volumenarbeit L und der Wärme Q kann man maximal in die technische Arbeit umsetzen? Die beiden setzen sich aus einer umwandelbaren und nicht umwandelbaren Teil. Der maximal umwandelbare bzw. minimale nicht umwandelbare Teil wird in einem reversiblen Prozeß erreicht. Nimmt man zusätzlich noch die natürlichen Umgebungsparameter T_0 bzw. p_0 , kann der 1. HS der Thermodynamik in folgender Form geschrieben werden (der Vorschlag von Zoran Rant):

$$W = E + A \quad \text{oder} \quad dW = dE + dA$$

d.h. die Energie ist die Summe der Exergie und der Anergie. Für den speziellen Fall der Wärme das ist

$$Q = E_Q + A_Q$$

wobei $E_Q = \eta_{\text{th}}^C Q = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) Q$ und $A_Q = \frac{T_0}{T} Q$ ist,

und für den Fall der absoluten Volumenarbeit L

$$L = E_L + A_L$$

wobei $E_L = \eta_m^C L = \left(1 - \frac{p_0}{p}\right) L$ und $A_L = \frac{p_0}{p} L$.

Im Fall der technischen Arbeit (Nutzarbeit) ist die Energie gleich der Exergie, und zwar

$$L_t = E_{L_t} \quad \text{und} \quad A_{L_t} = 0.$$

Dies betrifft auch andere Energieformen (energetische Zusammenwirkungen), für die das entsprechende natürliche Umgebungspotential gleich Null ist, z.B. für die elektrische Arbeit gilt

$$L_{\text{el}} = E_{L_{\text{el}}} + A_{L_{\text{el}}}.$$

Da sie durch die Gleichung

$$dL_{\text{el}} = U_{\text{el}} dq_{\text{el}}$$

beschrieben wird (U_{el} ist das elektrische Potential, dagegen q_{el} die elektrische Ladung), und das elektrische Potential der natürlichen Umgebung (der Erde) gleich Null ist ($U_{\text{el},0} = 0$), folgt:

$$E_{L_{\text{el}}} = L_{\text{el}} = L_t \quad \text{und} \quad A_{L_{\text{el}}} = 0.$$

Die elektrische Arbeit ist also mit der technischen Arbeit (Nutzarbeit) identisch. Weitere derartige Überlegungen wurden in [29–30] ausführlich behandelt.

5. EXERGIE UND ANERGIE EINES SYSTEMS (EINER STOFFMENGE)

In der Thermodynamik werden vier verschiedene Systemarten unterschieden, und zwar das isolierte System (keine Zusammenwirkungen mit der Umgebung), geschlossenes (nur Austausch der Wärme Q und der absoluten Arbeit L möglich), das Durchflußsystem (durch Hans-Dieter Baehr ausgesondert, bis jetzt noch nicht generell anerkannt: Austausch der Wärme und der Arbeit der Druckkräfte Vdp , die mit der technischen Arbeit identisch ist) und offene Systeme (jede energetische Zusammenwirkung mit der Umgebung möglich). Zwei von den genannten Systemen sind von der grundsätzlichen Bedeutung für die sogenannte technische Thermodynamik, und zwar das Durchflußsystem und das geschlossene System. Die Energie des ersten Systems ist durch seine Enthalpie I charakterisiert, und die des zweiten durch seine innere Energie U . So wie die energetischen Zusammenwirkungen, auch die Systemenergien (innere Energie bzw. Enthalpie) werden sich aus der entsprechenden Exergie und der Anergie zusammensetzen.

Der 1. HS für das geschlossene System lautet

$$dU = dQ + dL$$

Werden für die Wärme und absolute Arbeit entsprechende Gleichungen, die die Exergie und Anergie enthalten, eingesetzt

$$dU = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) dQ + \frac{T_0}{T} dQ + \left(1 - \frac{p_0}{p}\right) dL + \frac{p_0}{p} dL$$

und so wie vorher angenommen, daß

$$dU = dE_U + dA_U$$

so kann nach der Gruppierung der Terme

$$\begin{aligned} dE_U &= \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) dQ + \left(1 - \frac{p_0}{p}\right) dL = \\ &= dU - dA_U = dU - \frac{T_0}{T} dQ - \frac{p_0}{p} dL \end{aligned}$$

erhalten werden. Da aber:

$$dQ = TdS \quad \text{und} \quad dL = -pdV$$

ist, bekommt man schließlich

$$dE_U = dU - T_0 dS + p_0 dV \equiv L_t \quad (6)$$

Dies ist die maximale technische Arbeit, die von einem geschlossenen System erhalten werden kann, wenn sich das analysierte System in der natürlichen Umgebung befindet.

Für das Durchflußsystem gilt der 1. HS in Form von

$$dI = dQ + Vdp = dQ + dL_t,$$

(weil $Vdp = L_t$ ist) und der Reihe nach folgt:

$$dI = dE_I + dA_I,$$

$$dI = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) dQ + \frac{T_0}{T} dQ + dL_t,$$

$$dE_I = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) dQ + dL_t = dI - \frac{T_0}{T} dQ.$$

Daraus bekommt man endlich die Gleichung

$$dE_I = dI - T_0 dS \equiv L_t \quad (7)$$

die in den Anfängen der Entwicklung der exergetischen Methode als eine Definitionsgleichung dieser Größe galt. Georgi Stilianow Kalitzin nennt die durch Gleichungen (6) und (7) ausgedrückten Größen die *Exergie der inneren Energie* und die *Exergie der Enthalpie*, was auch sehr logisch ist, [17]. Die erstgenannte wurde einst von William Thomson (Lord Kelvin) angegeben (!) und von ihm als *Motivity (Mo)* genannt [11]. Die entsprechenden integralen Formen dieser Gleichungen sind

$$E_U = U - U_0 - T_0(S - S_0) + p_0(V - V_0)$$

und

$$E_I = I - I_0 - T_0(S - S_0).$$

Für ein ideales Gas ist bekanntlich:

$$U - U_0 = Mc_V(T - T_0),$$

$$I - I_0 = Mc_p(T - T_0),$$

$$S - S_0 = Mc_p \ln \frac{T}{T_0} - MR \ln \frac{p}{p_0} = Mc_p \ln \frac{T}{T_0} + MR \ln \frac{V}{V_0}.$$

Damit können die aus einem Stoffstrom (Fluidstrom) oder einer Stoffmenge (Fluidmenge) maximal gewinnbaren

technischen Arbeiten (Nutzarbeiten) berechnet werden. Sie entsprechen den Exergien E_I bzw. E_U

$$E_U = Mc_V(T - T_0) - Mc_p T_0 \ln \frac{T}{T_0} - MRT_0 \ln \frac{V}{V_0} - p_0(V - V_0) \equiv L_t \quad (8)$$

und

$$E_I = Mc_p(T - T_0) - Mc_p T_0 \ln \frac{T}{T_0} + MRT_0 \ln \frac{p}{p_0} \equiv L_t \quad (9)$$

Diese Gleichungen kann man beliebig umformen, indem man die Mayer'schen Gleichungen:

$$c_p - c_V = R \quad \text{bzw.} \quad \frac{c_p}{c_V} = \kappa$$

und die Zustandsgleichung idealer Gase

$$pV = MRT$$

in Betracht nimmt.

Die Gleichung (8) gibt also an, wieviel technische Arbeit kann aus einer Menge M des idealen Gases entzogen werden in einem reversiblen Prozeß in der natürlichen Umgebung. In der gleichen Weise Gleichung (9) gibt an, wieviel technische Arbeit kann aus dem Strom M (bzw. \dot{M}) des idealen Gases gewonnen werden, und zwar im Fall eines reversiblen Prozesses in der von der Natur aufgeworfenen Umgebung.

6. EINFACHE ENERGETISCHE EINRICHTUNGEN

Unter diesem Begriff werden vereinfachte Schemas verstanden, die die Arbeitsweise grundsätzlicher energetischer Einrichtungen abbilden. Im Unterschied zu den üblich angewendeten traditionellen Schemata, wo z.B. die Wärmereservoirs, zwischen den die Wärmeeinrichtung arbeitet, gezeichnet werden, wird hier eine andere Vorgehensweise bevorzugt. Die Wärme ist keine Zustandsgröße, es kann also kein Wärmereservoir existieren (egal, welchen didaktischen Wert so eine Vorstellung hätte). Natürlich, alle möglichen Vereinfachungen seien zugelassen, wenn es um die Klarheit gehe. Es scheint aber besser zu sein, die entsprechenden energetischen Einrichtungen so darzustellen, daß sie zwischen den zwei Werten von Zustandsgrößen betrieben werden: diese Zustandsgrößen wären die sogenannten verallgemeinerten thermodynamischen Kräfte wie Temperaturen, Drücke, chemische Potentiale, elektrische Potentiale, die Höhe, usw. So z.B. arbeitet der Wärmemotor zwischen zwei Temperaturen, einer höheren T_H und einer niedrigeren T_L . In der Energietechnik jedoch eine dieser Temperaturen – im Falle

des Wärmemotors die niedrigere T_L – ist eindeutig die vor der Natur aufgeworfene Umgebungstemperatur T_0 .

Die erste Einteilung der energetischen Einrichtungen wird in der Art und Weise vorgenommen, daß die entsprechende energetische Zusammenwirkung, die durch diese Einrichtung durchströmt, ausgesondert wird. Damit können die thermischen und die mechanischen energetischen Einrichtungen unterschieden werden. Sie werden in Bildern 3 und 4 schematisch dargestellt. Die symbolischen Bezeichnungen wurden in [18] und [21, S. 129–134], genau erklärt. Das gleiche Bild erhält man auch für die einfachen chemischen Einrichtungen, lediglich wird anstatt der Temperatur oder des Druckes das entsprechende chemische Potential. Ist ein Specie in der natürlichen Umgebung vorhanden (z.B. Oxygen O_2 , Kohlendioxid CO_2 oder Nitrogen N_2) mit der molaren Konzentration (Molenbruch) $x_{j,0}$, kann eine der Wärmepumpe (Bild 3) oder dem Verdichter (Bild 4) ähnliche chemische Maschine angewendet werden, um es in einen reinen Zustand ($x_j = 1$) zu bringen. Dazu wird die entsprechende technische Separationsarbeit zugeführt. Wird aber das jeweilige Specie in der natürlichen Umgebung nicht vorhanden sein, dann muß in einer mit dem Wärmemotor oder der kalten Turbine identischen chemischen Einrichtung eine chemische Devaluationsreaktion (Entwertungsreaktion) nach Jan Szargut realisiert werden. Das entsprechende Schema eines Elektromotors wird mit dem Wärmemotor oder der kalten Turbine identisch sein, wobei aber die Temperaturen und Drücke durch elektrische Potentiale U_{el} bzw. $U_{el,0}$ und die

Wärmen oder absolute Arbeiten durch elektrische Ladungen q_{el} bzw. $q_{el,0}$ ersetzt werden. Da aber das elektrische Potential der natürlichen Umgebung gleich Null ist ($U_{el,0} = 0$), wird damit auch $q_{el,0} = 0$.

Es ist leicht zu beweisen, daß die in Bildern 4 und 5 dargestellten thermischen bzw. mechanischen einfachen Einrichtungen symmetrische Eigenschaften haben. So z.B. der thermische Wirkungsgrad des Wärmemotors bzw. der mechanische Wirkungsgrad der kalten Turbine sind gleich

$$\eta_{th,WM}^C = \frac{L_t}{Q} = \frac{Q - Q_0}{Q} = \frac{T\Delta S - T_0\Delta S}{T\Delta S} = 1 - \frac{T_0}{T} \quad (10)$$

sowie

$$\eta_{m,kT}^C = \frac{L_t}{L} = \frac{L - L_0}{L} = \frac{-p\Delta V - (-p_0\Delta V)}{-p\Delta V} = 1 - \frac{p_0}{p} \quad (11)$$

und die entsprechenden Wirkungsgrade der Wärmepumpe und des Verdichters

$$\eta_{th,WP}^C = \frac{Q}{L_t} = \frac{Q}{Q - Q_0} = \frac{T\Delta S}{T\Delta S - T_0\Delta S} = \frac{T}{T - T_0}$$

sowie

$$\eta_{m,Ve}^C = \frac{L}{L_t} = \frac{L}{L - L_0} = \frac{-p\Delta V}{-p\Delta V - (-p_0\Delta V)} = \frac{p}{p - p_0}$$

usw. Der Hochindex C weist darauf hin, das die betreffende energetische Einrichtung reversibel arbeitet (C wie Carnot).

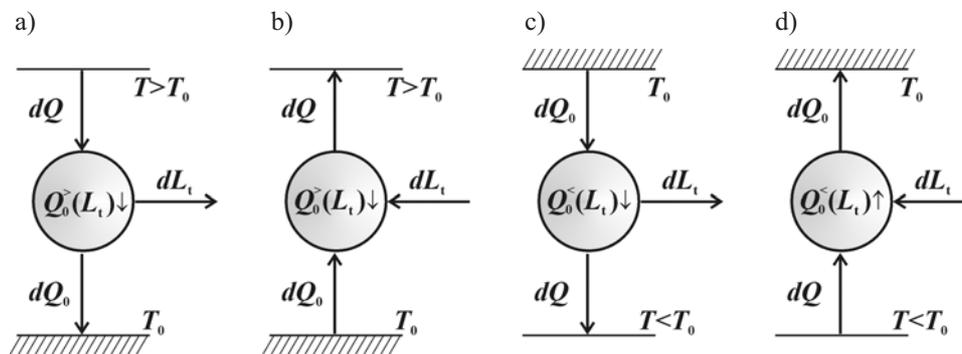


Bild 3. Einfache thermische Einrichtungen: a) Wärmemotor; b) Wärmepumpe; c) Niedertemperatur-Wärmemotor; d) Kältemaschine

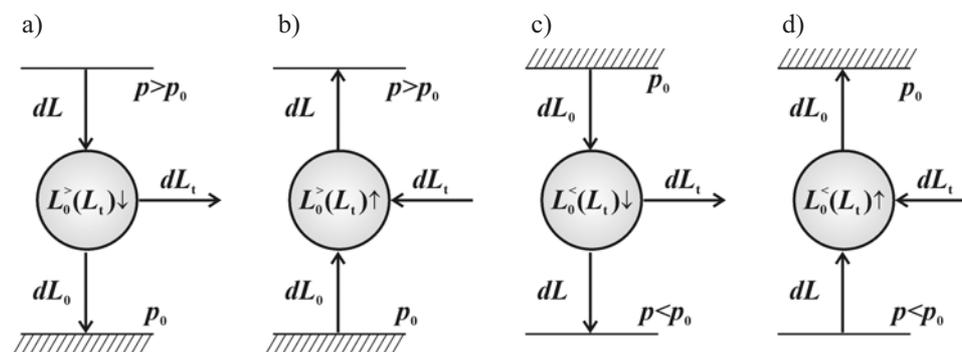


Bild 4. Einfache mechanische Einrichtungen: a) kalte Turbine; b) Verdichter; c) kalte Niederdruckturbine; d) Vakuumpumpe

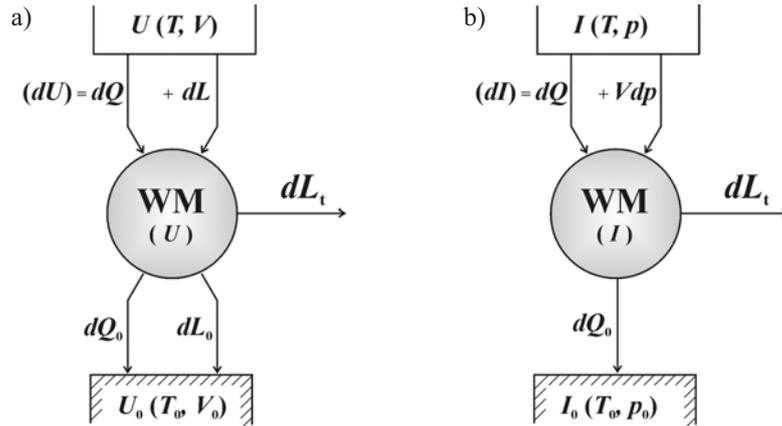


Bild 5. Wärmemotor (WM), der aus der inneren Energie U eines geschlossenen Systems (einer Stoffmenge) heraus die technische Arbeit L_t bereitstellt (a), oder die Enthalpie I eines Durchflusssystems (eines Fluidstroms) in die technische Arbeit L_t umwandelt (b)

Wie würde aber eine solche einfache energetische Einrichtung symbolisch aussehen, wenn man die technische Arbeit L_t aus einer inneren Energie des geschlossenen Systems oder aus einer Enthalpie des Durchflusssystems (des Fluidstroms) gewinnen wolle?

Ein solcher Versuch ist im Bild 5 dargestellt. Da sowohl die innere Energie U eines geschlossenen Systems (als eine Funktion unabhängiger Variablen T und V), als auch die Enthalpie I des Durchflusssystems oder die des Fluidstromes (als Funktion unabhängiger Variablen T und p) kalorische Zustandsparameter sind, sei es hier berechtigt sein von den entsprechenden Reservoiren – dem der inneren Energie und dem der Enthalpie – zu reden. Die maximale technische Arbeit wird aus diesen Reservoiren $U(T, V)$ bzw. $I(T, p)$ gewonnen, wenn ihre Zustandsparameter Temperatur T bzw. der Druck p (oder Volumen V) auf die natürlichen Umgebungswerte T_0 bzw. p_0 (oder V_0) in einem reversiblen Prozeß gebracht werden. Das untere Reservoir von U_0 bzw. I_0 ist die von der Natur aufgeworfene Umgebung, wo die entsprechenden Intensitäten die Werte T_0, p_0 oder V_0 annehmen.

Das im Bild 5 dargestellte Schema genügt den folgenden Bedingungen, die aus den Gleichungen (6)–(7) hervorgehen, und zwar

$$dL_t = dU - dQ_0 - dL_0$$

was im Fall der Reversibilität ($dS_{irr} = 0$) zu

$$dL_t = dU - T_0 dS + p_0 dV \equiv E_U$$

führt (Bild 5, links), bzw.

$$dL_t = dI - dQ_0$$

und im Fall der Reversibilität

$$dL_t = dI - T_0 dS \equiv E_I$$

(Bild 5, rechts). Für ein ideales Gas und einen reversiblen Prozeß werden die im Bild 5 gezeichneten, erhaltenen

technischen Arbeiten (Nutzarbeiten) nach den Gleichungen (8) bzw. (9) berechnet.

Jetzt sollen noch die entsprechenden thermischen Wirkungsgrade der im Bild 5 dargestellten Wärmemotoren bestimmt werden. Offensichtlich in den beiden Fällen ist die gewonnene technische Arbeit der energetische Nutzen, und den energetischen Aufwand stellen entweder die innere Energie, oder die Enthalpie dar. Somit erhält man:

$$\begin{aligned} \eta_{th,U}^C &= \frac{L_t}{\Delta U_0} = \frac{\Delta U_0 - Q_0 - L_0}{\Delta U_0} = \\ &= \frac{\Delta U_0 - T_0 \Delta S_0 + p_0 \Delta V_0}{T \Delta S_0 - p \Delta V_0} = 1 - \frac{T_0 \Delta S_0 - p_0 \Delta V_0}{T \Delta S_0 - p \Delta V_0} \end{aligned} \quad (12)$$

wobei:

$$\Delta U_0 = U - U_0, \quad \Delta S_0 = S - S_0, \quad \Delta V_0 = V - V_0,$$

sowie

$$\begin{aligned} \eta_{th,I}^C &= \frac{L_t}{\Delta I_0} = \frac{\Delta I_0 - Q_0}{\Delta I_0} = \frac{\Delta I_0 - T_0 \Delta S_0}{\Delta I_0} = \\ &= 1 - \frac{T_0 \Delta S_0}{T \Delta S_0} = 1 - \frac{T_0}{T} \end{aligned} \quad (13)$$

wobei

$$\Delta I_0 = I - I_0.$$

Aus der Gleichung (12) geht hervor, daß für einen isochoren Prozeß ($dV=0$ oder $V=V_0$) der Wirkungsgrad der die innere Energie eines geschlossenen Systems umwandelnde Einrichtung (Bild 5, links) dem thermischen Wirkungsgrad eines einfachen Wärmemotors (Bild 3, ganz links) gleich ist, und für einen isentropen Prozeß ($dS=0$ oder $S=S_0$) ist er mit dem mechanischen Wirkungsgrad

eines einfachen Kaltturbinen (Bild 4, ganz links) identisch, Gleichungen (10)–(11). So ein Ergebnis aber konnte mit Sicherheit erwartet werden.

Mehr „kompliziert“ scheint die richtige Deutung der Gleichung (13) zu sein, und zwar wegen dem Einsetzen $T\Delta S_0$ anstelle von ΔI_0 . Man denke sich aber dabei die thermodynamischen Potentiale von Josiah W. Gibbs und die Tatsache, daß die Energie einer verdichteten Luft – thermodynamisch gesehen – keinen Wert hat, ist also von ihrer Druck unabhängig. Die Enthalpie dieser Luft hängt nur von der Temperatur ab.

Die durch Gleichungen (12)–(13) angegebenen Wirkungsgrade werden in der exergetischen Prozeßanalyse die exergetischen Kennzahlen genannt (*availability factor* nach [14]). Diese dimensionslose Parameter sind Quotienten der Exergie und der jeweiligen Energie, für die diese Exergie errechnet worden ist.

ZUSAMMENFASSUNG

Da der Energiebegriff nicht eindeutig definiert werden kann, muß zwischen der Begriffswelt eines Physikers und der eines Thermodynamikers unterschieden werden. Für den Physiker ist die praktische Anwendbarkeit der analysierten Arbeiten nicht von so grundsätzlicher Bedeutung als für den Thermodynamiker. Der letztgenannte, ein Ingenieur (Energetiker, Energiewirtschaftler), wirkt in einer bestimmten natürlichen Umgebung, die er nicht außer Acht lassen darf. Deshalb ist für den Thermodynamiker der Begriff der technischen Arbeit (Nutzarbeit, Triebarbeit) von grundsätzlicher Bedeutung. Die Thermodynamik wurde zu einem Wissenschaftszweig, um die Wandlung der Wärme in die technische Arbeit beschreiben zu können, deshalb auch die beiden energetischen Zusammenwirkungen Q und L_t im Vordergrund aller thermodynamischen Analysen stehen. Für die sogenannte chemische Thermodynamik war der Begriff der technischen Arbeit bisher unwesentlich: sie beschäftigte sich hauptsächlich mit den Phasen- und Reaktionsgleichgewichten. Die so für die Energetik wichtigen chemischen Prozesse, wie die Verbrennung und Vergasung, sollen aber auch in der sogenannten technischen Thermodynamik analysiert werden. Leider, nicht überall wird das verstanden, sogar setzt man sich oft sehr stark gegen Einbeziehung der chemischen Überlegungen in thermodynamische Analysen energetischer Systeme.

Die angeführte Diskussion zeigte, daß für den Thermodynamiker (Energiewirtschaftler) der Exergiebegriff noch wichtiger ist, als es scheinen mag. Eigentlich nur der in die Nutzarbeit umwandelbare Teil jeder Energieform ist von Bedeutung.

Literatur

- [1] Алексеев Г.Н.: *Энергоэнтропика*. Издательство „Знание“, Москва 1983
 [2] Артоболевский И.И. (Red.): *Политехнический словарь*. Издательство „Советская энциклопедия“, Москва 1976

- [3] Baehr H.-D.: *Thermodynamik – Eine Einführung in die Grundlagen und ihre technischen Anwendungen*. 3. neubearbeitete Auflage, Springer-Verlag, Berlin – Heidelberg – New York 1973; russ.: Бэр Г.Д.: *Техническая термодинамика – теоретические основы и технические приложения*. Издательство „Мир“, Москва 1977
 [4] Bejan A.: *Advanced Engineering Thermodynamics*. John Wiley & Sons, New York – Chichester – Brisbane – Toronto – Singapore 1988
 [5] Bošnjaković F.: *Technische Thermodynamik*. I. Teil, 6. Aufl., Verlag Theodor Steinkopff, Dresden 1972, II. Teil, 5. Aufl., Verlag Theodor Steinkopff, Dresden 1971
 [6] Brockhaus: *ABC Naturwissenschaft und Technik: 1 – A–K*. 2. Aufl. VEB F.A. Brockhaus Verlag, Leipzig 1973
 [7] Elsner N.: *Grundlagen der technischen Thermodynamik*. 4. Aufl., Akademie-Verlag, Berlin 1980
 [8] Falk G.: *Theoretische Physik*, Band II: *Thermodynamik*. Berlin 1968
 [9] Fermi E.: *Thermodynamics*. Dover Publications, Inc., New York 1956, ISBN 486–60361–X (Prentice-Hall, Inc., New York 1937), russ.: Ферми Э.: *Термодинамика*, Изд. 2-е, стереотипное, Издательство Харьковского Университета, Харьков 1973
 [10] Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M.: *Feynmana wykłady z fizyki*. t. 1, cz. 1, PWN, Warszawa 1974
 [11] Fleischer L.-G., Picht H.P.: *Technische Thermodynamik – Begriffe, Gleichungen, Daten, Hinweise*. Reihe Verfahrenstechnik, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1973
 [12] Гельфер Я.М.: *История и методология термодинамики и статистической физики*. Изд. второе, переработанное и дополненное, Издательство „Высшая Школа“, Москва 1981
 [13] Gruhn G., Fratzscher W., Heidenreich E.: *ABC Verfahrenstechnik*. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1979
 [14] Ishida M., Kawamura K.: *Energy and Exergy Analysis of a Chemical Process System with Distributed Parameters Based on the Enthalpy-Direction Factor Diagram*. Ind.Eng.Chem. Process Dev. 21(1982)4, pp. 690–695
 [15] Ястржембский А.С.: *Термодинамика и история ее развития*. Издательство „Энергия“, Москва – Ленинград 1966
 [16] Jaworski B.M., Detlaf A.A.: *Physik griffbereit, Definitionen – Gesetze – Theorien*. Akademie-Verlag, Berlin 1973
 [17] Kalitzin G.: *Einheitliche Betrachtung der verschiedenen Formen der Exergie und der Anergie*. Wissenschaftliche Zeitschrift der Technischen Hochschule Otto von Guericke Magdeburg 13(1969)5, S. 465–470
 [18] Kozaczka J.: *Systematykacja urządzeń energetycznych w aspekcie możliwości jednolitej termodynamicznej oceny ich doskonałości działania (Systematics of Energy Devices in a Bearing of the Possibility of a Unified Thermodynamic Rating of Their Operation)*. Zeszyty Naukowe AGH Mechanika 14(1995)4, s. 465–475
 [19] Kozaczka J.: *Podstawy termodynamiki (Fundamentals of Thermodynamics)*. Wydawnictwo Taurus–K, Kraków 1997, ISBN 83-907268-1-5
 [20] Kozaczka J.: *Mały leksykon termodynamiki. Kompedium podstaw: definicje – wzory – objaśnienia (A Concise Thermodynamics Lexicon. Fundamentals Compendium: Definitions – Formulas – Commentaries)*. Wydawnictwo Taurus–K, Kraków 1998, ISBN 83907268-4-X
 [21] Kozaczka J.: *Thermodynamic Analysis of Energy Conversion Processes*. Problemy Inżynierii Mechanicznej i Robotyki (Problems of Mechanical Engineering and Robotics) Nr 8, Wydział Inżynierii Mechanicznej i Robotyki AGH, Kraków 2002, ISBN 83-913400-0-7
 [22] Кричевский И.Р.: *Понятия и основы термодинамики*. Изд. 2-е пересмотренное и дополненное, Издательство „Химия“, Москва 1970
 [23] Mieczynski M., Wiśniowski W., Siatka J.: *Energie*. Wiss.Z. TU Dresden 32(1983)2, S.171–173 (V. Thermodynamik-Kolloquium der TU Dresden, Wissenschaftsbereich Thermodynamik, 2.–6.11.1981, Johannegeorgenstadt)
 [24] Mieczynski M.: *Energia*. Politechnika Wroclawska, Instytut Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów (private Mitteilung 1999)
 [25] Mieczynski M.: *Istota symetrii termodynamiki klasycznej i współczesnej*. Oficyna Wydawnicza Politechniki Wroclawskiej, Wrocław 2002
 [26] Ness, Van H.C.: *Understanding Thermodynamics*. Dover Publications, Inc., New York 1983
 [27] Новиков И.И.: *Термодинамика*. Издательство „Машиностроение“, Москва 1984

- [28] Planck M.: *Das Prinzip der Erhaltung der Energie*, Leipzig 1921
- [29] Rögner H.: *Anschauliche Thermodynamik der Energiewandlung*. Atomkernenergie (ATKE) 32(1978)4, S.212–214
- [30] Rögner H.: *Energiewandlung – eine thermodynamische Analyse*. Brennstoff–Wärme–Kraft (BWK) 40(1988)1/2, S.34–37
- [31] Theobald D.W.: *The Concept of Energy*. London 1966
- [32] Tribus M.: *Thermostatics and Thermodynamics. An Introduction to Energy, Information and States of Matter, with Engineering Applications*. D. Van Nostrand Company, Princeton – New Jersey 1966, russ.: Трайбус М.: *Термостатика и термодинамика*. Издательство „Энергия”, Москва 1970
- [33] Вукалович М.П., Новиков И.И.: *Термодинамика*. Издательство „Машиностроение”, Москва 1972
- [34] Zschernig J.: *Zur Definition des Energiebegriffes*. private Mitteilung (2004), Technische Universität Dresden, Fakultät Maschinenwesen, Institut für Energietechnik