

# OPTIMALE KÄLTEPROZESSE IM LICHTE EINER NEUEN AUFFASSUNG

Von

L. KÁTAI

Lehrstuhl für Kalorische Maschinen, Technische Universität, Budapest

(Eingegangen am 30. Juni 1969)

Vorgelegt von Prof. D. BRODSZKY

Die sich mit der maschinellen Kühlung befassenden Lehrbücher und die Literatur im allgemeinen behandeln die Kälteprozesse nach Abb. 1, 2 oder 3 unter Voraussetzung entweder optimaler oder verlustbehafteter Bedingungen. Vom Carnotprozeß nach Abb. 1 kann nachgewiesen werden, daß er zwischen den Temperaturgrenzen  $T - T_0$  die höchstmögliche spezifische Kälteleistung abgibt. Unter theoretischen Bedingungen gilt:

$$\varepsilon_1 = \frac{q_0}{AL} = \frac{i_1 - i_4}{(i_2 - i_1) - (i_3 - i_4)} \text{ kcal/kcal}$$

bzw.

$$\varepsilon_1 = \frac{q_0}{AL} = \frac{T_0}{T - T_0} \text{ kcal/kcal.}$$

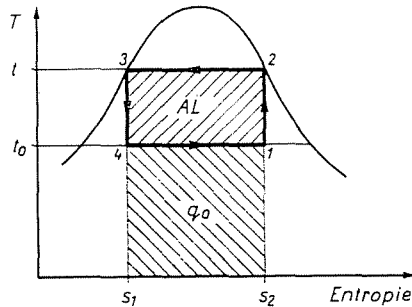


Abb. 1

Im Falle gemäß Abb. 1 saugt der Verdichter Naßdämpfe im Zustand 1 ein, die sich am Ende der Kompression, dem Punkt 2 entsprechend, in einem trockengesättigten Zustand befinden. Naßdampf kann auch unter realen Bedingungen verdichtet werden, Förderleistung und Wirkungsgrad eines unter solchen Umständen arbeitenden Verdichters sind jedoch wesentlich geringer

als eines, der trockengesättigte oder etwas überhitzte Dämpfe ansaugt. Deshalb ist dieser Kreisprozeß lediglich von theoretischer Bedeutung.

Der Kälteprozeß nach Abb. 2 unterscheidet sich von dem vorangegangenen nur insofern, als der Verdichter trockengesättigte Dämpfe ansaugt, die sich im Laufe der Kompression überhitzen. Die spezifische Kälteleistung beträgt unter theoretischen Bedingungen:

$$\varepsilon_2 = \frac{q_0}{AL} = \frac{i_{1'} - i_4}{(i_{2'} - i_{1'}) - (i_3 - i_4)} \text{ kcal/kcal.}$$

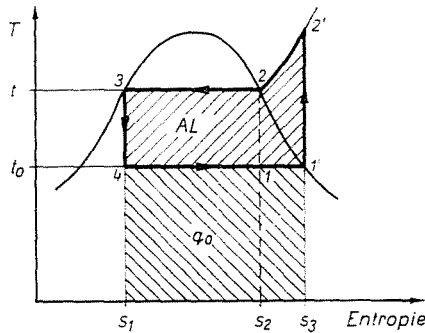


Abb. 2

Infolge des niedrigen Wirkungsgrades des Kältemittelkreislaufes 11'2'21, der dem Kreislauf 12 341 des Falles 1 angeschlossen ist, wird die spezifische Kälteleistung im Falle 2 geringer sein als im Falle 1:

$$\varepsilon_2 < \varepsilon_1.$$

In den beiden erwähnten Fällen erfolgte die Abkühlung des flüssigen Kältemittels mit einer Temperatur von  $t$  durch adiabatische Entspannung der Flüssigkeit. Sogar unter idealen (verlustlosen) Bedingungen erbringt die Entspannung der Flüssigkeit verhältnismäßig wenig Arbeit. Unter verlustbehafteten Bedingungen ist der Energiegewinn derartig gering, daß es sich nicht lohnt, komplizierte Expansionsmaschinen zu verwenden. Man kann ohne letztere auskommen, da sich für die Abkühlung des Kältemittels andere, einfachere Möglichkeiten bieten.

Bei dampfförmigen Kältemitteln besteht die Möglichkeit zum Weglassen der Expansionsmaschine infolge des eindeutigen Zusammenhanges, der zwischen Druck und Temperatur der gesättigten bzw. nassen Dämpfe besteht. Wird der Druck einer Flüssigkeit mit gesättigter Temperatur mittels eines in die Rohrleitung eingebauten Drossелеlementes von  $p$  auf  $p_0$  herabgesetzt,

so sinkt deren Temperatur von dem zu Druck  $p$  gehörenden  $t$  auf den zu Druck  $p_0$  gehörenden Wert  $t_0$  ebenso, wie sie bei einer Entspannung von gleicher Größe gesunken wäre.

Abb. 3 zeigt das Zustandsänderungsdiagramm einer solchen Kälteanlage. Durch Weglassen der Expansionsmaschine ging die aus ihr gewinnbare Entspannungsarbeit

$$AL_e = i_3 - i_4 \quad \text{kcal/kg}$$

vollkommen verloren, da das Kältemittel beim Durchströmen eines Drossel-elementes (eines Ventils) keine Arbeit leistet. Es ist also zur Aufrechterhaltung des Kältemittelkreislaufes um soviel mehr Arbeit erforderlich.

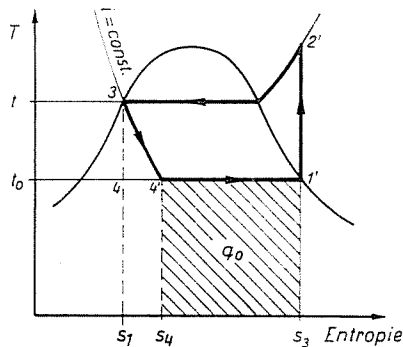


Abb. 3

Das Weglassen der Expansionsmaschine wirkt sich auch anderweitig aus. Die Wärme, die im Laufe der Entspannung in Arbeit umgewandelt worden wäre, verbleibt im Kältemittel. Daher verringert sich die mit 1 kg Kältemittel erreichbare Kälteleistung. Aus obigen zwei Gründen fällt auch die spezifische Kälteleistung. Für Kältemittelkreisläufe mit Drosselung nach Abb. 3 gilt unter theoretischen Umständen:

$$\varepsilon_3 = \frac{q_0}{AL} = \frac{i_{1'} - i_{4'}}{i_{2'} - i_{1'}} \quad \text{kcal/kcal.}$$

Aufgrund obiger Ausführungen kann von den spezifischen Kälteleistungen der drei Kälteprozesse behauptet werden, daß

$$\varepsilon_1 > \varepsilon_2 > \varepsilon_3.$$

Beim kältetechnischen Unterricht erfolgt die Behandlung der Kältemittelkreisläufe zumeist in obiger Reihenfolge, ergänzt mit der Beschreibung der Verluste in den einzelnen Teilprozessen. Diese Behandlungsweise bildet

ihre eigene Anschauung heraus. Es ist für die sich unter den Fachleuten herausgebildete Ansicht bezeichnend, daß man vom theoretischen Kreislauf ausgeht und trachtet, bei der praktischen Verwirklichung diesem möglichst nahe-zukommen.

Diese Anschauung hat gewisse anfechtbaren Punkte:

1. Es steht nicht fest, ob sich von den unter realen Bedingungen verwirklichten Kältekreisläufen der theoretisch als bester betrachtete als optimaler erweisen wird.

2. Man beschränkt die Zustandsänderung der Flüssigkeit zwischen Druckgrenzen  $p - p_0$  bei konstanter Entropie in den — theoretisch als optimal bezeichneten — Kältemittelkreisläufen nach Abb. 1 und 2 willkürlich auf die adiabatische Entspannung.

3. Aus obigem folgt der Irrtum, wonach sich die Herabsetzung der zur Aufrechterhaltung des Kreislaufes erforderlichen Energie *allein* durch Rückführung in den Kreislauf jener Energie verwirklichen ließe, die aus dem Kältemittel mit einer über der Kühltemperatur  $t_0$  stehenden Temperatur  $t$  gewinnbar ist.

In Wirklichkeit kann jedoch die Entropie = konstante Zustandsänderung nicht nur eine adiabatische Entspannung, sondern auch eine davon zum Teil oder völlig abweichende andere *reversible* Zustandsänderung sein. Sollte es nun eine solche geben, so könnte ihre praktische Verwirklichung möglicherweise mit weniger Verlusten als bei adiabatischer Entspannung erfolgen. Es kann daher vorkommen, daß unter den theoretischen Lösungen ein von der adiabatischen Entspannung abweichender, doch damit gleichwertiger, oder zwar verlustbehafteter, jedoch bei der Drosselungs-Zustandsänderung weit verlustärmerer Prozeß bei realen Bedingungen den optimalen Erfolg bietet.

### Kritische Betrachtungen über die Flüssigkeitsentspannung

Unter den bekannten Kältemittelkreisläufen haben diejenigen einen höheren Wirkungsgrad, in denen die Flüssigkeit durch adiabatische Entspannung die Kühltemperatur erreicht. Unter realen Bedingungen zeigen sich bei adiabatischer Entspannung Verluste, die die gewinnbare Arbeitsmenge herabsetzen. Um die Gründe der Entspannungsverluste zu klären, sollen nun die Zustandsänderungen, die bei der Entspannung der Flüssigkeit auftreten, vom Gesichtspunkt ihrer praktischen Nützlichkeit unter die Lupe genommen werden.

Die Flüssigkeiten können, solange sie unterkühlt sind, praktisch nicht entspannt werden. In Kälteanlagen befindet sich die aus dem Verflüssiger austretende Flüssigkeit immer in der Nähe jener Sättigungstemperatur, die dem Druck entspricht. Wird in diesem Fall im Flüssigkeitsraum eine Druckänderung hervorgerufen (z. B. durch Erweiterung des flüssigkeitsbegrenzenden

Raumes, durch Entspannung), so beginnt nach entsprechendem Druckabfall die Dampfbildung. Entspannbar wird die Flüssigkeit durch die sich bereits gebildeten und sich infolge des weiteren Druckabfalles weiterbildenden Dämpfe gemacht. Während der Entspannung müssen daher die Zustandsänderungen eines einzigen, jedoch in zwei verschiedenen Aggregatzuständen (Flüssigkeit und Dampf) befindlichen Mediums verfolgt werden. Die Entspannung der Flüssigkeit zunächst mit Sättigungstemperatur setzt sich aus folgenden Teilprozessen zusammen:

1. Infolge der Volumenvergrößerung fällt zunächst der Druck der Flüssigkeit, sodann des Flüssigkeit-Dampf-Gemisches von  $p$  allmählich auf  $p_0$  herab.

2. Der Druckabfall bewirkt nach und nach das Verdampfen eines Teiles der Flüssigkeit. Zuzufolge der Verdampfung geht die Temperatur des ganzen Mediums von  $t$  allmählich auf  $t_0$  zurück.

3. Die verdampften Teile entspannen sich vom Druck im Augenblick ihrer Verdampfung auf den Entspannungsenddruck  $p_0$ .

4. Aus den durch Druckabfall verdampften, zunächst trockengesättigten Dämpfen scheidet im Laufe der Entspannung Flüssigkeit aus, woraus zufolge des weiteren Druckabfalles wieder Dampf austritt, dann folgt wiederum Flüssigkeitsaustritt. Der Prozeß wiederholt sich bis zum Aufhören des Druckabfalles. Somit erleidet das anfangs flüssige oder gasartige Medium bis zum Erreichen des Druckes  $p_0$  zahlreiche Phasenänderungen.

Als Ergebnis dieser in einander greifenden Zustands- bzw. Phasenänderungen gelangt das Kältemittel in den in Abb. 1 oder 2 mit Punkt 4 bezeichneten Zustand.

Nun werden die Zustandsänderungen des Kältemittels bis zum Abschluß des Kreisprozesses verfolgt.

5. Die bei der Entspannung entstandenen, unter Druck  $p_0$  stehenden Dämpfe werden vom Verdichter angesaugt, verdichtet und in den Verflüssiger überschoben.

6. Der abgekühlte, verflüssigte Teil wird dem Verdampfer zugeleitet, wo er auf Einwirkung äußerer Wärme verdampft und die nützliche Kälteleistung abgibt. Allmählich saugt der Verdichter die sich hier gebildeten Dämpfe ein und fördert sie in den Verflüssiger, wo sie wieder verflüssigt werden.

Anschließend soll untersucht werden, ob zur Abkühlung des Kältemittels als Endziel sämtliche Teilprozesse der Entspannung nötig sind.

Den ersten Teilprozeß bringt die Entspannung mit sich, der zweite ist dessen Folge. Beide Teilprozesse sind notwendig und nützlich, da die durch Druckabfall entstandene Verdampfung Kälte erzeugt.

Der dritte Teilprozeß, wo sich die allmählich verdampfenden Teile entspannen, ist für die Abkühlung des Kältemittels unnötig. Dies ist leicht verständlich, da die Dampfentspannung theoretisch im Phasengleichgewicht mit

der Flüssigkeit erfolgt, die Temperatur des Dampfes daher mit der der Flüssigkeit stets gleich ist (Naßdampf), der Dampf somit die Flüssigkeit nicht zu kühlen vermag. Dieser Teilprozeß bringt auch bei verlustloser Entspannung keinen Nutzen. Nicht die Entspannung der verdampfenden Teile, sondern die durch den Druckabfall hervorgerufene Verdampfung kühlt das Kältemittel ab. Die Abkühlung des Kältemittels erfolgt ebenso, wenn die Entspannung der verdampften Teile wegbleibt bzw. die nutzlose Entspannung verhindert wird.

Es kann ein Prozeß gefunden werden, der der adiabatischen Entspannung ähnlich ist, wo jedoch der Dampf nicht entspannt wird. Dieser ist wie

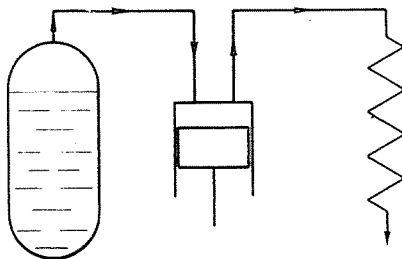


Abb. 4

folgt: Die zur Abkühlung des Kältemittels unbedingt nötigen Prozesse spielen sich ab, wenn der Dampfraum eines mit Flüssigkeit nur teilweise gefüllten Behälters durch einen Verdichter angesaugt wird (Abb. 4).

In dieser Schaltung arbeitet der Verdichter im Saugtakt als Expansionsmaschine und im Kompressionstakt als Verdichter. Im Saugtakt verursacht der Verdichter im Dampfraum über dem Flüssigkeitsraum einen Druckabfall, was eine Gasbildung in der Flüssigkeit hervorruft, sodann entfernt er den sich bildenden Dampf im Kompressionstakt und verhindert eine weitere Dampfentspannung.

Die Flüssigkeit kann nach Abb. 4 in zwei Fällen abgekühlt werden:

1. Das Kältemittel (die Flüssigkeit und der durch Entspannung gebildete Dampf) wird von  $p$  auf  $p_0$  völlig entspannt. In diesem Fall ist die Flüssigkeitsmasse im Behälter im Verhältnis zum Hubvolumen des Verdichters klein. Adiabatische Entspannung nach Abb. 1 oder 2.

2. Die Entspannung der im Saugtakt des Verdichters entstandenen Dämpfe kann vernachlässigt werden. Der Verdichter fördert die sich bildenden Dämpfe laufend zum Verflüssigen. Hier ist die Flüssigkeitsmasse im Behälter im Verhältnis zum Hubvolumen des Verdichters groß.

Nun sollen die beiden Möglichkeiten erörtert werden, mit denen ein bei beliebigem Druck  $p_i$  entstandener Dampfteil zwischen Druckgrenzen  $p$  und  $p_0$  auf Druck  $p$  gebracht werden kann. Es soll bei Druck  $p_i$  Dampf mit Ein-

heitsmasse entstehen. Nach Abb. 5 befindet sich dieser, dem Punkt  $a$  entsprechend, in trockengesättigtem Zustand. Verfährt man gemäß Fall 1, muß der Dampf auf Druck  $p_0$  entspannt werden. Im Idealfall beträgt die gewinnbare Arbeit

$$AL_e = i_a - i_b \quad \text{kcal/kg}$$

und bei verlustbehafteter Entspannung

$$AL_{ev} = \eta_e (i_a - i_b) \quad \text{kcal/kg.}$$

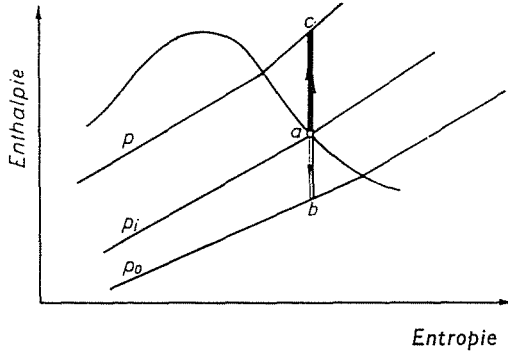


Abb. 5

Die Kompressionsarbeit beläuft sich im Idealfall auf

$$AL_k = (i_c - i_b) = (i_c - i_a) + (i_a - i_b) \quad \text{kcal/kg}$$

und im Verlustfall

$$AL_{kv} = \frac{1}{\eta_k} [(i_c - i_a) + i_a - i_b] \quad \text{kcal/kg.}$$

Im zweiten Fall wird der Dampf vom Druck  $p_i$  unmittelbar auf Druck  $p$  verdichtet. Die nötige Kompressionsarbeit beträgt im Idealfall

$$AL_2 = i_c - i_a \quad \text{kcal/kg}$$

und bei verlustbehafteter Verdichtung

$$AL_{2v} = \frac{1}{\eta_k} (i_c - i_a) \quad \text{kcal/kg.}$$

Die Differenz zwischen den Energieaufwänden in beiden Ausführungsarten ist

$$\Delta AL = [(i_c - i_a) + (i_a - i_b) - (i_a - i_b)] - (i_c - i_a) = 0.$$

Unter theoretischen Bedingungen (bei reversiblen Zustandsänderungen) sind beide Prozesse gleichwertig.

Bei wirklichen (irreversiblen) Zustandsänderungen gilt:

$$\begin{aligned} \Delta AL_r &= \left[ \frac{1}{\eta_k} (i_c - i_a) + \frac{1}{\eta_k} (i_a - i_b) - \eta_e (i_a - i_b) \right] - \frac{1}{\eta_k} (i_c - i_a) = \\ &= \frac{1}{\eta_k} (i_a - i_b) - \eta_e (i_a - i_b) = (i_a - i_b) \frac{1 - \eta_k \eta_e}{\eta_k} \end{aligned}$$

$$0 < \eta_k < 1$$

$$0 < \eta_e < 1$$

daher ist

$$\Delta AL_v > 0.$$

Unter theoretischen Bedingungen sind beide Ausführungsarten gleichwertig. Fall 2, wo die Dampfentspannung praktisch nicht erfolgen kann, erfordert unter realen Bedingungen weniger Energie als Fall 1, wo sich der Dampf entspannen kann.

Im Laufe der Untersuchung hätte auch ein Verfahren gewählt werden können, wonach man unter Beachtung auch des Kühleffektes der während der Entspannung gebildeten Feuchtigkeit, mit der Verdichtung trockenen Dampfes rechnet. Dies ist schwieriger als die beschriebene Methode, führt jedoch zum selben Ergebnis. Auch hier hätte sich ergeben, daß unter realen Bedingungen das Vermeiden der Entspannung die günstigere Lösung bietet.

Als Ergebnis der Analyse der adiabatischen Entspannung von Flüssigkeit wurde folgendes klar: Will man unter realen Bedingungen den optimalen Wert  $\varepsilon$  erreichen, vermeide man möglichst die Entspannung. Dies bedeutet, daß der bei der Entspannung auftretende Druckverlust als Grenzfall so groß sein soll, daß aus der Flüssigkeit nur ein Gasmolekül austrete. Dann muß die Entspannung abgebrochen und das Gasmolekül in den Verflüssiger abgeschoben werden. Dabei geht zwar die Entspannungsarbeit verloren, was immerhin bloß ein Scheinverlust ist, da unter realen Bedingungen die Verminderung der Verdichtungsarbeit die größere ist. Man soll daher bei der Verwirklichung des Kältemittelkreislaufes das Minimum sowohl an Entspannungs-, als auch an Kompressionsarbeit anstreben. Dies gilt vor allem für die Entspannung. Entspannt sich der Dampf über das gewünschte Maß hinaus, wird auch die Kompressionsarbeit größer. Unter realen Bedingungen führt ein solcher Prozeß zu größeren Verlusten, da sowohl die Entspannung, als auch die Verdichtung verlustbehaftet ist.

Man vergleiche das Kühlverfahren nach Abb. 4 mit einem Drosselungs-Kühlverfahren. Man gehe auch hier vom Dampf mit Einheitsmasse aus, der



sich unter Druck  $p_i$  in trockengesättigtem Zustand befindet. Zur Untersuchung benütze man das  $\log p$ - $i$ -Diagramm (Abb. 6). Im einen Fall verdichtet man den Dampf von Druck  $p_i$  unmittelbar auf Druck  $p$ , wobei der theoretische Energieaufwand

$$AL_k = i_c - i_a \quad \text{kcal/kg}$$

und der bei verlustbehafteter Verdichtung

$$AL_{kv} = \frac{1}{\eta_k} (i_c - i_a) \quad \text{kcal/kg}$$

ausmacht.

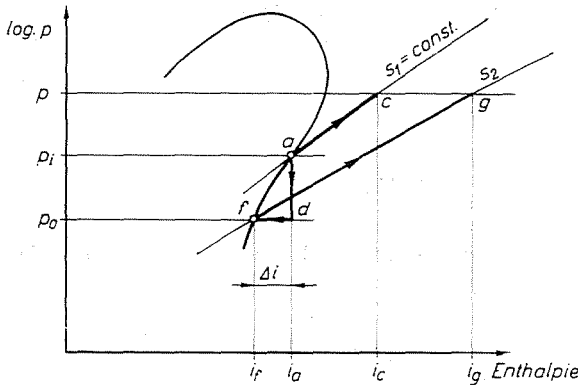


Abb. 6

Im anderen Fall erreiche der unter Druck  $p_i$  entstandene Dampf durch Drosselung den Druck  $p_0$ . Dieser Prozeß spielt sich in zwei Abschnitten ab. Die Drosselung des Dampfes erfolgt in unmittelbarer Berührung mit der Flüssigkeit. Der Dampf gelangt durch Drosselungs-Zustandsänderung zum Druck  $p_0$  (Abb. 6, Punkt  $d$ ). In diesem Zustand ist der Dampf überhitzt. Bei Berührung der Flüssigkeit läßt er einen Teil davon verdampfen und erleidet eine Rückkühlung in den trockengesättigten Zustand nach Punkt  $f$ . Die verdampfte Flüssigkeitsmenge ist:

$$\frac{i_d - i_f}{r_0} \quad \text{kg/kg.}$$

Die Kompressionsarbeit von Druck  $p_0$  bis Druck  $p$  beträgt im theoretischen Fall

$$AL_f = \left( 1 + \frac{i_d - i_f}{r_0} \right) (i_g - i_f) \quad \text{kcal/kg}$$

und bei verlustbehafteter Verdichtung

$$AL_{fe} = \frac{1}{\eta_k} \left( 1 + \frac{i_d - i_f}{r_0} \right) (i_g - i_f) \text{ kcal/kg.}$$

Die Differenz zwischen dem Energieaufwand beider Kältekreisläufe ist

$$\Delta AL_f = \left( 1 + \frac{i_d - i_f}{r_0} \right) (i_g - i_f) - (i_c - i_a) \text{ kcal/kg.}$$

Vorher fanden wir, daß die Zustandsänderung in Richtung  $a - c$  unter theoretischen Bedingungen mit dem Entspannungsprozeß gleichwertig ist (Abb. 5). Daher bedeutet der Wert  $\Delta AL_f$  zugleich auch die Differenz zwischen dem theoretischen Energieaufwand des Drosselungskreislaufes und dem des Kreislaufes mit adiabatischer Entspannung.

$$\Delta AL_f = AL_f - EL_{\text{exp}}.$$

Unter realen (verlustbehafteten) Bedingungen, mit gleichen Wirkungsgraden gerechnet, ist

$$\Delta AL_{fe} = \frac{1}{\eta_k} \left[ \left( 1 + \frac{i_d - i_f}{r_0} \right) (i_g - i_f) \right] - \frac{1}{\eta_k} (i_c - i_a)$$

$$\Delta AL_{fe} = \frac{1}{\eta_k} \Delta AL_f = \frac{1}{\eta_k} \Delta AL_{\text{exp}}.$$

Das Ergebnis ist einigermaßen ungewohnt. Unter Verlustbedingungen ist der Wert der Energieeinsparung größer als im Fall der reversiblen Zustandsänderung! Der Grund dafür ist, daß die durch Verhinderung der Dampfentspannung überflüssig gewordene zusätzliche Verdichtungsarbeit eingespart werden kann, die unter realen Bedingungen  $\frac{1}{\eta_k}$ -mal größer ist als im Idealfall.

Ein weiteres Beispiel diene als Beweis dafür, daß die Zustandsänderung des flüssigen Kältemittels zwischen den Temperatur- und Druckgrenzen von  $t - t_0$  bzw.  $p - p_0$  letzten Endes ein Problem der Kühlung, nicht aber der Energiegewinnung ist.

Unsere Kälteanlage befinde sich in der Schaltung nach Abb. 7. Vor dem Drosselventil, in Punkt 1, beträgt der Flüssigkeitsdruck  $p$  und die Enthalpie der Flüssigkeit  $i_1$ . Nach der Drosselung verdampft ein Teil  $x$  der Flüssigkeit, wodurch das gesamte Kältemittel auf Temperatur  $t_0$  abkühlt. Das in flüssigem Zustand befindliche Kältemittel verdampft zufolge der Wärmeübertragung  $q_0$

von außen. Wenn sich der aus dem Verdampfer austretende Dampf in gesättigtem Zustand befindet, gilt für beliebige Druckgrenzen  $p - p_0$  folgender Zusammenhang:

$$q_0 = (1 - x) r_0$$

$$i_1 - i'_0 = x r_0$$

bzw.

$$q_0 + (i_1 - i'_0) = r_0.$$

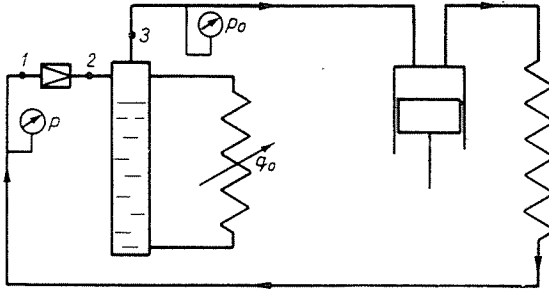


Abb. 7

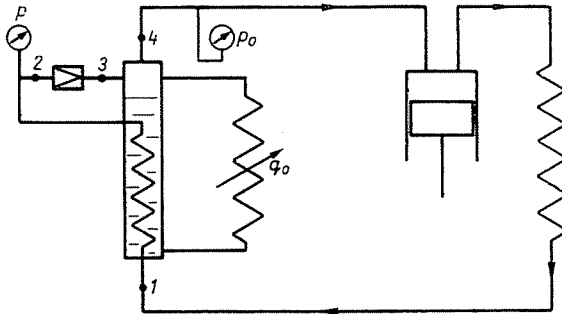


Abb. 8

Aufgrund obiger Zusammenhänge läßt sich die Kälteleistung des Verdichters in zwei Teile aufteilen: in die äußere ( $q_0$ ) und in die innere ( $i_1 - i'_0$ ) Kälteleistung. Die Summe der beiden Kälteleistungen bildet die bei der Verdampfungstemperatur gültige Verdampfungswärme  $r_0$ .

Nun werde die Kälteanlage nach Abb. 8 umgebaut. Diese Schaltung weicht von der vorigen nur insofern ab, als die aus dem Verflüssiger austretende Flüssigkeit vor der Drosselung in einem Wärmeaustauscher, der sich im Verdampfer befindet, auf die Verdampfungstemperatur abgekühlt wird. Der Wärmeaustauscher mit unendlich großer Oberfläche leistet keinen Widerstand. Nur die Flüssigkeitstemperatur fällt auf den Wert  $t_0$  ab, der

Flüssigkeitsdruck bleibt unverändert. Die derart abgekühlte Flüssigkeit wird von  $p$  auf  $p_0$  gedrosselt. Die Wärmebilanz des Verdampfers für ein Medium mit Einheitsmasse im adiabatischen System lautet:

$$q_0 + i_1 - i_2 - i_4 + i_3 = 0.$$

Die Flüssigkeit kühlt im Wärmeaustauscher bis zu Temperatur  $t_0$  ab, die Drosselung erfolgt ohne Temperaturänderung und der aus dem Verdampfer

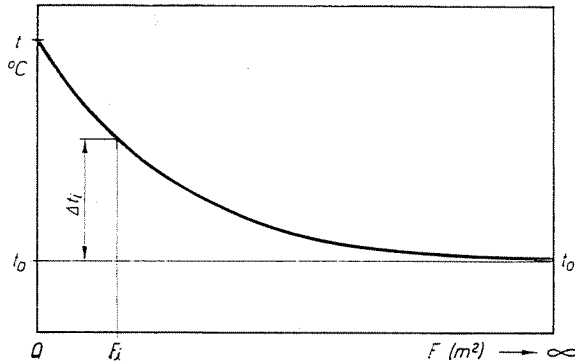


Abb. 9

austretende Dampf ist gesättigt. Durch Einführung nachstehender Bezeichnungen:

$$\begin{aligned} i_2 = i_3 = i'_0, \quad i_4 = i''_0 \\ q_0 + i_1 - i'_0 - (i''_0 - i'_0) = 0 \\ i_1 - i'_0 = q'_0, \quad i''_0 - i'_0 = r_0 \end{aligned}$$

erhält man den Zusammenhang:

$$q_0 + q'_0 = r_0.$$

Dieser Zusammenhang ist mit dem identisch, der sich aus Abb. 7 ergab. Beide Kältekreisläufe sind gleichwertig. Ihre Verluste sind gleich. Der Grund der Verluste ist jedoch verschieden.

In der Schaltung laut Abb. 7 treten alle Verluste am Drosselventil als Drosselungsverluste auf. Im Fall nach Abb. 8 kann der im Drosselventil auftretende Verlust vernachlässigt werden. Hier entsteht der Verlust an einer anderen Stelle.

Aus Abb. 9 ist die Temperaturänderung an der Oberfläche des durch den Verdampfer strömenden Kältemittels ersichtlich. Der Wärmeaustausch erfolgt bei Temperaturdifferenz, die wegen des Anstiegs der Entropie im

System Verluste mit sich bringt. Im letzteren Fall könnte der Energieverlust vermieden werden, wenn während der Kühlung zwischen der Flüssigkeit und dem verdampfenden Kältemittel, d. h. zwischen beiden Seiten der Fläche, von der Anfangstemperatur  $t$  bis zur Endtemperatur  $t_0$  der Kühlung nirgends eine Temperaturdifferenz bestünde.

Dieser Bedingung entspricht derselbe Fall, der sich aufgrund der kritischen Analyse der Entspannung ergab. Es ist die Kühlmethode nach Abb. 4. Hier erfolgt die Abkühlung der Flüssigkeit infolge des Saugeffektes des an

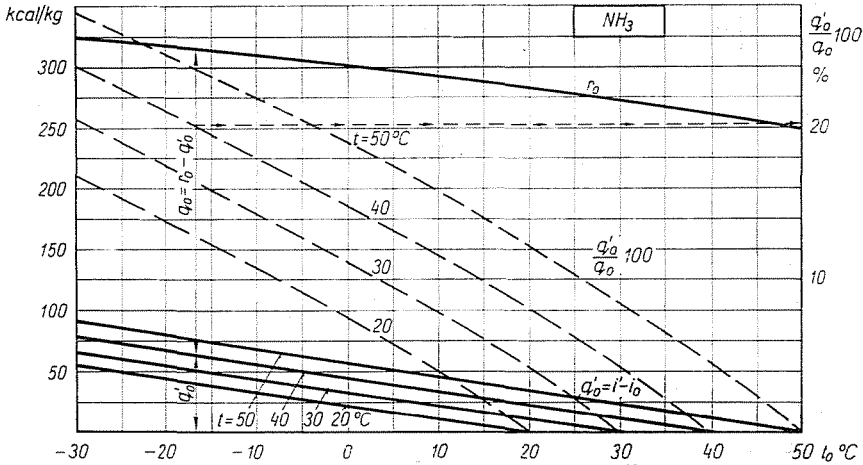


Abb. 10

den Dampfraum des Flüssigkeitbehälters angeschlossenen Verdichters. Zwischen dem Kühl- und dem zu kühlenden Medium besteht hier praktisch keine Temperaturdifferenz, da beide identisch sind und in unmittelbarer Berührung miteinander stehen.

Bei dieser Kühlmethode ist die Temperatur des aus der Flüssigkeit verdampfenden Kältemittels immer der des gekühlten Stoffes gleich, da das Kältemittel vor der Verdampfung eine Flüssigkeit, d. h. ein gekühlter Stoff war. Diese Kühlmethode ist in ihrer Auswirkung mit jener, nur unter theoretischen Bedingungen denkbaren identisch, wo die Kühlung in einem Gegenstromkühler mit unendlich großer Oberfläche erfolgen würde.

Abb. 10 und 11 zeigen den Verlauf der beiden Kälteleistungen ( $q_0$  und  $q'_0$ ) mit Ammoniak und Frigen-12 als Kältemittel bei Sättigungstemperatur der Flüssigkeit, in Abhängigkeit von der Verdampfungstemperatur, bei Verflüssigungstemperatur als Parameter. Da wurde auch das Verhältnis dieser beiden Wärmemengen (Kurven  $\frac{q'_0}{q_0}$ ) veranschaulicht.

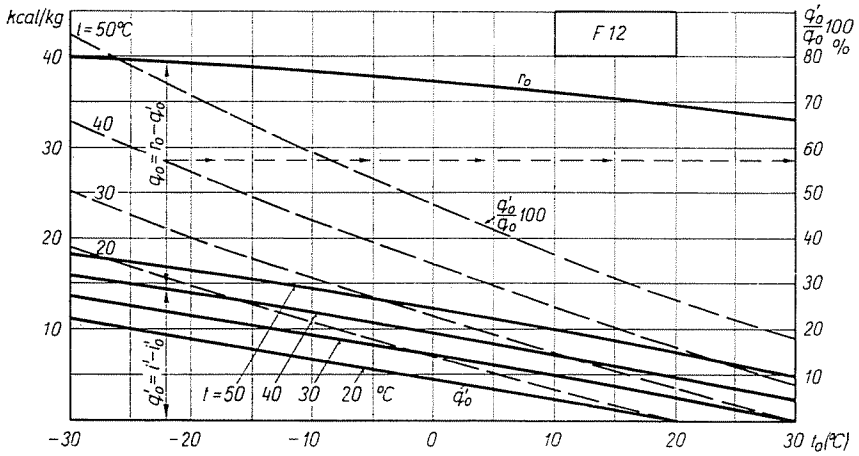


Abb. 11

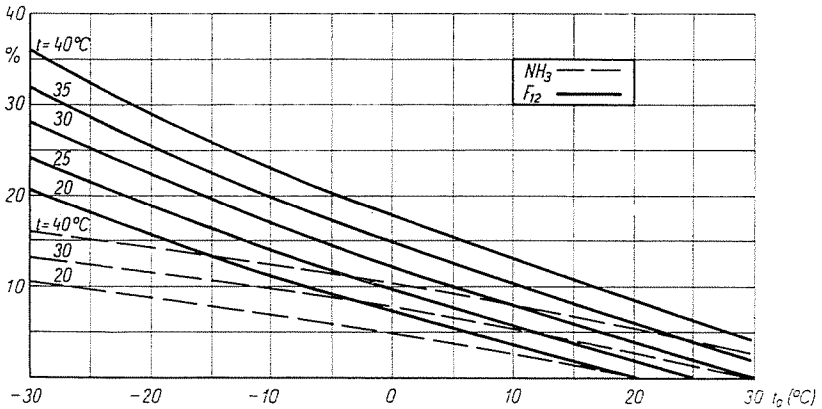


Abb. 12

Abb. 12 zeigt den Wert der durch die neue Kühlmethode erzielbaren Energieeinsparung bei Ammoniak und Frigen-12 als Kältemittel, im Prozent des realen Energieaufwandes.

### Zusammenfassung

Größere spezifische Kälteleistung wird durch diejenigen Kälteprozesse erreicht, wo das flüssige Kältemittel durch isentropische Zustandsänderung auf die Verdampfungstemperatur gelangt. Diese Prozesse sind aber nur von theoretischer Bedeutung. Das Abkühlen der Flüssigkeit kann man auch durch Drosselung erreichen, so wird in der Praxis wegen Einfachheit nur das Drosseln angewandt.

In der Fachliteratur wird die erwähnte isentropische Zustandsänderung nur auf die adiabatische Expansion begrenzt, die aber nur einen Spezialfall bedeutet.

Durch Analyse der Teilprozesse der adiabatischen Expansion deckt der Beitrag jene Teilprozesse auf, die bei wirklichen Verhältnissen zu einem Verlust führen, aber gleichzeitig für die Kältewirkung unnötig sind und deshalb vernachlässigt werden können. Aus diesem Grund kann man einen Kreisprozeß aufstellen, welcher theoretisch mit dem Expansionsprozeß gleichwertig ist, aber unter wirklichen Verhältnissen zu weniger Verlusten als der Expansionsprozeß führt.

### Bezeichnungen

$q_0$	kcal/kg	Kälteleistung
$AL$	kcal/kg	die zur Aufrechterhaltung des Kälteprozesses nötige Arbeit
$AL_k$	kcal/kg	Kompressionsarbeit
$AL_e$	kcal/kg	Entspannungsarbeit
$\Delta AL$	kcal/kg	Differenz zwischen dem Energieaufwand der beiden unterschiedlichen Kälteprozesse
$\varepsilon$	kcal/kcal	spezifische Kälteleistung
$\eta_k$		Wirkungsgrad des Verdichters
$\eta_e$		Wirkungsgrad des Expansionsventils
$i$	kcal/kg	Enthalpie des Kältemittels
$i_0$	kcal/kg	Enthalpie der gesättigten Flüssigkeit
$i_0'$	kcal/kg	Enthalpie des gesättigten Dampfes
$r_0$	kcal/kg	Verdampfungswärme bei Kühltemperatur
$x$	kg/kg	entstandener Dampf bei Abkühlung der Flüssigkeit

Auf die angewandten Indices wurde entweder in den Abbildungen oder im Text hingewiesen

Lajos KÁTAI, Budapest XVI., Rákóczi u. 24. Ungarn.