

DER THERMODYNAMISCHE EINFLUSS DES STAUBGEHALTES BEI KOMPRESSIBLEN ARBEITSMEDIEN

Von

F. KONECSNY

Lehrstuhl für Aero- und Thermotechnik Technische Universität, Budapest

Eingegangen am 2. Februar 1973

Vorgelegt von Prof. Dr. E. PÁSZTOR

Auf verschiedenen Gebieten der Technik (z. B. pneumatische Förderanlagen, Fluidisation, Entstaubungsanlagen, elektro-gasdynamische Energieumwandlung, usw.) kommen strömungstechnische Vorgänge vor, die durch aus gasförmigen und aus feinverteilten festen (staubförmigen) Bestandteilen bestehende Strömungsmedien gekennzeichnet sind. Durch die Anwesenheit der festen Komponente stellt sich die Frage, wie sich solche Strömungsmedien in aero- und thermodynamischer Hinsicht verhalten.

Im allgemeinen kann man hier drei Grundfälle unterscheiden. Im ersten Falle hat das strömende gasförmige Medium überall die gleiche Temperatur und diese stimmt mit der Festteilchentemperatur überein. Vorgänge solcher isothermischen Art spielen sich meistens in Anlagen für pneumatischen Stofftransport ab. Derartige Vorgänge theoretisch und experimentell zu untersuchen ist eine rein aerodynamische Aufgabe.

Im zweiten Grundfall haben die festen und die gasförmigen Komponente des Strömungsmediums verschiedene Temperaturen. Dies ist die Lage, zum Beispiel, bei der Beförderung heißer feinkörniger Feststoffe durch kalten Luftstrom oder bei Apparaten für Kontaktwärmeaustausch zwischen den gasförmigen und körnigen Wärmeträgern. Solange es sich nur um mäßige Druck- und Dichteänderungen handelt, darf die gasförmige Komponente in diesem Grundfall als inkompressibel betrachtet werden. Zur Handhabung dieser Problemengruppen sind neben der Aerodynamik lediglich die Methoden der Wärmeübertragungslehre anzuwenden.

Im Gegensatz dazu stehen die Erscheinungen des dritten Grundfalles. Diese lassen sich durch thermodynamische Zustandsänderungen der gasförmigen Komponente kennzeichnen, wobei sich sowohl Druck und spezifisches Volumen als auch die Temperatur des Gases verändern. Die Strömung kompressibler Medien durch Düsen, Diffusoren, Schaufelgitter, usw. ist mit solchen Zustandsänderungen verbunden. Der Festteilengehalt des Strömungsmediums kann hier eine besonders wichtige Rolle spielen.

Den Gegenstand dieser Arbeit bildet die qualitative Untersuchung einiger Fragen des Einflusses fester Bestandteile auf das thermodynamische Verhalten

strömender Medien, die aus einer kompressiblen Gaskomponente und aus einer feinverteilten festen Komponente bestehen. Nachfolgend werden solche Zweikomponentensysteme der Einfachheit halber kurz Gemisch, die festen bzw. gasförmigen Komponenten Staub bzw. Gas genannt.

Da die Staubteilchen volumenbeständig sind, können sie in thermodynamischem Sinne keine Arbeit leisten. Dennoch verläuft die Zustandsänderung des Gemisches infolge des Festteilchengehaltes ganz anders, als wenn das Strömungsmittel in seiner Gesamtheit expansionsfähig (d. h. zusammendrückbar) wäre. Die Temperaturänderungen des Staubes und des Gases während der Zustandsänderung weichen im allgemeinen voneinander ab. Der Grund für die Änderung der Gastemperatur liegt einerseits in der geleisteten Volumenänderungsarbeit und andererseits in dem inneren Wärmeaustausch, während der inkompressible Staub seine Temperatur ausschließlich aus letzterem Grund verändert.

Betrachten wir eine elementare Zustandsänderung des Zweikomponentensystems, wobei dem Gemisch pro Masseneinheit die Wärme dq zugeführt wird. (Dabei bedeuten $dq > 0$ Wärmezufuhr, $dq < 0$ Wärmeabfuhr.) Dadurch verändern sich die Gas- bzw. Staubtemperatur um dT bzw. dT_0 , der Druck bzw. das spezifische Volumen des Gases um dp bzw. dv . Enthält das Gas von 1 kg Menge eine Staubmenge von m kg, so läßt sich der erste Hauptsatz der Thermodynamik in der Form

$$dq = c_v dT + mcdT_0 + pdv \quad (1)$$

schreiben. (Die Gaskomponente wurde hier als ideales Gas betrachtet.) Nehmen wir nun vorläufig ganz formal an, daß die Änderung der Staubtemperatur in der Form

$$dT_0 = kdT \quad (2)$$

ausgedrückt werden kann, wobei der Faktor k irgendeine physikalisch später zu erklärende Funktion seines Argumentes A bedeutet:

$$k = k(A). \quad (3)$$

In dieser Annahme folgt für den ersten Hauptsatz

$$dq = \frac{c_v + mck}{R} (pdv + vdp) + pdv, \quad (4)$$

wenn die Gastemperaturänderung nach der Zustandsgleichung der idealen Gase

$$pv = RT \quad (5)$$

durch den Druck und das spezifische Volumen ausgedrückt wird.

Für die Anwendungen ist die spezielle Zustandsänderung dieses Zwei-

komponentensystems besonders wichtig, bei der weder Wärmezufuhr noch Wärmeabfuhr nach außen stattfinden. Wir beschäftigen uns im nachfolgenden mit solchen adiabatischen Prozessen.

Besteht das System aus einer einzigen und zwar gasförmigen Komponente, die auch im strömungsmechanischen Sinne als ideales, d. h. reibungsfreies Medium betrachtet wird, so spielt sich seine adiabatische Zustandsänderung bekanntlich gemäß der Beziehung

$$pv^{\kappa} = \text{const.} \quad (\kappa = c_p/c_v) \quad (6)$$

isentropisch ab. Diese Gleichung verliert ihre Gültigkeit, falls im System irgendeine innere Wärmeerzeugung (z. B. durch innere Reibung) oder Wärmeübertragung stattfindet. Es ist leicht einzusehen, daß solche inneren Wärmeübergangsprozesse innerhalb eines Zweikomponentensystems zwischen den Komponenten auch im adiabatischen Falle zustande kommen können, da ja die Gas- und Staubtemperaturen im allgemeinen verschieden sind. Es ist zu erwarten, daß die adiabatische Zustandsänderung der Zweikomponentensysteme im allgemeinen nicht isentropisch verläuft.

Im Falle eines reibungslosen Gases kommt — wie bekannt — keine Antriebskraft an den Staubkörnchen zustande und der Feststofftransport ist unmöglich. Die Annahme der Reibungslosigkeit sollte deshalb lediglich zur Veranschaulichung der thermodynamischen Folgen, d. h. der Möglichkeit einer reversiblen Zustandsänderung dienen. Nachfolgend wird der Einfachheit halber die innere Wärmeerzeugung durch Reibung außer acht gelassen. Wir beschäftigen uns nur mit der Wirkung der inneren Wärmeübergangserscheinungen zwischen den Komponenten. Es ist aber nochmals zu betonen, daß in einem reellen Vorgang die innere Wärmeerzeugung durch Reibung und der innere Wärmeübergang die Abweichung der adiabatischen Zustandsänderung der Zweikomponentensysteme von der Isentrope zusammen verursachen. (Dadurch ist es leicht einzusehen, wie man die sog. »ideale Polytrope« verwirklichen könnte. Die Bedingung wäre die Ausschaltung der inneren Wärmeerzeugung durch Reibung, was natürlich nur gedanklich möglich ist.)

Um den Zusammenhang zwischen den thermischen Zustandsgrößen des Staub-Gas-Gemisches bei der adiabatischen Zustandsänderung zu erhalten, wird in den ersten Hauptsatz $dq = 0$ eingesetzt.

Mit dem Wert der Gaskonstante $R = c_p - c_v$ liefert Gl. (4) die Differentialgleichung

$$\frac{c_p + mck}{c_v + mck} \cdot \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0. \quad (7)$$

Um die Integration dieser Gleichung durchzuführen, muß die in Gl. (2) definierte Funktion $k = k(A)$ bekannt sein, die den Zusammenhang zwischen den im allgemeinen voneinander abweichend ablaufende Temperaturänderungen

der beiden Komponenten des Gemisches ausdrückt. Der thermodynamische Einfluß der festen Komponente auf die gasförmige äußert sich gerade darin, wie diese Temperaturänderungen miteinander verknüpft sind. In diesem Sinne kann $k(A)$ auch als Einflußfunktion bezeichnet werden.

Betrachten wir nun die Einzelheiten der adiabatischen Zustandsänderung des Gemisches etwas näher, um auch über das physikalische Wesen der Einflußfunktion Information zu erhalten. Der Einfachheit halber wird angenommen, daß die Temperaturen der Komponenten im Anfangszustand übereinstimmen. Wird der Impulsaustausch zwischen den beiden Komponenten außer acht gelassen, kann der Staub auf das Gas nur durch Wärmeaustausch eine Wirkung ausüben. Die Einflußfunktion steht mit diesem Wärmeaustausch in engstem Zusammenhang.

In dem Grenzfall, wenn die Wärmeleitfähigkeit des Gases gegen Null strebt, kann an den Grenzflächen zwischen beiden Komponenten kein Wärmeübergang zustande kommen. Obwohl sich die Gastemperatur wegen der Volumenänderungsarbeit ändert, bleibt die Staubtemperatur konstant. Das Nichtvorhandensein des inneren Wärmeaustausches führt also nach Gl. (2) zum Wert $k = 0$.

Wir gelangen zum anderen Grenzfall, wenn der innere Wärmeübergang unendlich schnell abläuft. Dazu wäre aber eine unbegrenzt zunehmende Wärmeübergangszahl an der Oberfläche der Staubteilchen oder eine unendlich große Wärmeaustauschfläche nötig. Unter diesen Umständen bleiben die Temperaturen der beiden Komponenten im Laufe der ganzen Zustandsänderung einander gleich. Bei unbegrenzt zunehmender Intensität des inneren Wärmeaustausches erhält man also nach Gl. (2) den Wert $k = 1$.

In den oben erwähnten Fällen war es kennzeichnend, daß die Einflußfunktion einen konstanten Wert hat. Im allgemeinen ändert sich k im Laufe der Zustandsänderung je nach den Bedingungen des inneren Wärmeaustausches. Die Verhältnisse lassen sich am Beispiel einer adiabatischen Expansion des Gemisches veranschaulichen. Das mit einem gegebenem Mengenverhältnis m gekennzeichnete Gemisch soll im Anfangszustand die Temperatur T_a und den Druck p_a haben. Diese Zustandsgrößen bestimmen in der Ebene (T, p) den dem Anfangszustand entsprechenden Punkt a (Abb. 1). Die Änderung des Gaszustandes spielt sich gemäß der durchgezogenen Linie b ab. Die Gastemperatur fällt ab, denn die Expansionsarbeit wird auf Kosten der inneren Energie des Gases geleistet. Deshalb wird das Gas im Laufe der Expansion immer kälter als der Staub sein und es bildet sich dem momentanen Wärmeübergangsumständen entsprechend eine Wärmeströmung vom Staub gegen das Gas heraus. Das hat einerseits zur Folge, daß die Staubtemperatur im Laufe der Expansion gleichfalls abfällt (siehe Abb. 1, gestrichelte Linie c), andererseits, daß sich das Gas nicht so abkühlen kann, als ob die Expansion isentrop wäre. Das Gas erfährt also eine sog. geheizte polytrope Zustandsänderung. (Die

Linie *b* fällt nicht so steil ab, wie die strichpunktierte Isentrope *d* durch den Punkt *a*.) Derjenige Teil der dem infinitesimalen Druckabfall dp entsprechenden Gastemperaturänderung dT , den die aus dem Staubgehalt stammende Wärmemenge hervorruft, ist dieser Wärmemenge proportional. Über die Änderung dT_0 der Staubtemperatur darf dasselbe gesagt werden. Der Wärmestrom zwischen Staub und Gas, bezogen auf die Volumeneinheit des Gases ($J/s \cdot m^3$), ist desto größer, je größer der momentane Temperaturunterschied $T_0 - T$ zwischen Staub und Gas, je größer die Gesamtoberfläche der Staubteilchen je Volumeneinheit und je größer die momentane Wärmeübergangszahl α . Letztere wird neben den geometrischen und strömungsmechanischen

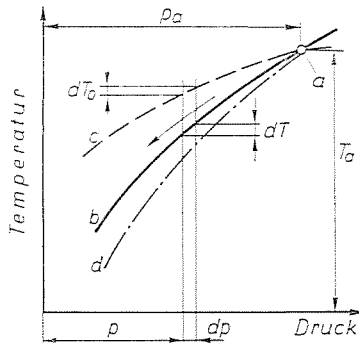


Abb. 1. a Anfangszustand; b Verlauf der Gastemperatur T ; c Verlauf der Staubtemperatur T_0 ; d Linie der isentropen Zustandsänderung

Größen, durch Stoffkonstante, also durch die augenblicklichen Zustandsgrößen p, T des Gases bestimmt. Mit Hilfe der gasdynamischen Energiegleichung kann auch die Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Gaszustand ausgedrückt werden; so ist einzusehen, daß die Temperaturänderungen dT, dT_0 und letzten Endes auch die Einflußfunktion k im Laufe der Expansion, neben einigen Parametern (z. B. Korngröße, Mengenverhältnis) hauptsächlich als Funktionen der Zustandsgrößen gelten dürfen. Diese Behauptung ist aber nur von theoretischem Belang, die gegenseitige Beeinflussung von strömungsmechanischen, thermodynamischen und Wärmeaustauscherscheinungen ist nämlich so verwickelt, daß es unmöglich ist, für die Einflußfunktion eine allgemeingültige analytische Beziehung abzuleiten.

Dieser Gedankengang gilt sinngemäß auch für die adiabatische Verdichtung (siehe Abb. 2) des betrachteten Zweikomponentensystems, mit dem Unterschied, daß der innere Energieinhalt des Gases wegen der zugeführten Kompressionsarbeit zunimmt; im Laufe des Vorgangs wird das Gas immer wärmer sein als der Staub. Der innere Wärmestrom nimmt die entgegengesetzte Richtung. Der Staub kühlt das Gas ab, während er sich selbst aufwärmt. Die Zustands-

änderung der Gaskomponente entspricht also einer gekühlten Polytrope, die unter der Isentrope d verläuft.

Bei dieser qualitative Betrachtung der adiabatischen Vorgänge des Zweikomponentensystems zeigte es sich, daß die beiden Teiländerungen, die bei der Zustandsänderung die Gastemperaturänderung erzeugen (infolge des inneren Wärmeüberganges einerseits und der Volumänderungsarbeit andererseits), immer entgegengesetzten Sinnes sind, unabhängig davon, ob es sich um einen Expansions- oder einen Kompressionsvorgang handelt. Im Absolutwert ist

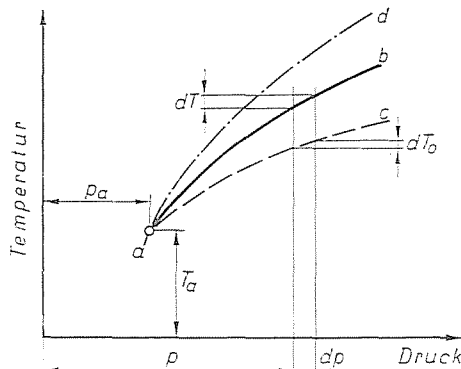


Abb. 2. a Anfangszustand; b Verlauf der Gastemperatur T ; c Verlauf der Staubtemperatur T_0 ; d Linie der isentropen Zustandsänderung

die letztere Teiländerung immer größer, so daß die resultierende Gastemperaturänderung bei der Expansion negativ, bei der Kompression positiv ist. Bei Expansionsvorgängen nimmt die Gastemperatur ab, bei Kompressionsvorgängen nimmt sie zu. Der Einfluß des Staubgehalts äußert sich darin, daß Abnahme bzw. Zunahme geringer sind, als bei isentropen Vorgängen ohne Staubgehalt.

Auf Grund dieser Überlegungen läßt sich ferner feststellen, daß bei adiabatischen Zustandsänderungen des Gemisches die Einflußfunktion durch die inneren Wärmeübergangsverhältnisse bestimmt wird. Zwischen den beiden konstanten Grenzwerten $k = 0$ und $k = 1$ ist sie (bei nicht vorhandenem bzw. unbegrenzt zunehmendem innerem Wärmeübergang) eine (im allgemeinen empirisch zu ermittelnde) Funktion von mehreren Variablen, die den inneren Wärmeübergang beeinflussen (geometrische Daten, Mengenverhältnis, Stoffwerte, Strömungsverhältnisse, thermische Zustandsgrößen des Gases usw.). In Gl. (3) sind diese Variablen im Argument A symbolisch zusammengefaßt.

Kommen wir nun auf die Integration der Gl. (7) zurück. Mit der Annahme eines konstanten Wertes für k kann diese Aufgabe leicht gelöst werden. Die Abkürzung

$$n = \frac{c_p + mck}{c_v + mck} \quad (8)$$

eingeführt, erhält man für die adiabatischen Zustandsänderungen des Gemisches den Ausdruck:

$$pv^n = \text{const.} \quad (9)$$

Diese Gleichung hat die Form einer Polytrope mit dem Exponenten n . Aus den Gl. (8) und (9) ist leicht zu erkennen, daß bei einer qualitativ (c_p, c_v, c) und quantitativ (m) gegebenen Zusammensetzung des Gemisches der Charakter dieser Zustandsänderung nur von der Einflußfunktion k abhängt.

Ist $k = 0$ (das ist der Fall, wenn zwischen Staub und Gas kein Wärmeaustausch erfolgt), so ist $n = \kappa$, unabhängig von dem Wert m . Die Zustandsänderung des Gases ist also bei einem beliebigem Mengenverhältnis isentrop.

Ist $k=1$ (der Wärmeaustausch zwischen den Komponenten läuft unendlich schnell ab) und strebt dabei die Wärmekapazität mc des Staubes gegen unendlich, so ist $n = 1$. Das Gas erfährt eine isothermische Zustandsänderung.

Diese auf mathematischer Grundlage ermittelten Ergebnisse stehen mit dem physikalischen Inhalt in Einklang. Im Falle $k = 0$ ist dies offensichtlich, aber auch bei $k = 1$ kann eingesehen werden, daß eine unendlich große innere Wärmespeicherung notwendig ist, damit die Änderung des Gaszustandes ohne äußeren Wärmeaustausch bei konstanter Temperatur abläuft.

Die erwähnten Spezialfälle können sich nicht verwirklichen, da die dazu nötigen extremen Wärmeaustauschbedingungen nicht erfüllt werden. Der innere Wärmestrom kann weder verhindert noch unbegrenzt erhöht werden. Dementsprechend verläuft die wirkliche adiabatische Zustandsänderung des Gemisches (auch wenn die Gaskomponente als reibungslos betrachtet wird) nach einer Polytrope. Diese geht im Grenzfall in eine Isentrope oder in eine Isotherme über je nach dem, wie groß die Intensität der inneren Wärmeströmung ist. In der Wirklichkeit hat also der Polytropenexponent einen Wert zwischen 1 und κ .

Hat die Einflußfunktion k keinen konstanten Wert, so führt die Integration von Gl. (7) zu einem Zusammenhang zwischen den thermischen Zustandsgrößen der Gaskomponente, der sich nicht in der Form (9) ausdrücken läßt. Aber auch in solchen Fällen ist es zweckmäßig, den Zusammenhang in der obigen Form auszudrücken. Das ist auch bei den Kolbenmaschinen so üblich, obwohl das Indikatorgramm deutlich zeigt, daß sich der Polytropenexponent n im Laufe der Kompression bzw. Expansion infolge der zeitlich veränderlichen Wärmeübergangsverhältnisse an den Zylinderwänden ändert.

Die durch innere Reibung herbeigeführten Strömungsverluste machen die isentrope Expansion eines idealen Gases bekanntlich zu einem irreversiblen Vorgang. In adiabatischen Fällen bleibt die Reibungswärme im Strömungsmedium und erwärmt es. Die Gastemperatur wird höher sein als die der isentropen Expansion entsprechende Temperatur. Das Gas unterliegt also einem geheizten polytropen Vorgang.

Die adiabatischen Expansionsvorgänge eines reibungsbehafteten Strömungsmediums und der gasförmigen Komponente unseres Gemisches geben im ersten Augenblick den Anschein, daß es sich um die gleichen Vorgänge handelt. Obwohl das sich ausdehnende Gas sowohl durch die Reibungswärme als auch durch die aus dem Staubgehalt stammende Wärme erwärmt wird, besteht zwischen diesen beiden Vorgängen ein wesentlicher Unterschied. Die Reibungswärme vermindert den eigenen inneren Energieinhalt des Gases, folglich ver-

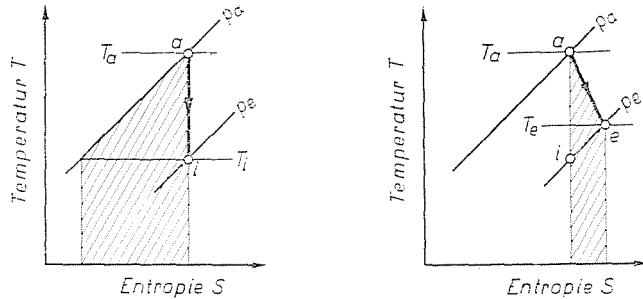


Abb. 3. a Anfangszustand; e Endzustand der geheizten politropen Zustandsänderung; i Endzustand der isentropen Zustandsänderung

mindert sie die gewinnbare Arbeit im Verhältnis zur isentropen Expansionsarbeit. Die aus dem Staub übertragene Wärme setzt sich hingegen zum Energieinhalt des Gases hinzu, und steigert dadurch die Expansionsarbeit. Die Verhältnisse können im Temperatur-Entropie-Diagramm leicht verfolgt werden.

In Abb. 3* sind eine isentrope (links) und eine geheizte polytrophe Expansion (rechts) dargestellt. (Letztere soll beide obenerwähnten Arten der polytropen Expansionen repräsentieren. Nehmen wir also an, daß die dem Gas zugeführte Wärmemenge in beiden Fällen gleich ist.) Beide Expansionen gehen von demselben Anfangszustand a (gekennzeichnet durch den Druck p_a und der Temperatur T_a) aus und enden bei demselben Enddruck p_e . Die polytrophe Endtemperatur T_e liegt wegen der inneren Wärmezufuhr höher als die isentrope T_i . Die Endzustände seien mit den Buchstaben e (Polytrophe) und i (Isentrope) bezeichnet. Bekanntlich kann die technische Expansionsarbeit der isentropen Zustandsänderung zwischen a und i durch die schraffierte Fläche (Bild links) dargestellt werden. Die technischen Arbeiten, die aus den geheizten polytropen Expansionen zu gewinnen sind, werden mit dieser Arbeit verglichen. Dazu ist auch die im $T-S$ -Diagramm als Fläche dargestellte, dem Gas zugeführte Wärme notwendig. Diese ist im Bild rechts unter der Linie des polytropen Expansionsvorgangs zwischen a und e schraffiert gezeichnet.

* Die $T-S$ -Diagramme in den Abbildungen 3, 4 und 5 sind im gleichen Maßstab gezeichnet.

Nehmen wir zuerst an, daß diese Wärme völlig durch die Reibungsverluste erzeugt wird. Obwohl sie im adiabatischen Falle ausschließlich aus dem Energieinhalt des Gases stammen kann, geht diese Wärme von dem Gesichtspunkt der technischen Arbeitsleistung aus, nicht ganz verloren. Die im Laufe der Expansion aus der Reibungsarbeit umgewandelten infinitesimalen Wärmemengen können durch weitere Expansion des Gases bis zum Enddruck p_e wieder in Arbeit umgesetzt werden. Dieser sog. Wärmerückgewinn ist auf

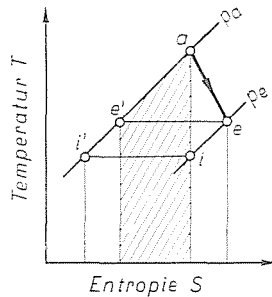


Abb. 4. a Anfangszustand; e, i Endzustand der geheizten politropen, bzw. der isentropen Zustandsänderung; e', i' Hilfspunkte

dem Bild rechts durch den dreieckförmigen Flächenteil $a-e-i-a$ dargestellt. Um die technische Arbeit der adiabatischen Expansion eines reellen (reibungsbefaheten) Gases im Temperatur-Entropie-Diagramm zu erhalten, ist nur der Teil der die Reibungswärme darstellenden Fläche aus der isentropen Arbeitsfläche (Bild links) in Abzug zu bringen, der unter der Linie des Expansionsenddruckes p_e liegt. Da — wie bekannt — die Isobaren im $T-S$ -Diagramm eine in Richtung der S -Achse verschobene Kurvenschar bilden, ist es klar, daß der Flächenteil Abb. 4 unter dem Abschnitt $i' - e'$ der Isobare $p_a = \text{const.}$ kongruent mit der in Abzug zu stellenden Wärme fläche ist. Der schraffierte Teil in Abb. 4 stellt also die aus der adiabatischen Expansion zwischen den Druckgrenzen p_a und p_e tatsächlich gewinnbare technische Arbeit dar, wenn das Arbeitsmittel ein reibungsbehaftetes Gas ist. Die Linie $a - e$ entspricht der durch die Reibungswärme geheizten polytropen Zustandsänderung. Es ist zu sehen, daß die geleistete technische Arbeit kleiner ist, als sie bei der zwischen denselben Druckgrenzen ablaufenden isentropen Expansion eines reibungslosen Gases sein würde.

Stellen wir uns vor, daß die geheizte polytrope Expansionslinie $a - e$ in Abb. 3 rechts nun eine adiabatische Zustandsänderung der als reibungslos vorausgesetzten Gaskomponente des Gemisches darstellt. In diesem Fall stammt die dem Gas im Laufe der Expansion zugeführte Wärme nicht aus dem eigenen Energieinhalt, also stellt die schraffierte Wärme fläche — vom obigen Fall abweichend — keine Verlustwärme dar. Daher ist, einerseits, ihr unterer Teil

aus der isentropen Arbeitsfläche nicht in Abzug zu bringen, andererseits, ist die Dreiecksfläche $a - e - i - a$ zu der isentropen Arbeitsfläche hinzuzufügen. Man erhält also die technische Arbeit, die aus dem adiabatischen Expansionsvorgang zwischen den Druckgrenzen p_a, p_e des Gemisches zu gewinnen ist (Abb. 5). Der Linienabschnitt $a - e$ stellt auch hier die geheizte polytrophe Zustandsänderung dar, die das Gas erfährt.

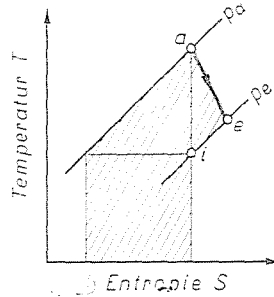


Abb. 5. Bezeichnungen wie bei Abb. 4

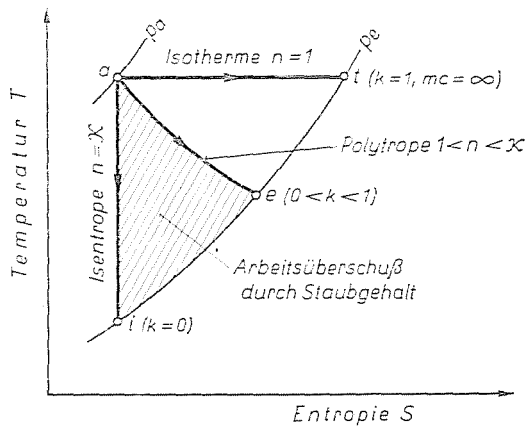


Abb. 6. a Anfangszustand; e Endzustand der geheizten politropen; i der isentropen; t der isothermen Zustandsänderung

Der Vergleich der Arbeitsflächen in Abb. 3 links, in Abb. 4 und Abb. 5 bestätigt sehr anschaulich die frühere Feststellung, daß dieselbe geheizte polytrophe Expansion eines reibungsbehafteten Einzelgases bzw. der Gaskomponente des Gemisches weniger bzw. mehr technische Arbeit leistet als die isentrop geleistete Arbeit wäre. Es ist aus unserer Sicht am wichtigsten festzustellen, daß der Staubgehalt des Gemisches (obwohl die volumbeständigen Staubteilchen unmittelbar keine Arbeit leisten können) durch die Verminderung seines Wärmeinhaltes indirekt für die Erhöhung der Arbeitsleistung der Gaskomponente sorgt. Darin besteht die energetische Bedeutung des Staubgehalts. In welchem Maße die Umsetzung des Wärmeinhaltes der festen Kom-

ponente in technischer Arbeit möglich ist, hängt letzten Endes von der Intensität des inneren Wärmeüberganges ab. Diese Abhängigkeit äußert sich im Temperatur-Entropie-Diagramm über den formal durch den Exponenten n bestimmten Verlauf der Expansionslinie. In Abb. 6 sind verschiedene Expansionen der Gaskomponente des Gemisches zwischen den Druckgrenzen p_a und p_e dargestellt. Bei unverändertem Aufgangszustand a liegen die Expansionslinien bis über der Isobaren $p_e = \text{const.}$ in den Punkten, deren Lage durch den Wert des betreffenden polytropen Exponenten n bestimmt ist. Die Grenzfälle sind: isentrope Expansion ($n = \infty$, Endzustand mit i bezeichnet) und isotherme Expansion ($n = 1$, Endzustand mit t bezeichnet). Der Expansionsendzustand e liegt im allgemeinen auf der Isobare $p_e = \text{const.}$ zwischen den Punkten i und t . Auch die entsprechenden Werte der Einflußfunktion sind eingezeichnet. Die schraffierte Fläche stellt den aus dem Wärmehalt des Staubes umgesetzten Arbeitsüberschuß dar. Es ist deutlich zu erkennen, daß diese Fläche desto größer ist, je lebhafter der innere Wärmeübergang, also je höher der Wert der Einflußfunktion.

Zusammenfassung

Der Aufsatz befaßt sich mit der qualitativen Untersuchung des Einflusses von festen Bestandteilen auf das thermodynamische Verhalten kompressibler Medien, die außer der Gaskomponente auch eine feinverteilte staubförmige feste Komponente enthalten. Es wird gezeigt, daß die adiabatischen Zustandsänderungen solcher Medien in Form einer zwischen den isothermischen und isentropischen Zustandsänderungen liegenden Polytrope ablaufen. Der Polytropenexponent hängt von der Intensität der inneren Wärmeübertragung zwischen den Komponenten ab.

Dr. Ferenc KONECSNY H-1521 Budapest