

Zur Aufstellung von konsistenten Zustandsgleichungen für überhitzten und gesättigten Dampf

1. Einleitung

Die Kenntnis des thermophysikalischen Zustandsverhaltens von Arbeitsfluiden ist eine Grundvoraussetzung für die Modellierung thermodynamischer und thermohydraulischer Prozesse in allen Phasen der Investitionsvorbereitung, Projektierung und Betriebsführung der Energie- und Stoffwirtschaft. Dabei führt die Tatsache, daß die Berechnung der Stoffwerte in den innersten Iterationszyklen der Orts- und Zeitdiskretisierung erfolgt, sofort zu der Forderung nach schnellen und damit vereinfachten Stoffwertalgorithmen.

Eine Methode der vereinfachten mathematischen Modellierung des thermophysikalischen Zustandsverhaltens besteht in der Beschreibung aller funktionalen Abhängigkeiten mit separaten Gleichungen [12]. Unter „separat“ sei dabei verstanden, daß jede Beziehung für sich approximiert wird.

Solche Zustandsgleichungen können u. a. mit Hilfe von WAREG, einem Regressionsprogramm mit Ansatzoptimierung [23], [26], aus international verbindlichen Zustandsgleichungen (z. B. der Formulierung IFC 67 [6] für Wasser) erstellt werden. Die benötigten Funktionen sowie deren Gültigkeitsbereich und Genauigkeit sind dabei vorzugeben. Das Programm stützt sich auf eine spezielle Modifikation der Regressionsanalyse von Wagner [20], [21] und deren Weiterentwicklung durch de Reuck und Armstrong [16], [17].

Die in dem vorliegenden Beitrag beschriebene Anwendung ist insbesondere bestimmt für die Erstellung von vereinfachten Zustandsgleichungen für das fluide Ein- und Zweiphasengebiet, die an den Phasengrenzen konsistent sind, d. h. exakt ineinander übergehen.

2. Konsistenzprobleme bei der Zustandsberechnung

Folgende drei für die Zustandsberechnung relevanten Konsistenzprobleme können unterschieden werden:

a) Konsistenz von Vorwärts- und Rückwärtsfunktionen

Werden in Prozeßberechnungen gleichzeitig Vor- und Rückwärtsfunktionen, beispielsweise $h(p, T)$ und $T(h, p)$, benötigt, sind besondere Anforderungen an ihre Paßfähigkeit zueinander zu stellen. Übersichtliche Darstellungen der Auswirkungen bei Nichtbeachten dieses Zusammenhangs enthält [24].

b) Konsistenz von Zustandsgleichungen an ihren Bereichsgrenzen

Wird ein großer Zustandsbereich durch mehrere Zustandsgleichungen, die in Teilbereichen gültig sind, beschrieben, kommt es darauf an, möglichst fließende Übergänge zu garantieren.

c) Konsistenz der thermodynamischen Zustandsgrößen untereinander, d. h. ihre exakte Verknüpfung durch den I. und II. Hauptsatz der Thermodynamik

Für thermodynamische und thermohydraulische Prozeßmodellierungen steht diese Problematik nicht im Vordergrund. Lediglich die separate Dampfdruckberechnung kann zu Widersprüchen in Phasengleichgewichtsberechnungen führen. Ausführliche Erörterungen hierzu sind in [10] zu finden.

Die in dem vorliegenden Beitrag vorgesehene konsistente Berechnung des überhitzten Dampfgebietes und der Taulinie stellt demzufolge einen Lösungsweg innerhalb des Problembereiches b) dar, wobei auch c) mit berührt wird.

Vollständige Konsistenz zum angrenzenden Flüssigkeits- und Dampfgebiet kann bei der Berechnung des Naßdampfgebietes unter folgenden Bedingungen erreicht werden: Aus den Zustandsgleichungen für die Einphasengebiete sind zunächst mit Hilfe des *Maxwell*-Kriteriums zur gegebenen Temperatur T der entsprechende Dampfdruck p_d (oder umgekehrt) sowie die Grenzkurvolumina v' und v'' iterativ zu ermitteln². Aus diesen Werten erfolgt mit den Zustandsgleichungen der Einphasengebiete danach die Berechnung der weiteren gesuchten Größen auf den Phasengrenzkurven, z. B. s' , s'' , h' , h'' u. a. Selbst wenn, wie in technischen Berechnungen allgemein üblich, zur Berechnung des Siededruckes anstatt des *Maxwell*-Kriteriums eine separate Dampfdruckgleichung $p_d(T)$ verwendet wird, führt diese Vorgehensweise aufgrund der Kompliziertheit der Zustandsgleichungen der Einphasengebiete immer noch zu relativ hohen Rechenzeiten für das Zweiphasengebiet. Auswirkungen auf die thermodynamische Konsistenz sind hier jedoch nur bei Anwendung der *Clausius-Clapeyron*-schen Gleichung für die Berechnung von Rückwärtsfunktionen, z. B. $p_d(s, h)$, oder $T_d(v, h)$, im Naßdampfgebiet zu befürchten. Ausführliche Erläuterungen dieses Sachverhaltes enthält der Beitrag [7].

Weiter verkürzt werden kann der Rechenaufwand durch Verwendung von separaten Gleichungen auch für die anderen Größen auf den Grenzkurven, z. B. für die Dichten $\rho'(T)$ und $\rho''(T)$ oder für die Enthalpien $h'(T)$ und $h''(T)$. Diese Beziehungen sind jedoch mehr oder weniger inkonsistent zu den Zustandsgleichungen für das jeweils angrenzende Einphasengebiet $\rho(p, T)$ und $h(p, T)$. Dies kann zu springenden Stoffwerten und dadurch zu Widersprüchen bei der Berechnung des Phasenübergangs in Prozeßmodellierungen führen. Vorsicht ist insbesondere bei instationären Modellierungen mit kleinen Zeitschrittweiten geboten (vgl. [8]).

Wie läßt sich dieser Nachteil vermeiden?

Eine Möglichkeit besteht in der Festlegung der Grenzkurvengleichungen als linienförmige Nebenbedingungen in den Zustandsgleichungen für die Einphasengebiete. In dem vorliegenden Beitrag wird diese Vorgehensweise aufgegriffen.

Erwähnt sei, daß es neben dieser sichersten Methode auch möglich ist, die Gleichungen auf numerischem Wege durch simultane Approximation [3], [24] einander anzugleichen. Realisiert man alternativ die Zustandsberechnung mittels Interpolation, müssen für Ein- und Zweiphasengebiet die gleichen Stützdaten verwendet werden, um die Konsistenz zu wahren (vgl. auch [10]).

3. Diskussion vorliegender Verfahren

Goodwin [5] verwendet für die Aufstellung einer thermischen Zustandsgleichung $p=p(T, v)$ den Ansatz:

$$p = p_d(T_d(v)) + R \cdot \frac{T - T_d(v)}{v} + R \cdot T_k \cdot \frac{\Delta v(T, v)}{v^2} \quad (1)$$

¹ Dipl.-Ing. Thomas Willkommen, Technische Universität Dresden, Institut für Technische Thermodynamik und Wärmenutzung, Dr.-Ing. Tobias Zschunke und Dr. sc. techn. Hans-Joachim Kretzschmar, Vereinigte Energiewerke AG, Institut für Energieversorgung Dresden

² Ein Verfahren zur numerischen Realisierung des *Maxwell*-Kriteriums mit nur einem einfachen Iterationszyklus zur simultanen Iteration beider Grenzkurvolumina und des Siededruckes, ausgehend von einer gegebenen Temperatur, wird in [13], [25] vorgestellt.

Die Korrekturfunktion $\Delta v(T, v)$ wird so approximiert, daß sie für $T = T_d(v)$ zu Null wird, wobei $T_d(v)$ die zu dem gegebenen Volumen gehörige Sättigungstemperatur auf der Siede- bzw. Taulinie darstellt. Somit verschwinden für $T = T_d(v)$ in Gleichung (1) die beiden Brüche, und es ergibt sich die Dampfdruckgleichung

$$p = p_d(T_d(v)), \quad (2)$$

die demzufolge zu Gleichung (1) konsistent ist. Sie wirkt sozusagen in der Zustandsgleichung (1) wie eine linienförmige Nebenbedingung³.

Ähnliche Herangehensweisen wählten Fischer [4] und Kretzschmar [8], [9], [11] für die Berechnung von Iterationsstartwerten für thermodynamische Rückwärtsfunktionen. Hier sind die Grenzkurvenzustände aus dem zuvor notwendigen Phasentest, der ausgehend von den gegebenen Größen feststellt, in welchem Zustandsbereich sich der zu berechnende Zustandspunkt befindet, bekannt. Während Fischer die Integration mit konstanten Differentialquotienten vornimmt, verwendet Kretzschmar eine modifizierte Redlich-Kwong-Gleichung.

Um eine in h umkehrbare Gleichung $T(p, h)$ für überhitzten Wasserdampf zu erhalten, bezieht sich Magerfleisch [14] auf eine Linie $h_T(p) = h(p, T_c = \text{const})$ und berechnet die Enthalpie daraus über $h = h_T(p) + \Delta h(p, T)$. Die Funktion $\Delta h(p, T)$ wird aus der approximierten Gleichung $T(p, \Delta h) = T_c + f_2(p) \cdot \Delta h + f_3(p) \cdot \Delta h^2$ durch explizite Umstellung ermittelt, worin $f_2(p)$ und $f_3(p)$ Funktionen in p darstellen.

Pruß [15] verwendet zur Erstellung einer Gleichung für die freie Enthalpie $g(p, T)$ der Wasserflüssigkeit eine lineare Näherung $p_{\text{spin}}(T)$ für das Flüssigkeitsspinodal als Bezugslinie. Es zeigte sich, daß mit der Differenz $(p - p_{\text{spin}})$ gebildete Terme vom Strukturoptimierungsalgorithmus [18], [19] bevorzugt in die Approximationsfunktion aufgenommen wurden. Auf der Siede- bzw. Taulinie wird jedoch mit den beiden zuletzt genannten Verfahren keine Konsistenz erreicht, was aber auch nicht Absicht der zitierten Autoren war.

Ausgehend von diesen Arbeiten erfolgte die Konzipierung des Lösungsweges [22], der im folgenden abgeleitet und dargestellt werden soll.

4. Lösungsweg

Die Ableitung erfolgt anhand einer praktischen Aufgabenstellung:

Es sei eine vereinfachte Zustandsgleichung für die Enthalpie h

³ Unter einer Nebenbedingung sei ein Datenpunkt verstanden, der *exakt* von der Approximationsgleichung wiedergegeben wird. Die Lösung kann durch Einführung von *Lagrange*-Multiplikatoren in die Fehlerquadratsumme erfolgen (vgl. [23]). In dem vorliegenden Beitrag wird die linienförmige Nebenbedingung demgegenüber als Teil der Approximationsgleichung verwendet.

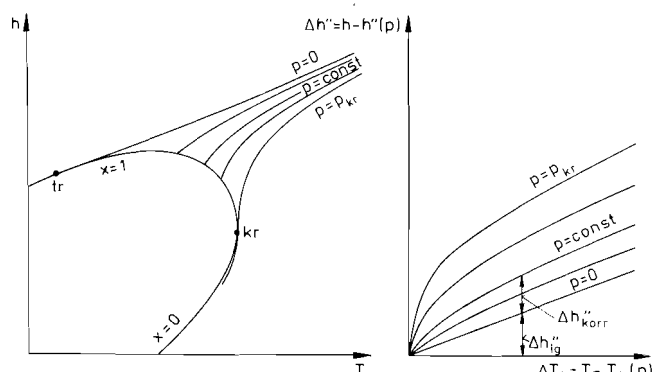


Bild 1. Isobaren von Wasser im h, T - und $\Delta h'', \Delta T_d$ -Diagramm

von überhitztem Wasserdampf in Abhängigkeit vom Druck p und von der Temperatur T in der Form

$$h = h(p, T) \quad (3)$$

zu erstellen. Sie soll in einem durch die Prozeßmodellierung vorgegebenen Druckbereich und von der Taulinie bis zu einer maximalen Überhitzungstemperatur Gültigkeit haben sowie konsistent zu der ebenfalls geforderten Gleichung für die Taulinienenthalpie

$$h = h''(p) \quad (4)$$

sein. Die Genauigkeit beider Gleichungen ist gemäß der Rahmentafel IAPS 85 [1] im Vergleich zur IFC 67-Formulierung [6] zu realisieren⁴.

Zur Festlegung eines für die Approximation günstigen Aufbaus des Ansatzes $h^*(p, T)$ empfiehlt sich zunächst die geometrische Veranschaulichung des Zustandsverhaltens:

Im h, T -Diagramm des Bildes 1 (linkes Diagramm) ist ersichtlich, daß die Isobaren ausgehend vom jeweiligen Schnittpunkt mit der Taulinie relativ ähnlich verlaufen. Aus diesem Grund wird im ersten Schritt das im rechten Diagramm dargestellte Koordinatensystem mit den transformierten Koordinaten

$$\Delta h'' = h(p, T) - h''(p) \quad (5)$$

und

$$\Delta T_d = T - T_d(p) \quad (6)$$

eingeführt. Dabei stellen $h''(p)$ die zum Druck p gehörige Taulinienenthalpie und $T_d(p)$ die Siedetemperatur dar. Wie ersichtlich ist, erscheint auch in diesem $\Delta h'', \Delta T_d$ -Koordinatensystem die sonst übliche Zerlegung in Idealgasanteil und Realkorrektur als sinnvoll. Man erhält

$$\Delta h'' = \Delta h_{\text{ig}}'' + \Delta h_{\text{kor}}'' \quad (7)$$

Nach Gleichung (5) zerlegt, ergibt sich der Idealgasanteil formal zu

$$\Delta h_{\text{ig}}'' = h_{\text{ig}}(T) - h_{\text{ig}}''(p), \quad (8)$$

mit der reinen Temperaturfunktion $h_{\text{ig}}(T)$. Die zweite, zunächst als widersprüchlich erscheinende Funktion $h_{\text{ig}}''(p)$ muß, wie später noch gezeigt wird, über

$$h_{\text{ig}}''(p) = h_{\text{ig}}(T_d(p)) \quad (9)$$

berechnet werden. Sie stellt die zur Siedetemperatur des gegebenen Druckes gehörige Idealgasenthalpie dar. Das Einsetzen dieser Beziehung in Gleichung (8) führt zu

$$\Delta h_{\text{ig}}'' = h_{\text{ig}}(T) - h_{\text{ig}}(T_d(p)). \quad (10)$$

Die Realkorrektur

$$\Delta h_{\text{kor}}'' = \Delta h_{\text{kor}}''(p, \Delta T_d) \quad (11)$$

bleibt als Approximationsfunktion übrig.

Schließlich führt das Einsetzen der Gleichungen (10) und (11) in die Ausgangsbeziehung (7) und die Umstellung gemäß Gleichung (5) zur Ergebnisgleichung

$$h(p, T) = h''(p) + h_{\text{ig}}(T) - h_{\text{ig}}(T_d(p)) + \Delta h_{\text{kor}}''(p, \Delta T_d) \quad (12)$$

für die Enthalpie von überhitztem Dampf.

Unter der Voraussetzung, daß $\Delta h_{\text{kor}}''$ für $\Delta T_d = 0$, d. h., $T = T_d(p)$, zu Null approximiert wird, ist Gleichung (12) an der Taulinie zu $h = h''(p)$ konsistent, da sich in diesem Fall auch die

⁴ Die Rahmentafelgenauigkeit [1] auf die Formulierung IFC 67 [6] zu beziehen, ist im technisch interessierenden Bereich durchaus möglich, obwohl exakt von den Mittelwerten der Rahmentafel ausgegangen werden müßte (vgl. [2]). Jedoch würde die Datendichte der Rahmentafel für die Approximation nicht genügen.

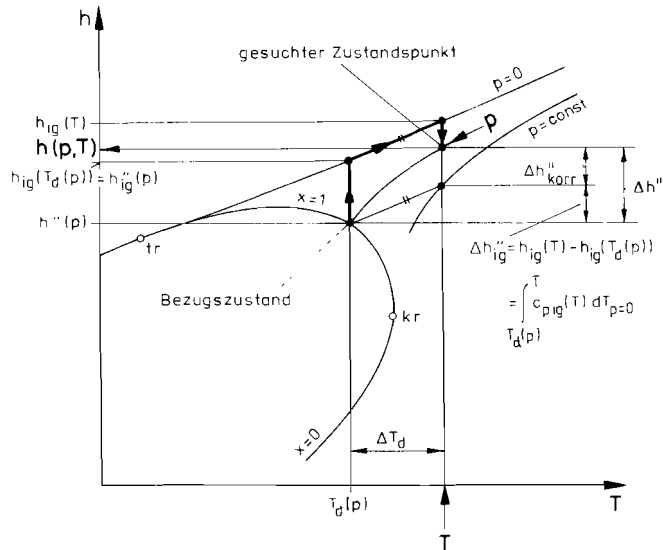


Bild 2. Veranschaulichung der Enthalpieberechnung

Idealgasenthalpien aufheben. Damit wird die eingangs aufgestellte Forderung erfüllt. Gelingt es darüber hinaus, die Korrekturfunktion so zu erstellen, daß sie auch für $p \rightarrow 0$ verschwindet, geht Gleichung (12) außerdem in den Idealgasanteil $h = h_{ig}(T)$ über, wobei sowohl $h''(p)$ als auch $h_{ig}(T_d(p))$ hier gleiche Werte liefern müssen, was mit guter Näherung beispielsweise im Tripelzustand der Fall ist. Aus diesen Vorgaben resultieren spezielle Anforderungen an den mathematischen Aufbau der in die Approximation einfließenden Terme, auf die später zurückzukommen sein wird. Damit genügt die Beziehung (12) den linienförmigen Nebenbedingungen

- Taulinie $h''(p)$ und
- ideales Gas $h_{ig}(T)$.

Die gleichen Eigenschaften weist die bereits zitierte Zustandsgleichung (1) von Goodwin [5] auf, wobei sie jedoch nur die thermischen Zustandsgrößen verknüpft. In ihr wird neben der Phasengrenzkurve als Bezugslinie auch ein Idealgasanteil $R[T - T_d(v)]$ verwendet. Dieser läßt sich in $p_{ig}(T, v) = \frac{R \cdot T}{v}$

und $p_{ig}(T_d(v), v) = \frac{R \cdot T_d(v)}{v}$ zerlegen.

Bild 2 zeigt die geometrische Veranschaulichung der Gleichung (12):

Ausgehend von $h''(p)$ wird zunächst

$$\Delta h_{ig}'' = h_{ig}(T) - h_{ig}(T_d(p)) = \int_{T_d(p)}^T c_{p,ig}(T) \cdot dT \quad (13)$$

addiert. Die Enthalpiedifferenz $\Delta h_{ig}''$ erhält man durch Verschieben der Idealgasisobaren $p=0$ in den zum Druck p gehörigen Taulinienschnittpunkt. Für die verbleibende Differenz zur gesuchten Enthalpie ist die Korrekturfunktion $\Delta h_{korrr}''(p, \Delta T_d)$ verantwortlich. Hier wird auch die in Gleichung (9) unterstellte Identität von $h_{ig}''(p)$ mit $h_{ig}(T_d(p))$ deutlich.

Die Zerlegung der Enthalpiedifferenz $\Delta h''$ in Idealgasanteil und Realkorrektur läßt sich auch folgendermaßen erklären: Ausgehend vom vollständigen Differential für $h(p, T)$ kann

$$dh = c_p \cdot dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T \cdot dp \quad (14)$$

geschrieben werden.

Wählt man nun die zum gegebenen Druck p gehörige Siedetemperatur $T_d(p)$ sowie den Enthalpiewert auf der Taulinie $h''(p)$ als Bezugszustand und verfolgt, davon ausgehend, den im Bild 2 mit Pfeilen gekennzeichneten Integrationsweg, erhält man

$$h = h''(p) + \int_p^{p=0} \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T \cdot dp_{T_d} + \int_{T_d(p)}^T c_{p,ig}(T) \cdot dT_{p=0} + \int_{p=0}^p \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T \cdot dp_T \quad (15)$$

mit $\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = v - T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ nach dem I. und II. Hauptsatz. Damit ergibt sich die zu erstellende Korrekturfunktion

$$\Delta h_{korrr}'' = \int_{p=0}^p \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T \cdot dp_T - \int_{p=0}^p \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T \cdot dp_{T_d} \quad (16)$$

als Differenz der Realkorrekturen bei den Temperaturen T und $T_d(p)$. Es liegt auf der Hand, daß die Modellierung dieser Differenz einfacher sein wird als die der Realkorrektur selbst. Außerdem wird so der konsistente Übergang zur Idealgasfunktion $h_{ig}(T)$ gewährleistet.

Da die Teilfunktionen von Gleichung (12) $h''(p)$, $h_{ig}(T)$ und $T_d(p)$ als eindimensionale Abhängigkeiten relativ leicht zu approximieren sind, soll im folgenden nur auf die Approximation der Korrekturfunktion $\Delta h_{korrr}''(p, \Delta T_d)$ eingegangen werden.

5. Approximation der Korrekturfunktion

Zur Approximation von $\Delta h_{korrr}''(p, T_d)$ wird vom lineareren Ansatz

$$\Delta h_{korrr}''(p, \Delta T_d) = \sum_{m=1}^M a_m \cdot f_m(p, \Delta T_d) \quad (17)$$

mit den Koeffizienten a_m und den zugehörigen Basisfunktionen $f_m(p, \Delta T_d)$ ausgegangen. Da die verwendete Ansatzoptimierung im Programm WAREG nur lineare freie Parameter a_m zuläßt, ist eine Beschränkung auf solche Ansätze notwendig.

Um der Forderung nach Konsistenz der erstellten Gleichungen $h(p, T)$ und $h''(p)$ gerecht zu werden, erfolgt die Bildung der Basisfunktionen mit multiplikativ verknüpften Funktionen in der Form

$$f_m(p, \Delta T_d) = f_{mp}(p) \cdot f_{mT}(\Delta T_d), \quad (18)$$

wobei $f_{mT}(\Delta T_d) = 0$ für $\Delta T_d = 0$ zu realisieren ist. Da $\Delta h_{korrr}''$ auch im Idealgasbereich verschwinden soll, bietet es sich weiterhin an, für $f_{mp}(p)$ solche Funktionen zu verwenden, die für $p=0$ zu Null werden.

Um numerischen Schwierigkeiten beim Grenzübergang $p \rightarrow 0$ aus dem Weg zu gehen, wird ein genügend kleiner, weit im Idealgasgebiet liegender Druck p_{ig} eingeführt. Bewährt hat sich die Verwendung des Tripeldruckes: $p_{ig} = p_{tr}$. Diese Vorgehensweise hat darüber hinaus den Vorteil, daß zur Approximation von $h_{ig}(T)$ und $h_{ig}(T_d(p))$ die Regressionsdaten auch bei p_{ig} mit der Formulierung IFC 67 in der Form $h_{ig}(p_{ig}, T)$ bzw. $h_{ig}(p_{ig}, T_d(p))$ von Wasser berechnet werden können.

Die genannten Forderungen führten schließlich zu dem folgenden Aufbau für die Basisfunktionen mit den dimensionslosen Größen $\bar{p} = p/1 \text{ MPa}$, $\bar{T} = T/1 \text{ K}$, $\bar{h} = h/1 \text{ kJ/kg}$:

$$f_m(\bar{p}, \Delta \bar{T}_d) = f_{m1}(\bar{p} - \bar{p}_{ig}) \{ [f_{m2}(\Delta \bar{T}_d) + f_{m3}(\bar{p}_{kr} - \bar{p})]^b - [f_{m3}(\bar{p}_{kr} - \bar{p})]^b \}, \quad (19)$$

mit

$$b \in \left\{ \frac{1}{2}, \frac{1}{4}, \frac{1}{8}, \frac{1}{16}, \frac{1}{32} \right\}$$

als zu variierendem Exponenten und

$$f_{m1}(\bar{p} - \bar{p}_{ig}) = \left[\frac{\bar{p} - \bar{p}_{ig}}{25} \right]^{c_1} \quad c_1 \in \left\{ \frac{1}{4}, \frac{1}{2}, \frac{3}{4}, 1 \right\}$$

⁵ Die Zustandsgleichung für überhitzten Dampf der Formulierung IFC 67 [6] ist nicht in der Lage, das Idealgasgebiet für $p=0$ zu berechnen.

$$f_{m2}(\Delta \bar{T}_d) = c_2 \cdot \Delta \bar{T}_d \quad c_2 \in \left\{ \frac{1}{2500}, \frac{1}{500}, \frac{1}{100} \right\} \quad (20)$$

$$f_{m3}(\bar{p}_{kr} - \bar{p}) = 1 - \exp \left\{ \frac{\bar{p} - \bar{p}_{kr}}{c_3} \right\} \quad c_3 \in \{100, 500, 1000\},$$

wobei

$$\Delta \bar{T}_d = \bar{T} - \bar{T}_d(p).$$

Der Ansatzoptimierung wird eine Vielfalt dieser Basisfunktio-

nen f_m ($m=1 \dots M$), die man durch Kombination der verschiedenen Werte für die Konstanten b, c_1, \dots, c_3 erhält, zugeführt.

Zuvor sind aber die Regressionsdaten bereitzustellen. Hierfür wird ein \bar{p}_n, \bar{T}_n -Stützpunkteraster im interessierenden Zustandsbereich generiert. Für diese N Zustandspunkte erfolgt die Berechnung von

$$\Delta \bar{h}_{\text{korrr}''n} = \bar{h}^{67}(\bar{p}_n, \bar{T}_n) - \bar{h}^{67}(\bar{p}_n, \bar{T}_d^{67}(\bar{p}_n)) - \bar{h}^{67}(\bar{p}_{tr}, \bar{T}_n) + \bar{h}^{67}(\bar{p}_{tr}, \bar{T}_d^{67}(\bar{p}_n))$$

Funktion	Zustandsbereich	max. Fehler zu IFC 67	
		absolut	relativ
$\bar{T}_d(p)$	0,61119 kPa $\leq p \leq$ 22,12 MPa	$\Delta \bar{T}_{d \max} = 0,054$ K	$\delta \bar{T}_{d \max} = 0,0083$ %

$$\bar{T}_d(\bar{p}) = \frac{1}{\sum_{m=1}^5 a_m \cdot \bar{T}_m}$$

m	a_m	\bar{T}_m
1	$-0,17027724 \cdot 10^{-3}$	$\ln \bar{p}$
2	$0,85553461 \cdot 10^{-6}$	\bar{p}
3	$0,28964719 \cdot 10^{-2}$	$e^{0,00025 \cdot \bar{p}}$
4	$-0,69808313 \cdot 10^{-5}$	$e^{-0,02 \cdot \bar{p}}$
5	$-0,20719722 \cdot 10^{-3}$	$\bar{p}^{0,15}$

$\bar{h}''(T)$	273,16 K $\leq T \leq$ 642,93 K	$\Delta h''_{\max} = 1,4$ $\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\delta h''_{\max} = 0,056$ %
----------------	---------------------------------	---	-------------------------------

$$h''(\bar{T}) = \sum_{m=1}^6 a_m \cdot \bar{h}_m$$

m	a_m	\bar{h}_m
1	$0,73376209 \cdot 10^4$	$e^{0,0007 \cdot \bar{T}_d(p)}$
2	$-0,17534436$	$e^{0,012 \cdot \bar{T}_d(p)}$
3	$0,90031585 \cdot 10^{-3}$	$e^{0,02 \cdot \bar{T}_d(p)}$
4	$-0,93788858 \cdot 10^4$	$(647,30 - \bar{T}_d(p))^{0,075}$
5	$0,16980413 \cdot 10^3$	$(647,30 - \bar{T}_d(p))^{0,5}$
6	$-0,56088245 \cdot 10^2$	$(647,30 - \bar{T}_d(p))^{-0,5}$

$h_{ig}(T)$	273,16 K $\leq T \leq$ 793,15 K	$\Delta h_{ig \max} = 0,3$ $\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\delta h_{ig \max} = 0,013$ %
-------------	---------------------------------	--	--------------------------------

$$\bar{h}_{ig}(T) = \sum_{m=1}^3 a_m \cdot \bar{h}_m$$

m	a_m	\bar{h}_m
1	$-0,35886369 \cdot 10^4$	1
2	$-0,47627668 \cdot 10^3$	$e^{-0,02 \cdot \bar{T}}$
3	$0,56123778 \cdot 10^4$	$e^{0,0003 \cdot \bar{T}}$

$h(p, T)$	0,61119 kPa $\leq p \leq$ 21,0 MPa	M=4: $\Delta h_{\max} = 13,1$ $\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\delta h_{\max} = 0,56$ %
	$\bar{T}_d(p) \leq T \leq$ 793,15 K	M=7: $\Delta h_{\max} = 3,4$ $\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\delta h_{\max} = 0,15$ %

$$\bar{h}(\bar{p}, \bar{T}) = \bar{h}''(\bar{T}_d) + \bar{h}_{ig}(\bar{T}) - \bar{h}_{ig}(\bar{T}_d) + \Delta \bar{h}_{\text{korrr}''}(\bar{p}, \Delta \bar{T}_d)$$

$$\text{mit } \bar{T}_d = \bar{T}_d(\bar{p}) \quad \text{und} \quad \Delta \bar{T}_d = \bar{T} - \bar{T}_d(\bar{p})$$

$$\text{Korrekturfunktion } \Delta \bar{h}_{\text{korrr}''} = \sum_{m=1}^M a_m \cdot \bar{h}_m$$

$$\text{mit } \bar{h}_m = \left(\frac{\bar{p} - \bar{p}_{tr}}{250} \right)^{c_{1m}} \cdot \left\{ \left[c_{2m} \cdot \Delta \bar{T}_d + 1 - e^{-\frac{\bar{p} - \bar{p}_{kr}}{c_{3m}}} \right]^{b_m} - \left[1 - e^{-\frac{\bar{p} - \bar{p}_{kr}}{c_{3m}}} \right]^{b_m} \right\}, \quad \bar{p}_{kr} = 22,12, \quad \bar{p}_{tr} = 0,00061119$$

4-Koeffizienten-Gleichung (M=4)

m	a_m	c_{1m}	c_{2m}	c_{3m}	b_m
1	$-0,25014719 \cdot 10^3$	1	1/100	500	1/4
2	$-0,94470579 \cdot 10^3$	3/4	1/2500	500	1/32
3	$0,27159547 \cdot 10^4$	3/4	1/500	500	1/4
4	$-0,79168201 \cdot 10^3$	3/4	1/500	500	1/2

7-Koeffizienten-Gleichung (M=7)

m	a_m	c_{1m}	c_{2m}	c_{3m}	b_m
1	$-0,92129933 \cdot 10^4$	3/4	1/2500	500	1/32
2	$0,11870128 \cdot 10^5$	3/4	1/100	500	1/16
3	$0,20004227 \cdot 10^4$	3/4	1/500	500	1/8
4	$-0,11520730 \cdot 10^5$	3/4	1/100	500	1/8
5	$0,31047613 \cdot 10^4$	3/4	1/100	500	1/4
6	$0,59896554 \cdot 10^4$	1/2	1/2500	500	1/4
7	$-0,50966847 \cdot 10^4$	1/2	1/2500	500	1/2

$$\bar{p} = \frac{p}{1 \text{ MPa}}, \quad \bar{T} = \frac{T}{1 \text{ K}}, \quad \bar{h} = \frac{h}{1 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}}$$

Tabelle 1. Approximierte Gleichungen für überhitzten und gesättigten Wasserdampf

und

(21)

$$\Delta \bar{T}_{dn} = \bar{T}_n - \bar{T}_d^{67}(\bar{p}_n)$$

mit der IFC 67 Formulierung.

Jetzt legt man durch die $\bar{p}_n, \Delta \bar{T}_{dn}, \Delta \bar{h}_{korrr}$ -Regressionspunkte des Stützdatenrasters eine Ausgleichsfläche nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Das heißt, die zu approximierende Zustandsgleichung, im Bsp. IFC 67 für Wasser, wird anhand von Stützpunkten diskret approximiert. Dabei kommt Gleichung (17) für die Ausgleichsfläche $\Delta \bar{h}_{korrr}(\bar{p}, \Delta \bar{T}_d)$ zur Anwendung. Die Bildung des zuzuführenden Termvorrates mit Basisfunktionen $f_m(\bar{p}, \Delta \bar{T}_d)$ erfolgt entsprechend Gleichung (19) in Verbindung mit Gleichung (20). Die Besonderheit des angewendeten Verfahrens von Wagner besteht darin, daß nur diejenigen Terme $a_m \cdot f_m(\bar{p}, \Delta \bar{T}_d)$ für die Gleichung der Ausgleichsfläche ausgewählt werden, die einen signifikanten Beitrag zur Verbesserung der Fehlerquadratsumme leisten. Durch Aufnahme von nur wenigen, auf die geschilderte Weise gebildeten Basisfunktionen gelingt es, die anfangs geforderte Genauigkeit zu erreichen.

6. Beispiel

An einem Beispiel soll die vorgeschlagene Strategie verdeutlicht werden. In Tabelle 1 sind mit der Regressionsanalyse ermittelte funktionale Abhängigkeiten für Wasserdampf sowie deren Zustandsbereiche und Genauigkeiten im Vergleich zur Formulierung IFC 67 enthalten. Neben den Gleichungen $T_d(p)$, $h''(T)$ und $h_{ig}(T)$ wurden zwei Beziehungen für Δh_{korrr} erstellt. Während die erste Gleichung vier Koeffizienten besitzt, wurden für die zweite Beziehung sieben zugelassen. (Für die Funktion $h''(T)$ ist $T=T_d(p)$ zuvor zu berechnen.)

Die erreichten Genauigkeiten der beiden resultierenden Enthalpiegleichungen $h(p, T)$ sind in den p, T -Diagrammen des Bildes 3 mit Linien maximalen absoluten Fehlers gegenübergestellt. Obwohl bereits die 4-Koeffizienten-Gleichung in weiten Parameterbereichen eine hohe Genauigkeit erreicht, hält sie die in der Rahmentafel IAPS 85 gegebene maximale Toleranz von 4 kJ/kg nicht ein. Demgegenüber erfüllt die Gleichung mit sieben Koeffizienten die Rahmentafel auch an den Bereichsrändern und ist im übrigen Zustandsbereich erheblich genauer.

Im Bild 4 ist dargestellt, wie sich mit zunehmender Anzahl in die Korrekturfunktion aufgenommener Terme die Fehlerquadratsumme sowie der maximale Fehler verringern. Zwar erreicht der maximale Fehler bereits bei zwei Basisfunktionen einen relativ geringen Wert, die große Fehlerquadratsumme deutet jedoch darauf hin, daß dieser Fehler in weiten Bereichen auftritt. Die Werte der beiden in Tabelle 1 angegebenen Gleichungen sind markiert.

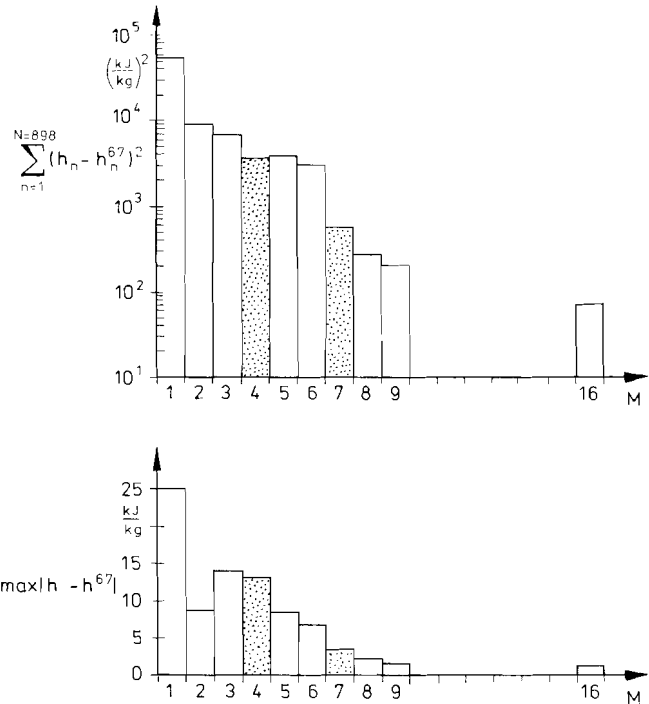


Bild 4. Abhängigkeit der Fehlerquadratsumme und des maximalen Fehlers von $h(p, T)$ von der Anzahl der in die Realkorrektur Δh_{korrr} aufgenommenen Terme

7. Schlußfolgerungen

Der Ansatz für $h(p, T)$ läßt sich auch auf andere Zustandsgrößen $z(p, T)$ übertragen. Gemäß Gleichung (12) lautet dann die allgemeine Beziehung:

$$z(p, T) = z''(p) + z_{ig}(p_{ig}, T) - z_{ig}(p_{ig}, T_d(p)) + \Delta z_{korrr}(p, \Delta T_d) \quad (22)$$

mit $\Delta T_d = T - T_d(p)$.

Dabei muß die Differenz $z_{ig}(p_{ig}, T) - z_{ig}(p_{ig}, T_d(p))$ aus dem jeweiligen Integral über $c_{pig}(T)$ und der thermischen Zustandsgleichung des idealen Gases ermittelt werden. Beispielsweise verschwindet bei der Entropie durch die Differenzbildung

$$s_{ig}(p_{ig}, T) - s_{ig}(p_{ig}, T_d(p)) = \int_{T_d(p)}^T c_{pig}(T) \frac{dT}{T} \quad (23)$$

die Druckabhängigkeit des Idealgasanteils.

Damit ist das Verfahren auf die Berechnung aller wichtigen ther-

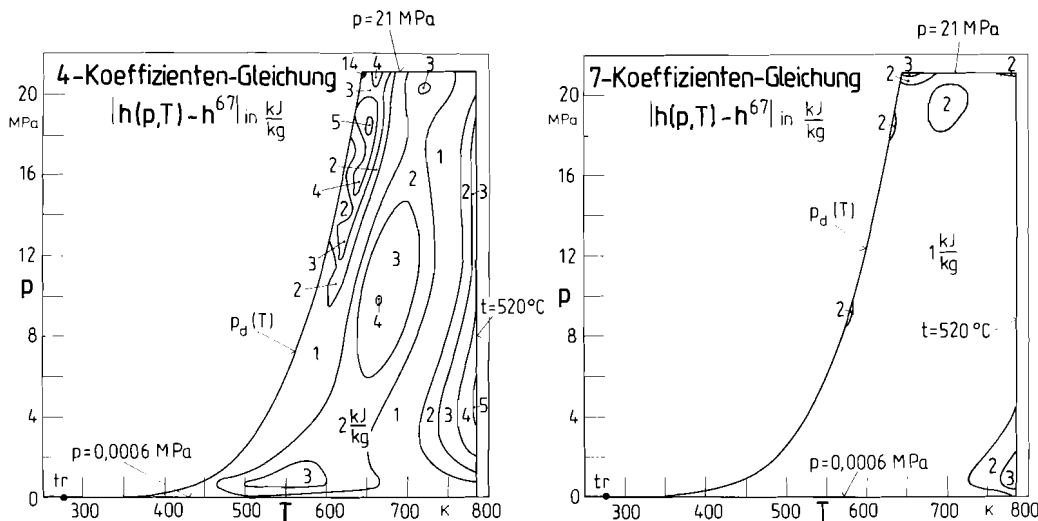


Bild 3. Gegenüberstellung der Genauigkeit der Enthalpiegleichung $h(p, T)$, berechnet mit der 4- und 7-Koeffizienten-Realkorrektur, im Vergleich zur Formulierung IFC 67

mododynamischen Größen anwendbar. Neben $\Delta z_{\text{korr}}''(p, \Delta T_d)$ müssen $z''(p)$ oder $z''(T)$, $T_d(p)$ oder $p_d(T)$ und $z_{\text{ig}}(p_{\text{ig}}, T)$ approximiert werden.

8. Zusammenfassung

Durch die Festlegung von linienförmigen Nebenbedingungen läßt sich bei der Approximation von vereinfachten Zustandsgleichungen eine sichere Konsistenz zwischen den Zustandsgleichungen für das Einphasengebiet, den Phasengrenzkurvgleichungen und den Idealgasbeziehungen erreichen. Das hat zur Folge, daß die Berechnungen der Phasengrenzen und des idealen Gasgebiets mit den dort geltenden, weit einfacheren und Rechenzeit sparenden eindimensionalen Gleichungen durchgeführt werden können, ohne die thermodynamische Konsistenz zu verletzen. Nur im realen Einphasengebiet muß auf die komplizierteren zweidimensionalen Korrekturfunktionen zurückgegriffen werden. Da die Anwendbarkeit des Modells für einen weiten Zustandsbereich nachgewiesen wurde, ist das Konzept auch zur beabsichtigten Erstellung von vereinfachten Zustandsgleichungen geeignet.

Formelzeichen

a_m	freier Parameter m im Approximationsansatz
b	varierte Konstante in Basisfunktionen
$c_1 \dots c_3$	varierte Konstanten in Basisfunktionen
c_p	spezifische isobare Wärmekapazität, in $\text{kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
f_m	Basisfunktion m im Approximationsansatz
g	spezifische freie Enthalpie, in kJ/kg
h	spezifische Enthalpie, in kJ/kg
m	Index für Terme im Approximationsansatz
M	Anzahl der Terme im Approximationsansatz
n	Index für Regressionsdatenpunkte
N	Anzahl der Regressionsdatenpunkte
p	Druck, in MPa
R	Gaskonstante, in $\text{kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
s	spezifische Entropie, in $\text{kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
T	Temperatur, in K
v	spezifisches Volumen, in m^3/kg
z	beliebige spezifische Zustandsgröße $[z]$
\bar{z}	dimensionslose Zustandsgröße $z, 1$
Δz	Differenz einer Zustandsgröße $z [z]$
δz	relative Abweichung einer Zustandsgröße z , in %
z_m	Basisfunktion m im Approximationsansatz $[z]$
ρ	Dichte, in kg/m^3

Index

0	Bezugsstand
c	konstant gehaltener Wert
d	Sättigungszustand
ig	Zustand idealen Gases
korr	Korrektur
kr	kritischer Zustand
spin	Spinodal
tr	Tripelzustand
'	Zustand siedender Flüssigkeit
"	Zustand trocken gesättigten Dampfes
67	Formulierung IFC 67 von Wasser

Literatur

- [1] Dittmann, A., Klinger, J., und Kretzschmar, H.-J.: Neue internationale verbindliche Rahmentafeln und eine genaue Zustandsgleichung für die thermodynamischen Eigenschaften von Wasser und Wasserdampf. Teil I u. II. *Energietechnik*. 38 (1988) 1+2, S. 1–5, S. 48–68
- [2] Dittmann, A., Klinger, J., und Kretzschmar, H.-J.: Aktuelle Pro-

bleme der internationalen Wasserdampfforschung – Empfehlungen für die Berechnung der thermophysikalischen Zustandsgrößen. *Energietechnik* 40 (1990) 4, S. 144–148

- [3] Dittmann, A., Zschunke, T., Klinger, J., und Kretzschmar, H.-J.: Computer Code for the Generation of Optimized Algorithms to Calculate Thermophysical Properties of Water and Steam. The Properties of Water and Steam (Proc. of the 11th ICPS). New York: Hem. Publ. Corp., 1990
- [4] Fischer, S.: Ein Beitrag zur Modellierung thermodynamischer Prozesse. Dresden, TU, Wiss. Rat, Diss. B, 1977
- [5] Goodwin, R. D.: Equation of State for Thermodynamic Properties of Fluid. *J. of Research NBS – A. Physics and Chemistry* 79 A (1975) 1, S. 71–79 (Zustandsgleichung für thermodyn. Eigenschaften von Fluiden)
- [6] Grigull, U.: Properties of Water and Steam in SI-Units. 3. Auflage. Berlin: Springer-Verlag 1982
- [7] Häusler, A.: Berechnung des Verhaltens des Druckhalters eines WWER-440 bei einer Leistungserhöhung. Dresden, TU, Sekt. Energieww., WB Kernenergie, DA, 1988
- [8] Kretzschmar, H.-J.: Beitrag zur effektiven Startwertbereitstellung für implizite Zustandsfunktionen. Dresden, TU, Fak. Masch. wes., Diss. A, 1981
- [9] Kretzschmar, H.-J.: Näherungen für thermodynamische Zustandsfunktionen beliebiger Variabler – angewendet als Iterationsstartwertgleichungen. *Wiss. Z. TU Dresden* 33 (1984) 4, S. 139–146
- [10] Kretzschmar, H.-J.: Zur Aufbereitung und Darbietung thermophysikalischer Stoffdaten für die Energietechnik. Dresden, TU, Wiss. Rat, Diss. B, 1990
- [11] Kretzschmar, H.-J., und Klinger, J.: Zur stoffunabhängigen Berechnung von impliziten Zustandsfunktionen – ein Beitrag zur effektiven Bereitstellung von Stoffdaten in thermodynamischen Prozessberechnungen der Energieanlagentechnik. *Energietechnik* 34 (1984) 6, S. 210–215
- [12] Kretzschmar, H.-J., Klinger, J., Schneider, St., und Dittmann, A.: Zur Bereitstellung thermophysikalischer Stoffdaten für die Modellierung energiewandelnder Prozesse auf Personalcomputer. *Wiss. Ber. IHZ. – Zittau* (1987) 709, VI/5, S. 16–22
- [13] Kretzschmar, H.-J., Zschunke, J., Klinger, J., und Dittmann, A.: An Alternative Method for the Numerical Calculation of the Maxwell-Criterion in Vapour Pressure Computations Properties of Water and Steam (Proc. of the 11th ICPS). New York: Hem. Publ. Corp., 1990
- [14] Magerfleisch, J.: Umkehrbare Gleichungen zur Berechnung von Entspannungsvorgängen im Wasserdampf. *BWK* 31 (1979) 10, S. 403–407
- [15] Pruß, A.: Aufstellung einer vorläufigen Fundamentalgleichung für die freie Enthalpie zur Wiedergabe des flüssigen Zustandsgebietes von Wasser. Bochum, Ruhr-Uni, LS Thermodyn., DA, 1990
- [16] de Reuck, K. M.: SEEQ-A Computer Program for a Method of Correlation Using a Search Procedure Based on a Step-wise Least-Squares Technique. London: IUPAC, 1979 (IUPAC Thermodynamic Tables)
- [17] de Reuck, K. M., und Armstrong, B.: A method of correlation using a search procedure, based on a step-wise least-squares technique, and its application to an equation of state for propylene. *Cryogenics* 19 (1979) 9, S. 505–512
- [18] Ruhr-Uni, Inst. f. Thermo- u. Fluiddyn.: Setzmann, U., und Wagner, W.: Zwei Verfahren zur Optimierung der Struktur und der Länge von Korrelationsgleichungen. *Fo. ber. – Bochum*, 1989
- [19] Setzmann, U., und Wagner, W.: A New Method for Optimizing the Structure of Thermodynamic Correlation Equations. *Int. J. Thermophys.* 10 (1989) 6, S. 1103–1126
- [20] Wagner, W.: Eine mathematisch statistische Methode zum Aufstellen thermodynamischer Gleichungen – gezeigt am Beispiel der Dampfdruckkurve reiner fluider Stoffe. *VDI-Fortschrittsberichte Reihe 3* (1974) 39
- [21] Wagner, W.: Zur Strategie der Messung und Korrelation von Zustandsgrößen. *BWK* 27 (1975) 7, S. 290–297

[22] *Willkommen, Th.*: Erstellung bedarfsgerechter thermodynamischer Stoffwertbeziehungen durch Festlegung linienförmiger Nebenbedingungen mit Hilfe von WAREG. Dresden, TU, Sekt. Energieumw., WB Thermodyn., DA, 1990

[23] *Zschunke, T.*: Realisierung des Approximationsverfahrens von *Wagner* zur automatisierten Erzeugung vereinfachter Stoffwertalgorithmen. Dresden, TU, Sekt. Energieumw., WB Thermodyn., DA, 1987

[24] *Zschunke, T.*: Simultane gleichmäßige Approximation mehrerer nichtlinearer Funktionen – Bestandteil der automatisierten Erstellung von vereinfachten thermophys. Stoffwertgl. im Programm

ECOFIT. 1990 Dresden, TU, Fak. Masch. wes., Diss. A., 1990

[25] *Zschunke, T., Kretzschmar, H.-J., und Klinger, J.*: Ein alternatives Verfahren zur numerischen Realisierung des *Maxwell*-Kriteriums in Phasengleichgewichtsberechnungen. *Chem. Technik* 40 (1988) 5, S. 199–205

[26] *Zschunke, T., Kretzschmar, H.-J., und Klinger, J.*: WAREG – Ein Programm zur nutzerorientierten Erzeugung thermophysikalischer Stoffwert-Berechnungsalgorithmen für thermodynamische und thermohydraulische Prozeßmodellierungen. *Kernenergie* 32 (1989) 5, S. 198–205

Hans-Ulrich Reichardt, Günther Schülert und Rainer Fischer, Krumpa¹

Turbinenöle in der Energiewirtschaft

1. Bedeutung des Turbinenöls

Die gegenwärtige Betriebsbelastung in Kraftwerken verlangt einerseits beständige Werkstoffe [1] und andererseits die Verwendung ausgewählter Schmierstoffe als Turbinenöle, die lange Zeit auch bei relativ hohen Temperaturen sowie unter Einwirkung von Luft, Wasserdampf, metallischen Katalysatoren und Fremdstoffen der verschiedensten Art und Herkunft ohne nennenswerte Veränderung in Einsatz bleiben können.

Für den Turbinenbetreiber ist es am wirtschaftlichsten, einen evtl. notwendigen Ölwechsel während einer GR-Stillstandsperiode durchzuführen.

Daraus resultiert für die Turbinenöle, je nach Einsatzgebiet, die Forderung nach einer Einsatzzeit, die mindestens einen Zeitraum oder ein mehrfaches des Zeitraums zwischen 2 GR beträgt. Die Vorteile längerer Einsatzzeiten und damit die Absicherung gegen einen ungewollten Stillstand der Turbinenanlage liegen auf der Hand:

- beträchtliche Öleinsparung je Ölfüllung,
- Verminderung der Instandhaltungskosten für Turbinen, z. B. Reinigungs- und Wartungskosten,
- Verminderung der Turbinenstillstandzeiten infolge Verringerung der Ölwechsel- und Pflegemaßnahmen und damit auch ein geringerer Bedarf an Fremdstrom und
- eine damit verbundene, erhöhte eigene Stromerzeugung bei nicht notwendigen Abstellmaßnahmen.

Anhand der in Tabelle 1 von *Brendel* und *Winkler* [2] für die ehemalige DDR gegebenen Abschätzungen wird deutlich, wie groß der Nutzen bei zielgerichteter Umsetzung tribotechnischer und schmierungstechnischer Erkenntnisse für die einzelnen Bereiche sein kann. Diese Zahlen belegen aber auch andererseits die Notwendigkeit einer ordnungsgemäßen Turbinenpflege. Dies gilt auch dann noch, wenn man weiß, daß sich in den Industriestaaten der Anteil des Turbinenöls am gesamten Schmierstoffsortiment auf etwa 1 bis maximal 2 % beläuft. So werden Turbinenöle zu den qualitativ hochwertigsten Produkten der gesamten Schmierstoffpalette gezählt. Obwohl mit nur rd. 1 % an den Gesamtkosten eines Kraftwerks beteiligt, zählt man Turbinenöle mit Fug und Recht zu den Maschinenelementen. So wird eingeschätzt, daß in Ostdeutschland gegenwärtig insgesamt 5000 Turbinenöl im Einsatz sind.

¹ Dipl.-Chem. *Hans-Ulrich Reichardt*, Dipl.-Chem. *Günther Schülert* und Dipl.-Ing. *Rainer Fischer*, ADDINOL Mineralöl GmbH Lützkendorf, O-4206 Krumpa

Tabelle 1. Mögliche Einsparungen in der ehemaligen DDR durch Anwendung tribotechnischer Erkenntnisse

Möglichkeiten	Einsparungen (in Mill. Mark) ¹
Reibungsverringerung	40
Arbeitskräfteeinsparung	15
Schmierstoffeinsparung	15
Verringerung des Wartungsaufwandes	360
Werkstoffeinsparung	180
Grundmitteleinsparung	30
Lebensdauerverlängerung	160
Gesamteinsparung	800

¹ Wertangabe vor der Währungsunion

Besonders wichtig ist in diesem Zusammenhang eine genaue Kenntnis der Belastungsfaktoren und der entsprechenden Turbinenölpflegemaßnahmen. So berichtete z. B. *Förtsch* [3], daß bei ordnungsgemäßer und verantwortungsvoller Pflege und Wartung Laufzeiten von durchschnittlich 100 000 Betriebsstunden und mehr zu verwirklichen sind. Voraussetzung ist eine entsprechende Turbinenölqualität. Der Einsatz erfolgt vorrangig in Wasser-, Dampf- und Gasturbinen.

Im Ergebnis dessen unterscheiden sich auch die in der Tabelle 2 vorgegebenen Richtwerte zur Gebrauchswertbeurteilung, die von *Fischer* [4] für die Turbinenöle TL 24 und TL 36 angegeben werden.

2. Ölanforderungen und -beanspruchungen

Zur Gewährleistung eines funktionsgerechten Verhaltens werden an ein Turbinenöl eine Vielzahl von Anforderungen gestellt [5]:

- **Schmierung:** Ausbildung eines tragfähigen Schmierfilms zur Schmierung der Lager und aller bewegten Teile im Ölumlaufsystem,
- **Kühlung:** Gewährleistung einer guten Wärmeabfuhr, von der z. B. der Wirkungsgrad einer Turbine mit abhängt,
- **Korrosionsschutz:** insbesondere gegenüber der korrosiven Wirkung von aus der Umwelt eingedrungenen Fremdstoffen, wie Wasser und Verschmutzungen,
- **Druckübertragung:** zur Sicherung der Regelung und Steuerung einer Turbinenanlage