

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

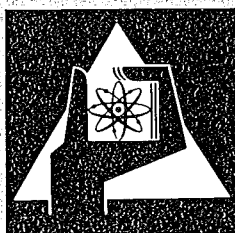
August 1974

KFK 1984

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Nukleare Sicherheit

Untersuchungen zur Nachbildung von Kühlturmfahnen
in Modellexperimenten

H. Werle



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1984

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Nukleare Sicherheit

Untersuchungen zur Nachbildung von Kühlturmfahnen
in Modelleexperimenten

H. Werle

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit werden modell-theoretische Überlegungen auf Kühlturmfahnen angewendet. Es zeigt sich, daß ein großer Bereich der für wirkliche Kühltürme repräsentativen Bedingungen in einem kleinen Niedergeschwindigkeits-Windkanal nachgebildet werden kann. Messungen der räumlichen Verteilung von Geschwindigkeit, Temperatur und Feuchte würden Aufschluß geben über

- 1) den Einfluß von Kondensations- und Verdampfungseffekten auf das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld,
- 2) die die Eigenturbulenz der Fahne charakterisierenden Austauschkoeffizienten und
- 3) integrale Daten (Nebelfahnenlänge, Steighöhe) liefern, mit denen die Ergebnisse von Modellrechnungen überprüft werden könnten.

Die durch den atmosphärischen Druckgradienten hervorgerufene adiabatische Abkühlung der Fahne während des Aufstiegs kann in Modellexperimenten nicht simuliert werden.

Im zweiten Teil der Arbeit wird anhand eines einfachen theoretischen Modells untersucht, welche atmosphärischen und welche Kühlturm-Parameter für den Aufstieg und die Ausbreitung von Kühlturmfahnen wesentlich sind. Es sind dies vor allem der anfängliche Dampfgehalt der Kühlturmluft, die Feuchtigkeits- und Temperaturverteilung in der Atmosphäre und die (hier nicht untersucht) Windgeschwindigkeit. Diese Parameter sollten daher, innerhalb gewisser Grenzen, im Modellexperiment variiert werden können.

Ein weiteres interessantes Ergebnis der Rechnungen ist, daß unter gewissen Bedingungen sowohl bei trockenen als auch bei nassen Fahnen -bedingt durch die adiabatische Abkühlung- in großen Höhen erneut Nebel auftreten kann, ein Vorgang, der in den Modellexperimenten nicht simuliert werden kann.

Investigations concerning the modeling of cooling tower plumes in small-scale experiments

Abstract

In the first part of this report similar theory is applied to cooling tower plumes. It turns out that a large part of the conditions representative for real cooling towers can be modeled in a small low-speed wind tunnel. Measurements of the space distribution of velocity, temperature and moisture would give information concerning

- 1) the influence of condensation and evaporation on the temperature and velocity field,
- 2) the exchange coefficients characteristic for the self-turbulence of the plume and
- 3) deliver integral data (length of the fog plume, asymptotic height) to check the results of calculations.

The adiabatic temperature decrease of the plume during the rise caused by the atmospheric pressure gradient cannot be simulated in small-scale experiments.

In the second part of the report it is investigated by means of a simple theoretical model which cooling tower and atmospheric parameters determine mainly the rise and the diffusion of cooling tower plumes. This are the initial moisture of the cooling tower air, the distribution of moisture and temperature in the atmosphere and the wind velocity, which was not taken into account in the theoretical model. Therefore in the experiments there should be the possibility to change these parameters within certain limits.

Another interesting result of the calculations is that under certain condition a second fog plume may occur in larger heights caused by the adiabatic temperature decrease. These phenomene, which cannot be simulated in small-scale experiments, is possible for wet as well as for dry cooling towers.

I N H A L T

	Seite
Zusammenfassung/Abstract	
1. Einleitung	1
2. Ähnlichkeitstheorie für Kühlturmfahnen	4
2.1. Vorbemerkung	4
2.2. Beschreibung der physikalischen Vorgänge	4
2.3. Differentialgleichungen (Erhaltungssätze) und Ähnlichkeitsbedingungen	5
2.4. Durchführung der Experimente in einem kleinen Niedergeschwindigkeits-Windkanal	10
2.5. Schlußfolgerungen aus Ähnlichkeitsbetrachtungen	12
3. Theoretische Untersuchungen von Kühlturmfahnen	13
3.1. Das theoretische Modell	13
3.1.1. Die Bewegungsgleichungen	14
3.1.2. Das numerische Verfahren	16
3.1.3. Änderungen der Fahnenluftparameter während des Aufstiegs	17
3.1.4. Die Atmosphäre	21
3.2. Ergebnisse der Untersuchungen	24
3.2.1. Abhängigkeit der Fahnenparameter von den Kühlturmparametern	25
3.2.2. Abhängigkeit der Fahnenparameter von der "Entrainment"-Konstanten	26
3.2.3. Abhängigkeit der Fahnenparameter von den atmosphärischen Bedingungen	26
3.2.4. Trockene Fahnen	28
3.2.5. Modelltürme	29
3.3. Schlußfolgerungen aus den theoretischen Untersuchungen	32

	Seite
Anhang 1	
Nomenklatur zu Abschnitt 2	34
Nomenklatur zu Abschnitt 3	36
Anhang 2	
Integration der differentiellen Er- haltungssätze	39
Anhang 3	
Berechnung der Dichte von Luft-Wasser- Gemischen	41
Anhang 4	
Das FORTRAN-Programm	42
Anhang 5	
Vergleich der von Briggs, von Ott und hier benutzten Grundgleichungen	48
Literaturverzeichnis	50

1. Einleitung

In Zukunft wird bei großen Kraftwerken in zunehmendem Maße in der BRD Kreislauf-Kühlung über Kühltürme benutzt werden müssen, da die Frischwasserkapazität nahezu erschöpft ist. Aus wirtschaftlichen Gründen wird man zunächst wahrscheinlich Naßkühltürme mit Naturzug wählen /1/.

Naßkühltürme haben erhebliche Auswirkungen auf das lokale Klima. Ein Naßkühlturm (Höhe 150 m, Durchmesser am Austritt 90 m) für einen 1000 MWe LWR emittiert pro sec 750 kg Wasser, was der mittleren Verdunstungsmenge einer etwa 40 km² großen Wasserfläche entspricht. Unter gewissen meteorologischen Bedingungen kann die von solch einem Kühlturm emittierte warme und mit Wasserdampf gesättigte Luft zur Bildung einer mehrere km langen Nebelfahne führen. Die zuständigen Behörden verlangen daher, vor der Genehmigung eines Standorts, eine möglichst quantitative Voraussage dieser Auswirkungen.

Die bisher benutzten Modelle /2,3/ zur Berechnung der Auswirkungen beschreiben die physikalischen Vorgänge nicht richtig und die Ergebnisse sind bisher nur unzureichend durch Experimente überprüft. Es gibt inzwischen bessere Methoden /4/. Genauere und zuverlässigere Ergebnisse sind davon jedoch nur dann zu erwarten, wenn gewisse, bisher nur experimentell bestimmbare Parameter bekannt sind, die die turbulenten Vermischungsprozesse der Kühlturmfahne mit der Umgebungsluft beschreiben.

Zum Verständnis der Ausbreitungsvorgänge von Rauch- und radioaktiven Fahnen haben im Labor durchgeführte Modellexperimente einen erheblichen Beitrag geleistet. In diesem Bericht wird der Nutzen von Modellexperimenten für das Verständnis der Ausbreitung von Kühlturmfahnen dargestellt und es wird diskutiert, was bei der Durchführung zu beachten ist. Die Experimente wären nützlich für

1) die Entwicklung von Modellvorstellungen, 2) die Bestimmung der turbulenten Austauschkoefizienten und 3) die Überprüfung der Ergebnisse von Rechenprogrammen.

Zwar gibt es bereits eine Reihe von Modellversuchen über aufsteigende Luftfahnen (siehe z.B. /5/). Die meisten dieser Untersuchungen standen jedoch in Zusammenhang mit Fragen der Ausbreitung von Rauch- oder radioaktiven Fahnen und waren entsprechend angelegt. Sie lassen sich aus zwei Gründen nur zum Teil für quantitative Aussagen über Nebelfahnen großer Naßkühltürme heranziehen:

- 1) Die Versuche wurden mit trockenen Fahnen durchgeführt. Bei nassen Fahnen treten während des Aufstiegs Kondensations- und Verdampfungsprozesse auf, die den Aufstieg selbst und die Vermischungsprozesse während des Aufstiegs beeinflussen.
- 2) Bei Rauch- und radioaktiven Fahnen interessiert in erster Linie die maximale Bodenkonzentration, die in der Regel in Entfernungen auftritt, die groß sind gegenüber dem Schornsteindurchmesser. Dazu muß die asymptotische Aufstieghöhe der Fahne und der daran anschließende Diffusionsprozeß in der Atmosphäre beschrieben werden. Die Details in der Aufstiegsphase sind von sekundärer Bedeutung. Bei Kühlturmfahnen dagegen findet der besonders interessierende Prozeß der Nebelbildung insbesondere in der Aufstiegsphase statt. In dieser Phase überwiegen i.a. die durch die Eigenturbulenz der Fahne hervorgerufenen Vermischungsprozesse jene, die durch die atmosphärische Turbulenz verursacht werden. Deshalb lassen sich auch in Modellexperimenten die entscheidenden Prozesse bei Kühlturmfahnen besser studieren als bei Schornsteinfahnen.

Modellexperimente für Naßkühltürme müssen daher mit nassen Fahnen durchgeführt werden und insbesondere auch den Bereich in der Nähe des Kühlturmaustritts erfassen. Damit die Er-

gebnisse auf Kühltürme übertragbar sind, müssen die in Abschnitt 2 diskutierten Ähnlichkeitsbedingungen beachtet werden. In Abschnitt 3 wird mittels eines einfachen theoretischen Modells untersucht, welche atmosphärischen Parameter die sich während des Fahrenaufstiegs abspielenden Prozesse bestimmen.

2. Ähnlichkeitstheorie für Kühlturmfahnen

2.1. Vorbemerkung

Die Vermischung der Fahne mit der Umgebungsluft wird durch die Eigenturbulenz der Fahne und durch die atmosphärische Turbulenz bestimmt. In Modellexperimenten kann nur die Eigenturbulenz der Fahne nachgebildet werden. Die kritischen Fälle mit langen Nebelfahnen sind jedoch die bei stabiler, turbulenzarmer Atmosphäre, bei denen im Gebiet der Nebelfahne die Eigenturbulenz dominiert. Diese können im Modell gut simuliert werden.

2.2. Beschreibung der physikalischen Vorgänge

Bei einem Naßkühlturm strömt warme, mit Wasserdampf gesättigte Luft in die Atmosphäre (Abb.1a). Die atmosphärischen Luftschichten bewegen sich i.a. horizontal und weisen eine vertikale Dichteschichtung auf. Die Kühlturmströmung und die atmosphärischen Bedingungen seien stationär. Die Kühlturmfahne ist turbulent und vermischt sich mit der Umgebungsluft zunächst hauptsächlich infolge dieser Eigenturbulenz. Die Mischzone wächst mit zunehmendem Abstand von Kühlturm (Abb.1b) und erstreckt sich nach einigen Kühlturmdurchmessern über dem ganzen Fahnenbereich. Durch die horizontal strömende Umgebungsluft wird die Fahne i.a. abgelenkt und in größeren Entfernungen vom Kühlturm bewegt sich die Fahne nahezu horizontal. Das in diesem Bereich auftretende Strömungsbild bezeichnet man als "line thermal". Ein vertikaler Schnitt durch solch eine "line thermal" ist in Abb.1c dargestellt. Es zeigen sich zwei ausgeprägte Wirbelgebiete. Die Umgebungsluft strömt von unten in die Fahne ein, die Isothermen zeigen entsprechend eine Einbuchtung.

In Abb.1d ist dargestellt, wie die eindimensionalen Scheibenmodelle /2,3/ (Abschnitt 3) diese Strömung behandeln.

Die Fahne wird in horizontale Scheiben (Dicke Δz) unterteilt, die durch die Vertikalkoordinate z und durch Mittelwerte der Geschwindigkeit, Temperatur usw. charakterisiert sind. Bei der Berechnung der Ausbreitung wird dann weiter angenommen, daß sich 1) die Fahnenscheibe mit Umgebungsluft der Höhe z vermischt und 2) vollständig während eines Schritts Δz (siehe 3.1). Beide Annahmen sind zumindest in bestimmten Fahnenphasen sehr schlechte Näherungen, so daß zu erwarten ist, daß sich längerfristig bessere Modelle, die den turbulenten Austausch in den drei Raumdimensionen berücksichtigen, durchsetzen werden. Die bei solchen Modellen benötigten turbulenten Austauschkoeffizienten könnten aus den in Modell-experimenten gemessenen Verteilungen von Geschwindigkeit, Temperatur und Feuchte bestimmt werden.

2.3. Differentialgleichungen (Erhaltungssätze) und Ähnlichkeitsbedingungen

Es läßt sich experimentell zeigen /6/, daß wenn die Reynoldszahl am Turmaustritt $Re = \frac{2 r u_0}{\nu} \geq 150$ ist, die hier vorliegende Strömung

- 1) überall turbulent ist (laminare Austauschprozesse können vernachlässigt werden) und
- 2) die dimensionslos gemachten räumlichen Verteilungen von Geschwindigkeit, Temperatur usw. als Funktion der dimensionslosen Ortskoordinaten (Gleichung (3)) unabhängig von Re sind.

Wegen 1) lassen sich über die turbulenten Schwankungen zeitlich gemittelte Erhaltungssätze bekanntlich folgendermaßen schreiben (die benutzten Symbole sind in Anhang 1 definiert):

$$\begin{aligned}
 \text{Moment} \quad u_j \frac{\delta u_i}{\delta x_j} &= - \frac{\rho - \rho_e}{\rho_e} g \delta_{i3} + \nabla \cdot (k_m \nabla u_i) \\
 \text{Enthalpie} \quad u_j \frac{\delta \tilde{T}}{\delta x_j} &= - \frac{g}{c_p} u_3 + \nabla \cdot (k_t \nabla \tilde{T}) \\
 \text{Masse} \quad u_j \frac{\delta \rho}{\delta x_j} &= 0 \quad (1) \\
 \text{Wasserdampf} \quad u_j \frac{\delta \rho m_v}{\delta x_j} &= \frac{\delta \rho_s}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta x_j} u_j + \nabla \cdot (k_c \nabla \rho m_v) \\
 \text{Nebel} \quad u_j \frac{\delta \rho m_l}{\delta x_j} &= - \frac{\delta \rho_s}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta x_j} u_j + \nabla \cdot (k_c \nabla \rho m_l)
 \end{aligned}$$

$$\text{Summenkonvention } j, j = \sum_{j=1}^3$$

Diese Differentialgleichungen können numerisch gelöst werden, wenn die turbulenten Austauschkoefizienten k_m , k_t , k_c bekannt sind. Solche numerischen Verfahren kommen ohne einschneidende Näherungen aus. Sie haben sich bei der Berechnung turbulenter Rohrströmungen bewährt und werden zunehmend auch bei freier Turbulenz, z.B. auch für die Berechnung der Ausbreitung von Kühlturmfahnen eingesetzt /4/.

Die turbulenten Austauschkoefizienten können bisher nur experimentell bestimmt werden. Detaillierte Untersuchungen an wirklichen Kühltürmen zur Bestimmung der Austauschkoefizienten sind zu aufwendig. Es stellt sich daher die Frage, ob sie in Modellexperimenten bestimmt werden können.

Dazu muß auf die Eigenschaften der Austauschkoefizienten näher eingegangen werden.

Alle bisherigen Experimente in freier Turbulenz zeigen /7,8/, daß in ähnlichen Strömungen gilt

$$K_x = \frac{k_x}{U \cdot L} = f\left(\frac{x_j}{L}\right), \quad x = m, t, c \quad (2)$$

U und L sind charakteristische Geschwindigkeiten und Längen, f sind für bestimmte Strömungen universelle Funktionen der dimensionslosen Ortskoordinaten, also insbesondere unabhängig von U und L. I.a. hängen sie nur schwach von x_j/L ab. Dazu folgende Beispiele /7,8/:

Nachlaufströmung (Wake) eines Zylinders	Runder Freistrahls (Jet)	"Line thermal"
$K_m = 0,016$	$K_m = 0,013$	$K_m = K_t = 0,32$
$\frac{k_t}{k_m} = 1,85$	$\frac{k_t}{k_m} = 1,40$	

Es muß noch definiert werden, unter welchen Voraussetzungen Kühlturmströmung und Modellströmung ähnlich sind. Hinreichend ist offenbar, wenn

- 1) die physikalischen Vorgänge gleich sind. In unserem Fall strömt ein runder, warmer, mit Wasserdampf gesättigter Freistrahls senkrecht in horizontal strömende Umgebungsluft mit vorgegebener Feuchte und vertikaler Dichteschichtung. Die Dichteschichtung bewirkt ein Abbiegen des Strahls, so daß in größerer Entfernung vom Austritt des Strahls das Strömungsbild eines "line thermals" vorliegt;
- 2) dimensionslose Kennzahlen der Differentialgleichungen gleich;
- 3) dimensionslose Kennzahlen, die die Randbedingungen beschreiben, gleich.

Auf 2) und 3) soll gleich näher eingegangen werden. Dazu müssen die Gleichungen (1) dimensionslos gemacht werden. Das geschieht, wie üblich, dadurch, daß alle dimensions-

behafteten Veränderlichen auf charakteristische Werte bezogen werden durch folgende Transformation:

$$x_i^* = \frac{x_i}{r} \quad u_i^* = \frac{u_i}{u_0} \quad \tilde{T}^* = \frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_0} \quad T^* = \frac{T}{T_0} \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (3)$$

Man erhält dann

$$\text{Moment} \quad u_j^* \frac{\delta u_i^*}{\delta x_j^*} = - \underbrace{\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \cdot g \frac{r}{u_0^2}}_{1/Fr^2} \delta_{i3} + \nabla \cdot (K_m \nabla u_i^*)$$

$$\text{Energie} \quad u_j^* \frac{\delta \tilde{T}^*}{\delta x_j^*} = - \underbrace{\frac{g}{c_p} \frac{r}{\tilde{T}_0}}_C u_3^* + \nabla \cdot (K_t \nabla \tilde{T}^*) \quad (4)$$

$$\text{Konzentration} \quad u_j^* \frac{\delta \rho^* m_V}{\delta x_j^*} = \frac{\delta \rho^* s}{\delta T^*} \frac{\delta T^*}{\delta x_j^*} + \nabla \cdot (K_c \nabla \rho^* m_V)$$

In diesen Differentialgleichungen treten neben den K_x , die bereits diskutiert wurden, zwei dimensionslose Kennzahlen auf. Die Froude-Zahl $Fr = \frac{u_0}{\sqrt{gr(\rho - \rho_0)/\rho_0}}$ stellt das Verhältnis von Trägheits- zu Auftriebskraft dar. Das Modellexperiment kann, wie später gezeigt wird, so ausgelegt werden, daß Fr der Wirklichkeit entspricht. Die Kennzahl $C = \frac{g}{c_p} \frac{r}{\tilde{T}_0}$ hat keinen Namen. Sie entspricht dem Verhältnis (Energieänderung beim Aufstieg um r /vorhandene Energie). C läßt sich im Modell nicht nachbilden, weil der Nenner in C im Modell etwa denselben Wert hat wie in Wirklichkeit, der Zähler jedoch mindestens um einen Faktor tausend kleiner sein muß, wenn das Experiment im Labormaßstab durchgeführt werden soll. Während beim Kühlturm die beiden Terme auf der rechten Seite der Energiegleichung (adiabatische Abkühlung während des Aufstiegs infolge des atmosphärischen Druckgradienten und tur-

bulenter Austausch) vergleichbar sind, spielt beim Modell nur der turbulente Austausch eine Rolle.

Von den beiden, in den Differentialgleichungen vorkommenden Kennzahlen, läßt sich also nur Fr im Modell nachbilden. Die wesentlichen atmosphärischen Parameter sind (siehe Abschnitt 3) die Feuchte, das Verhältnis von Fahnenaustritt-zu-Windgeschwindigkeit R und ein Stabilitätsparameter S , der im wesentlichen die Dichteschichtung der Umgebungsluft beschreibt. Diese Randbedingungsparameter lassen sich, wie später gezeigt wird, im Modell nachbilden. Deshalb kann man folgende Schlußfolgerungen aus diesen Ähnlichkeitsbetrachtungen ziehen:

- 1) Die turbulenten Austauschprozesse dürften kaum von C abhängen. Die Austauschkoeffizienten K_x können daher im Modellexperiment bestimmt werden.
- 2) Die unabhängigen dimensionslosen Variablen u_j^* , \tilde{T}^* , usw. hängen nur ab von x_j^* , Fr , C , R , S und Umgebungsfeuchte. Wenn C im Modell nachgebildet werden könnte, wären die gemessenen Verteilungen direkt mit Messungen an Kühltürmen vergleichbar. Andererseits kann in Modellrechnungen c_p beliebig groß und damit C beliebig klein gemacht werden und die Ergebnisse dieser Rechnungen müßten dann mit den Modellexperimenten übereinstimmen.

Es sei noch kurz auf solche im Labor durchgeführten Messungen eingegangen, die zumindest in Teilaspekten mit dem hier vorliegenden Problem zusammenhängen.

Es gibt einerseits Untersuchungen an runden, warmen Freistrahlen, die in eine Umgebung ohne Quergeschwindigkeit einströmen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind teilweise relevant für den Bereich direkt am Kühlturmaustritt. Es gibt andererseits eine Reihe von Modellexperimenten mit trockenen Fahnen, bei denen ein runder Freistrahle in eine horizontal bewegte und vertikal geschichtete Umgebung einströmt. Detaillierte Untersuchungen dieser Strömung be-

schränken sich jedoch auf relative große Entfernungen vom Austritt ("line thermal"-Bereich). Für Untersuchungen im Hinblick auf große Naßkühltürme sind jedoch Messungen mit feuchten Fahnen (gegenseitige Beeinflussung von Kondensation, Temperatur und Geschwindigkeit), insbesondere auch in der Nähe des Austritts der Fahne, von Interesse.

2.4. Durchführung der Experimente in einem kleinen Niedriggeschwindigkeits-Windkanal

Für die Experimente würde sich ein Windkanal eignen, wie er im MIT zur Untersuchung von Rauchfahnen verwendet wird /6/. Die Anlage würde sich von der des MIT dadurch unterscheiden, daß Luft mit vorgegebener mittlerer Temperatur und Feuchte einströmt und daß im wesentlichen feuchte Fahnen untersucht würden, was natürlich eine andere und aufwendigere Instrumentierung voraussetzt, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

Die Teststrecke des Windkanals hat folgende Abmessungen:

Länge 2 m, Höhe = Breite = 0,5 m.

Die maximale Windgeschwindigkeit sei 0,5 m/sec, der maximale vertikale Temperaturgradient $dT/dz \leq + 1 \text{ } ^\circ\text{C/cm}$.

Folgende in 2.3. diskutierten Ähnlichkeitsbedingungen sollen erfüllt werden:

$$1) \quad Re = \frac{2u_o r}{\nu} \geq 150 \quad (5)$$

$$2) \quad Fr = \frac{u_o}{\sqrt{g r (\rho - \rho_o) / \rho_o}} \approx 2 \quad (6)$$

$$3) \quad R = \frac{u_o}{v} \approx 1 \text{ bis } 5 \quad (7)$$

$$4) \quad S \approx 10 \text{ bis } 150 \quad (8)$$

Der Stabilitätsparameter S sorgt für gleiches Verhältnis von asymptotischer Aufstiegshöhe zu entsprechender Entfernung im Modell und beim Kühlturm. Es gilt / 6 /

$$\frac{z_a}{x_a} \approx 0,6 \frac{1}{\sqrt[3]{S}} \quad (9)$$

Die Zahlenwerte für Fr, R und S wurden aus Angaben in /6/ für ein TVA-Kraftwerk unter Berücksichtigung, daß es sich hier um einen Kühlturm handelt, abgeschätzt. Sie sind repräsentativ für die dort vorliegenden meteorologischen Bedingungen, mit Ausnahme nahezu neutraler Atmosphäre (sehr große Aufstiegshöhe der Fahne).

Bei der Untersuchung der Frage, ob unter den oben angegebenen Bedingungen die Fahne in ihrem ganzen interessierenden Verlauf bis zur Erreichung der asymptotischen Höhe z_a im Windkanal beobachtet werden kann, kann man folgendermaßen vorgehen:

Für die Aufstiegslänge gilt /6/

$$\frac{x_a}{v} = \frac{\pi}{\omega} \text{ mit } \omega = \sqrt{-g \frac{d\rho_o}{\rho_o dz}} \leq 2 \frac{1}{\text{sec}} \quad (10)$$

x_a wird mit ω , was immer möglich ist, auf 2 m eingestellt. Es verbleiben dann drei freie Parameter u_o , v und r . Damit müssen die drei Gleichungen (6-8) und die Ungleichung (5) erfüllt werden. Einsetzen von (7) in (6) und (8) liefert

$$v = \frac{2}{R} \cdot \sqrt{r} \quad (6')$$

$$v = \sqrt{1,5 \cdot S \cdot R \cdot r} \quad (8')$$

Durch (6') und (8') sind v und r und damit über R alle drei freien Parameter festgelegt. Es muß dann noch geprüft werden, unter welchen Bedingungen die Ungleichung (5) erfüllt ist.

In Abb.2 sind die Ergebnisse dieser Untersuchung für zwei Werte von R dargestellt. $R=1$ entspricht ($u_0 \approx 5\text{m/sec}$) einer relativ großen Windgeschwindigkeit von 5 m/sec , $R=3$ entspricht $v = 1,7\text{ m/sec}$. Über r als Abszisse sind die den beiden Gleichungen (6') und (8') entsprechenden Werte von v auf der linken, die über R damit festgelegten Werte von u_0 auf der rechten Ordinate angegeben. Die Schnittpunkte der Geraden (8') (Parameter S) mit (6') legen die Arbeitspunkte fest. Man sieht, daß bei $R=1$ für Werte von $S \geq 200$ die Arbeitspunkte im erlaubten Gebiet $Re > 150$ liegen. Für Werte unterhalb $S=30$ ergeben sich jedoch unbequem große Werte von $r (> 10\text{cm})$, so daß in praxi S -Werte zwischen 200 und 30 im Modellexperiment eingestellt werden können. Bei $R=3$ ist das erlaubte S -Gebiet wesentlich kleiner. Es beschränkt sich auf Werte unterhalb etwa 15. Dieses erlaubte Gebiet ist in Abb.2 unten schematisch dargestellt. In dieser Abbildung ist auch angedeutet, wie sich das erlaubte Gebiet vergrößern würde, wenn man einen größeren Windkanal (Länge 4m , Höhe=Breite= $0,8\text{m}$) benutzen würde.

2.5. Schlußfolgerungen aus Ähnlichkeitsbetrachtungen

Mit dem betrachteten Windkanal kann ein großer Teil der für Kühltürme repräsentativen Kennzahlen nachgebildet werden und die Fahne im gesamten interessierenden Bereich untersucht werden. Durch Messung der räumlichen Verteilung von Geschwindigkeit, Temperatur, Wasserdampf und Nebel können

- 1) die turbulenten Austauschprozesse studiert und die Austauschkoeffizienten bestimmt werden,
- 2) die gegenseitige Beeinflussung der Dampf-Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung untersucht werden und
- 3) integrale Daten (z.B. Nebelfahnenlänge, Aufstiegs-
höhe) für die Überprüfung von Modellrechnungen
($c_p \rightarrow \infty$) zur Verfügung gestellt werden.

3. Theoretische Untersuchungen von Kühlturmfahnen

3.1. Das theoretische Modell

Das hier benutzte Modell sei an Hand der Abb.3 erläutert. Aus dem Kühlturm strömt ein zeitlich konstanter feucht-warmer Luftstrom in eine windstille Atmosphäre. Die Fahne ist also stationär und zylindersymmetrisch.

Das Volumenelement der Fahne ist eine Zylinderscheibe, die charakterisiert ist durch die einzige unabhängige Variable z (eindimensionales Modell), durch den Radius und durch bestimmte, über die Zylinderscheibe gemittelte Werte von Dichte, Vertikalgeschwindigkeit, Temperatur usw.

In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, daß die Eigenschaften der Fahne an der Stelle $z+\Delta z$ mittels drei Differentialgleichungen aus den Eigenschaften an der Stelle z und den Parametern der umgebenden Atmosphäre berechnet werden können.

Eine der Gleichungen folgt aus den Erhaltungssätzen von Masse und Moment, die andere aus den für ein Luft-Dampf-Gemisch im Schwerfeld geltenden Gleichgewichtsbeziehungen. Die dritte Gleichung stellt eine experimentell verifizierte Annahme über den Zufluß von Umgebungsmasse in die Fahne dar.

Es wird also angenommen, daß sich nach jedem Schritt Δz ein Gleichgewicht einstellt, d.h.

- 1) die zugeflossene Umgebungsluft vermischt sich während eines Schritts Δz vollständig mit der Fahnenluft;
- 2) der Dampf ist im Gleichgewicht mit den Wassertröpfchen, und die Wassertröpfchen sind so klein, daß sie sich mit der Fahne mitbewegen.

Während die unter 2) gemachte Annahme in etwa zutreffen dürfte /9/, ist 1) sicher nicht erfüllt.

Die Grundgleichungen dieses Modells werden in /5/ für trockene Fahnen ausführlich diskutiert. Auf nasse Fahnen wurden sie mit einigen Erweiterungen und Verfeinerungen von Bøgh und Mitarbeitern angewandt / 3 /. Allerdings wird in diesen Arbeiten das Modell nur qualitativ beschrieben, und die mitgeteilten Ergebnisse sind nicht nachprüfbar. Auch Ott /10/ benutzt dieses Modell zur quantitativen Beschreibung nasser Kühlturmfahnen.

Das Modell ist eindimensional. Es beschreibt die an sich zweidimensionalen Verteilungen durch Mittelwerte über horizontale Querschnitte. Außerdem werden einige Annahmen gemacht, die sicher nicht erfüllt sind, z.Bsp. vollständige Durchmischung der mitgerissenen Umgebungsluft mit der Fahnenluft während eines Schritts in z-Richtung. Es erscheint deshalb zweifelhaft, ob dieses Modell für die quantitative Untersuchung von Nebelfahnen großer Kühltürme geeignet ist.

3.1.1. Die Bewegungsgleichungen

Es soll der Aufstieg einer feuchtwarmen Luftfahne in eine ruhende Umgebung anhand des in Abb.3 skizzierten eindimensionalen Modells untersucht werden.

Die einzelnen Elemente der Fahne sind charakteristisch durch die Höhe z , durch den Scheibenradius und durch mittlere Werte der Massenverhältnisse, Dichte, Temperatur und der Aufstiegsgeschwindigkeit. Diese Parameter sollen als Funktion der entsprechenden Anfangsparameter und der Eigenschaften der die Fahne umgebenden Atmosphäre berechnet werden. Die im folgenden benutzten Symbole sind in Anhang 1 erläutert.

Die differentiellen Erhaltungssätze (Anhang 2) beschreiben das System nicht vollständig. Insbesondere liefern sie keine Aussage über den durch den Aufstieg hervorgerufenen

Massenzufluß aus der Umgebung in die Fahne. Eine plausible und experimentell verifizierte Annahme /5/ ist

$$\frac{d\phi_M}{dz} = \alpha \cdot 2\pi r \cdot \rho_e \cdot w \quad (1)^*$$

Dabei ist

$$\phi_M = \int \rho_p w dF = \pi r^2 \rho_p w \quad (2)$$

der Massenstrom durch eine horizontale Fläche und α eine empirische Konstante, deren Wert in /5/ mit 0,075 angegeben ist. (1) besagt, daß die Zunahme des Massenflusses ("Entrainment rate") proportional dem Umfang der Fahne $2\pi r$ und proportional der Geschwindigkeit w ist.

Eine zweite Beziehung erhält man aus den differentiellen Erhaltungssätzen (Anhang 2). Danach ist

$$\frac{d\phi_{Mo}}{dz} = B_0 \quad (3)$$

wobei

$$\phi_{Mo} = \int \rho_p w^2 dF = \pi r^2 \rho_p w^2 \quad (4)$$

der Strom des Moments in z-Richtung und

$$B_0 = g \int (\rho_e - \rho_p) dF = g \pi r^2 (\rho_e - \rho_p) = g \frac{\phi_M}{w} \frac{\rho_e - \rho_p}{\rho_p} \quad (5)$$

die Auftriebskraft pro Längeneinheit bedeutet. Einsetzen von (5) in (3) gibt

$$\frac{d\phi_{Mo}}{dz} = g \frac{\phi_M}{w} \frac{\rho_e - \rho_p}{\rho_p} \quad (6)$$

*) In den einzelnen Abschnitten wird jeweils nur auf die Gleichungen desselben Abschnitts Bezug genommen.

$\rho_e(z)$ ist vorgegeben. $\rho_p(z+\Delta z)$ läßt sich aus $\rho_p(z)$, $\rho_e(z)$ und $\frac{d\phi_M}{\phi_M}(z)$ berechnen (siehe Abschnitt 3), also

$$\rho_p(z+\Delta z) = \text{Funktion}(\rho_p(z), \rho_e(z), \frac{d\phi_M}{\phi_M}(z)) \quad (7)$$

Die drei Größen ϕ_M , ϕ_{M0} und ρ_p stellen die primären Variablen dar und beschreiben den Aufstieg der Fahne. Sie können mit Hilfe der zwei Differentialgleichungen (1) und (6) sowie des funktionalen Zusammenhangs (7) numerisch bestimmt werden.

Aus den drei primären Größen läßt sich die Aufstiegsgeschwindigkeit

$$w = \frac{\phi_{M0}}{\phi_M} \quad (8)$$

und der Fahnenradius

$$r = \sqrt{\frac{\phi_M}{\pi \rho_p w}} \quad (9)$$

berechnen.

3.1.2. Das numerische Verfahren

Der Gang des numerischen Verfahrens ist in dem nachfolgenden Schema angedeutet. Vorgegeben seien die primären Größen $\phi_M(1)$, $\phi_{M0}(1)$, $\rho_p(1)$ bei $z=z(1)$. Daraus lassen sich zunächst mit (8) und (9) die Werte von $w(1)$ und $r(1)$ berechnen. Mit (1) und (6) lassen sich dann die Änderungen $d\phi_M(1)$ und $d\phi_{M0}(1)$ beim Fortschreiten um Δz aus den Werten bei $z=z(1)$ und damit auch die Werte $\phi_M(2)$ und $\phi_{M0}(2)$ bei $z(2) = z(1) + \Delta z$ bestimmen. $\rho_p(2)$ errechnet sich mittels (7). Aus den primären Größen an der Stelle $z(2)$ erhält man dann die abgeleiteten wieder mittels (8) und (9).

Schema des numerischen Verfahrens

		Primäre Variable		Abgeleitete Variable
z(1)	gegeben	$\phi_M(1), \phi_{Mo}(1), \rho_p(1)$	$\xrightarrow{(8), (9)}$	w(1), r(1)
		↓		
Änderungen		$d\phi_M(1) = f(r(1), \rho_e(1), w(1))$ (1)		
		$d\phi_{Mo}(1) = f(\phi_M(1), w(1), \rho_e(1), \rho_p(1))$ (6)		
		↓		
z(2)	Neue Werte	$\phi_M(2) = \phi_M(1) + \Delta\phi_M(1)$ $\phi_{Mo}(2) = \phi_{Mo}(1) + \Delta\phi_{Mo}(1)$ $\rho_p(2) = f(\rho_p(1), \rho_e(1), \frac{d\phi_M(1)}{\phi_M(1)})$	$\xrightarrow{(8), (9)}$	w(2), r(2)

3.1.3. Änderungen der Fahnenuftparameter während des Aufstiegs

Betrachtet sei wieder das in Abb. 3 skizzierte Fahnenelement. Während des Aufstiegs von z(1) um Δz auf z(2) werden sich die Fahneneigenschaften ändern. Für die Integration der Bewegungsgleichungen ist es insbesondere notwendig, die Dichte bei z(2) zu kennen (vgl. (6)). Aber auch die Änderungen der anderen Parameter sind von Interesse, z.Bsp. der Massenanteil von Wassertröpfchen, der ein Maß für die Nebelkonzentration ist.

Während des Aufstiegs um Δz vermischt sich der Massenstrom in der Fahne ϕ_M mit der Umgebungsluft, derart, daß bei $z+\Delta z$ der Massenstrom in der Fahne $\phi_M + \Delta\phi_M$ ist. Darüberhinaus ändern sich die Parameter der Fahnennasse, weil die Fahne während des Aufstiegs expandiert und daher Arbeit auf Kosten der inneren Energie leisten muß. Bei diesen durch den Aufstieg hervorgerufenen Änderungen wird angenommen, daß sie adiabatisch sind ($\Delta Q=0$). Die Gleichgewichtswerte bei $z+\Delta z$ ergeben sich dann aus denen bei z durch Addition der durch beide Prozesse (Vermischung und Aufstieg) hervorgerufenen Änderungen.

Der Vermischungsprozeß

Die Enthalpie feuchter Luft pro kg ist

$$h = m_a c_p T + m_v c_{pv} T + m_l c T + m_v L \quad (10)$$

Da m_v und m_e klein gegen eins sind und $c_{pv} \approx c \approx c_p$, gilt mit einer Genauigkeit von einigen %

$$h = c_p T + m_v L \quad (11)$$

Dabei kann h sowohl als auf 1 kg feuchte oder auch als auf 1 kg trockene Luft bezogen verstanden werden.

Betrachtet werde zunächst der Vermischungsprozeß zweier feuchter Luftmassenströme ϕ_M und $\Delta\phi_M$, die charakterisiert sind durch T_p , m_v und m_l (Index p wurde weggelassen) bzw. T_e , m_{ve} und m_{le} (Abb.4, Punkt p und Punkt e bzw. e'). Gesucht sind die entsprechenden Gleichgewichtsparameter der Mischung.

Wenn zunächst Kondensations- und Verdampfungsprozesse ausgeschlossen seien, folgt aus den Erhaltungssätzen mit

$$\mu = \frac{\Delta\phi_M}{\phi_M} \approx \frac{\Delta\phi_{Ma}}{\phi_{Ma}} \text{ für die Gleichgewichtsparameter der Mischung}$$

$$T_1 = (T_p + \mu T_e) / (1 + \mu)$$

$$m_{v1} = (m_v + \mu m_{ve}) / (1 + \mu) \quad (12)$$

$$m_{l1} = (m_l + \mu m_{le}) / (1 + \mu)$$

Dieser Zustand ist durch Punkt 1 ($1'$) in Abb.4 charakterisiert. Während des Vermischungsprozesses können Kondensations- oder Verdampfungsprozesse auftreten. Da kein Energieaustausch mit der Umgebung stattfinden soll, ist

$$\Delta h = L \cdot \Delta m_v + c_p \Delta T \equiv 0 \quad (13)$$

Das Gemisch bewegt sich also (Abb.4) auf der Geraden

$$dm_v = - \frac{c_p}{L} dT \quad (14)$$

vom Punkt 1(1') zum Punkt 2(2') und zwar in Richtung der Sättigungskurve $s(T)$. Wir setzen voraus, daß die Temperaturänderungen genügend klein sind, dann kann $s(T)$ stückweise durch Geradenstücke ersetzt werden und es gilt, wie man aus Abb.4 ersieht

$$m_{v1-s}(T_1) = m_{v1-s_1} = |\Delta m_{v1}| + |\Delta s_1| = (c_p/L + \frac{ds}{dT}(T_1)) \Delta T_1 \quad (15)$$

Daraus ergibt sich

$$\Delta T_1 = \frac{m_{v1-s_1}}{c_p/L + \frac{ds}{dT}(T_1)} \quad (16)$$

und mit (14) auch Δm_{v1} .

Die Gleichgewichtsparameter nach der Vermischung sind also

$$\begin{aligned} T_2 &= T_1 + \Delta T_1 \\ m_{v2} &= m_{v2} + \Delta m_{v1} \\ m_{\ell 2} &= m_{\ell 1} - \Delta m_{v1} \end{aligned} \quad (17)$$

Wenn das Gemisch zunächst übersättigt ist ($m_{v1} > s_1$, Punkt 1), tritt Kondensation auf ($\Delta m_{v1} < 0$) und damit eine Temperaturerhöhung ($\Delta T_1 > 0$). Ist das Gemisch zunächst nicht gesättigt ($m_{v1} < s_1$, Punkt 1'), tritt Verdampfung auf ($\Delta m_{v1} > 0$) und damit eine Temperaturerniedrigung ($\Delta T_1 < 0$), solange $m_{\ell 1}$ nicht Null wird. Ist also im Fall des zunächst nicht gesättigten Gemischs $m_{\ell 1} \geq \Delta m_{v1}$, wird Sättigung erreicht und es gilt (16). Ist jedoch $m_{\ell 1} < \Delta m_{v1}$, kann die Sättigung nicht erreicht werden und es gilt anstelle von (14) und (16)

$$\Delta m_{v1} = m_{\ell 1} \quad (18)$$

$$\Delta T_1 = -(L/c_p) m_{\ell 1} \quad (19)$$

woraus analog wie oben die neuen Gleichgewichtsparameter (T_2, m_{v2}) zu berechnen sind ($m_{\ell 2}=0$).

Durch den Aufstieg verursachte Änderungen

Die beim Aufstieg um Δz pro Masseneinheit zu leistende Arbeit ist $-g\Delta z$. Diese wird, da der Prozeß adiabatisch erfolgt, auf Kosten der inneren Energie geleistet. Der Prozeß sei wieder in zwei Teilschritte zerlegt. Im ersten Teilschritt soll sich nur die Luft abkühlen (keine Kondensation - und Verdampfungsprozesse). Das ergibt eine Temperaturerniedrigung (Abb. 4, Übergang von 2 nach 3)

$$\Delta T_2 = -\frac{g}{C_p} \Delta z, \quad T_3 = T_2 + \Delta T_2 \quad (20)$$

Infolge der beim Aufstieg um Δz auftretenden Druckänderung $\Delta p = \rho_e \Delta z$ ($p^+ = p + \Delta p$) und der Temperaturänderung ΔT_2 ändert sich das Sättigungsverhältnis. Es ist wegen

$$s = \frac{M_v}{M_a} \cdot \frac{p_s}{p - p_s} \quad (21)$$

$$\Delta s = \frac{M_v}{M_a} \left(\frac{\Delta p_s}{p - p_s} - \frac{p_s}{(p - p_s)^2} \Delta(p - p_s) \right) \approx \frac{M_v}{M_a} \frac{p_s}{p - p_s} \left(-\frac{dp_s/dT}{p_s} \gamma + \frac{\rho_e}{p} \right) \Delta z \quad (22)$$

wenn man $\frac{p_s}{p}$ gegenüber 1 vernachlässigt. Der erste Ausdruck in der Klammer entspricht der durch ΔT_2 verursachten Änderung von s , der zweite der durch die direkte Druckänderung. Es zeigt sich, daß die über ΔT_2 verursachte Änderung mindestens 100 mal größer ist, d.h. Δs ist immer negativ. Es treten also höchstens Kondensationsprozesse auf, und zwar nur dann,

wenn

$$m_{v2} > s_3 = s(T_3, p^+) \quad (23)$$

$$\text{Dann ist } \Delta T_3 = \frac{m_{v2} - s_3}{c_p / L + \frac{ds}{dT}(T_3, p^+)} \quad \text{und } \Delta m_{v3} = - \frac{c_p}{L} \Delta T_3 \quad (24)$$

Ist $m_{v2} \leq s_3$, dann ist notwendigerweise $m_{\ell 2} = 0$ und daher $\Delta T_3 = \Delta m_{v3} = 0$. Die neuen Gleichgewichtsparameter der Fahne an der Stelle $z + \Delta z$ sind daher

$$\begin{aligned} T_p^+ &= T_3 + \Delta T_3 \\ m_v^+ &= m_{v2} + \Delta m_{v3} \\ m_e^+ &= m_{\ell 1} - \Delta m_{v1} - \Delta m_{v3} \end{aligned} \quad (25)$$

Wenn $T_p < 273,15 \text{ }^\circ\text{K}$ ist, muß in obenstehenden Gleichungen statt der Verdampfungswärme die Sublimationswärme eingesetzt werden.

Die Dichte kann aus diesen Parametern berechnet werden. Es gilt (siehe Anhang 3)

$$\rho^+ = \frac{p^+}{RT^+} M_m^+ \quad (26)$$

wobei M_m^+ das effektive Molekulargewicht der Mischung bedeutet

$$M_m^+ = M_a \frac{1 + m_{\ell}^+ + m_v^+}{1 + m_v^+ + \frac{M_a}{M_v}} \quad (27)$$

3.1.4. Die Atmosphäre

Es ist bequem und allgemein gebräuchlich, die Atmosphäre anstatt durch die Temperatur durch die Potential-Temperatur θ_e zu beschreiben. Dabei ist θ_e definiert durch

$$\frac{d\theta_e}{dz} = \frac{dT_e}{dz} + \gamma \quad (28)$$

Für eine neutrale Atmosphäre ist $\frac{dT_e}{dz} = -\gamma$, also $\frac{d\theta_e}{dz} = 0$.

Bei stabiler Atmosphäre ist $\frac{d\theta_e}{dz} > 0$

bei labiler Atmosphäre ist $\frac{d\theta_e}{dz} < 0$

Bei neutraler Atmosphäre ist eine trockene Luftmasse bei einer adiabatischen Verschiebung in jeder Höhe im Gleichgewicht mit der Umgebung, bei stabiler Atmosphäre hat sie die Tendenz, zu ihrer ursprünglichen Lage zurückzukehren, bei labiler Atmosphäre würde sie sich beschleunigt nach oben bewegen.

Zur Berechnung des Fahnenaufstiegs müssen die atmosphärischen Bedingungen als Funktion der Höhe z bekannt sein.

Vorgegeben sei die Umgebungstemperatur am Kühlturmaustritt $T_e(z_1)$ und $d\theta_e/dz$ als Funktion von z . Dann läßt sich die Potential-Temperatur

$$\theta_e(z) = T_e(z_1) + \int_{z_1}^z (d\theta_e/dz) \cdot dz \quad (29)$$

und die Umgebungstemperatur

$$T_e(z) = \theta_e(z) - \gamma \cdot z \quad (30)$$

als Funktion von z berechnen.

Weiter sei vorgegeben das auf die Luft bezogene Massenverhältnis des Dampfes und der Nebeltröpfchen, $m_{v_e}(z)$ und $m_{l_e}(z)$. Das effektive Molekulargewicht der Atmosphäre ist (siehe Anhang 3)

$$M_e = \frac{M_a (1 + m_{ve} + m_{le})}{1 + m_{ve} \frac{M_a}{M_v}}$$

Damit ist wegen $\rho_e = \frac{M_e}{R} \cdot \frac{p}{T_e}$

$$\frac{dp}{dz} = -g \rho_e = -\frac{g}{R} \frac{M_e}{T_e} p \quad \text{oder}$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{R} \cdot \frac{M_e}{T_e} \cdot dz$$

woraus sich durch Integration die Druckverteilung

$$p(z) = p(z_1) \cdot \exp\left(-\frac{g}{R} \int_{z_1}^z \frac{M_e}{T_e} dz\right) \quad (31)$$

und damit auch die Dichte als Funktion von z

$$\rho_e(z) = \frac{1}{R} \cdot \frac{M_e \cdot p}{T_e} \quad (32)$$

berechnen läßt.

Damit sind alle für den Fahnenaufstieg maßgebenden Parameter der ruhenden Atmosphäre festgelegt.

Das auf diesen Beziehungen basierende FORTRAN-Programm ist in Anhang 4 wiedergegeben. Mit diesem wurden die in 3.2 diskutierten numerischen Untersuchungen durchgeführt.

3.2. Ergebnisse der Untersuchungen

Im Hinblick auf die Frage, ob Kühlturmfahnen in Modellexperimenten nachgebildet werden können, soll im folgenden untersucht werden, welche Ausgangsparameter das Verhalten von Kühlturmfahnen, insbesondere auch die Nebelbildung, im wesentlichen beeinflussen.

Die Vorgänge im Kühlturm selbst wurden nicht untersucht. Die Wärmeleistung des Kühlturms wurde, wenn nicht besonders vermerkt, mit 2000 MW angenommen. Außerdem wurde angenommen, daß direkt am Austritt des Kühlturms die Nebelkonzentration Null ist und daß bei nassen Fahnen die relative Luftfeuchte 100% beträgt, bei trockenen Fahnen die absolute Luftfeuchte gleich der der Umgebung ist. Für die restlichen beiden Kühlturmparameter, den Radius und die Temperaturdifferenz gegenüber der Umgebungsluft wurden plausible Werte angenommen (Nasse Fahne: Radius 42 m, Temperaturdifferenz 15 °C). Es wurde jedoch untersucht, wie stark die Ergebnisse der Rechnungen von diesen beiden angenommenen Parametern abhängen. Es zeigte sich, daß die für die Auswirkung wichtigen Fahnenparameter, insbesondere bei ausgeprägten Nebelfahnen, nicht stark vom Kühlturmradius und der Temperaturdifferenz abhängen (Abschnitt 3.3.1.).

Die Temperatur der Atmosphäre bei $z=0$ wurde mit $300 \text{ }^{\circ}\text{K} = 27 \text{ }^{\circ}\text{C}$ angesetzt. Die "Entrainment"-Konstante wurde, wenn nicht anders angegeben, mit $\alpha = 0,075$ angenommen.

Die Rechnungen wurden abgebrochen, wenn die Geschwindigkeit Null geworden war ($z_{w=0}$), spätestens jedoch in 2000 m Höhe. Die im folgenden mit Steighöhe bezeichnete Höhe $z_{w=0}$ ist etwas größer als die asymptotische Steighöhe, weil bei $z_{w=0}$ die Auftriebskraft i.a. negativ ist und daher die Fahne sich etwas unterhalb $z_{w=0}$ stabilisiert.

3.2.1. Abhängigkeit der Fahnenparameter von den Kühlturmparametern

Für eine unendlich dicke Bodeninversion mit $d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$ wurden der Kühlturmradius, die Temperaturdifferenz gegenüber der Umgebung und die Kühlturmleistung variiert.

In Abb.5 und Tab.1 und 2 sind einige Ergebnisse zusammengestellt.

In den Tabellen sind für einen Satz von Ausgangsparametern immer 4 Größen angegeben:

Zeile 1: $z_{w=0}$

Zeile 2: $z_{Bo=0}$, Höhe, in der Auftrieb Null wird

Zeile 3: $z_{v_{pl}>0}$, Bereich, in dem Nebel vorhanden ist
($v_{pl} > 0$)

Zeile 4: $v_{plmax}(z_{v_{plmax}})$, Maximalwert der Nebelkonzentration (z-Wert mit höchster Nebelkonzentration)

Abb.5 zeigt die Nebelkonzentration, den Fahnenradius und die Geschwindigkeit als Funktion von z für 70% atm. Luftfeuchte. Der Kühlturmradius beeinflusst die Fahnenparameter kaum. Eine Änderung der Temperaturdifferenz führt zu etwas größeren Änderungen der Fahnenparameter. Insbesondere wird bei Verkleinerung der Temperaturdifferenz die Nebelkonzentration in der Nähe des Turms erheblich reduziert.

Tabelle 1 und 2 zeigen die oben definierten Größen für atm. Luftfeuchten zwischen 40 und 100% als Funktion der Kühlturmparameter. Der Kühlturmradius hat keinen merklichen Einfluß auf die Fahnenparameter. Kleinere Temperaturdifferenzen führen zu einer Reduzierung der Nebelkonzentration in der Nähe des Kühlturms.

Die Steighöhe und die Nebelkonzentration nimmt, wie zu erwarten war, mit der Kühlturmleistung zu. Die prozentualen Änderungen der Fahnenparameter sind jedoch kleiner als die der Kühlturmleistung.

3.2.2. Abhängigkeit der Fahnenparameter von der "Entrainment"-Konstanten

Die "Entrainment"-Konstante α wurde i.a. mit 0,075 angenommen. Zur Untersuchung des Einflusses von α auf die Fahnenparameter wurden Rechnungen mit $\alpha=0,05$ und 0,10 für eine Bodeninversion mit $d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$ und atm. Feuchte zwischen 40 und 100% durchgeführt.

Einige Ergebnisse sind in Tabelle 3 und Abb.6 dargestellt. Man ersieht, daß alle Fahnenparameter stark von dem Zahlenwert für α abhängen. Z.Bsp. beträgt bei 70% relativer Luftfeuchte die Steighöhe 1080, 1280 bzw. 1780 m für $\alpha = 0,05$; 0,075 bzw. 0,10.

Die prozentualen Änderungen der Fahnenparameter liegen in der gleichen Größenordnung wie die prozentualen Änderungen von α .

3.2.3. Abhängigkeit der Fahnenparameter von den atmosphärischen Bedingungen

Die Atmosphäre wird beschrieben durch die Temperatur und den Wasserdampfgehalt (Nebel soll in der ungestörten Atmosphäre nicht vorhanden sein). Es wurden zwei Fälle untersucht:

- 1) Eine unendlich dicke Bodeninversion. Variiert wird der Dampfgehalt und der Temperaturgradient der Atmosphäre, die jedoch beide als von z unabhängig angenommen werden.

2) Eine unendlich dicke Höheninversion oberhalb 1000 m. Unterhalb 1000 m sei die Atmosphäre neutral. In beiden Schichten sei die relative Luftfeuchte gleich und unabhängig von z .

Das Verhalten der Fahne sei an Hand der Abb.7 für zwei Fälle diskutiert. In beiden Fällen handelt es sich um eine Bodeninversion mit $d\theta_g/dz = 0,2 \gamma$, im oberen Teilbild beträgt die relative Feuchte der Atmosphäre 40%, im unteren 70%.

Bei 40% Luftfeuchte tritt Nebel nur unmittelbar am Turm auf. Die Fahngeschwindigkeit steigt von 2,8 m/sec am Kühlturmaustritt auf etwa 9 m/sec in 200 m Höhe und fällt dann mit zunehmender Höhe ab, da die Atmosphäre stabil geschichtet ist. Bei 1900 m ist die Fahngeschwindigkeit auf Null abgesunken.

Bei 70% relativer Luftfeuchtigkeit verhält sich die Fahne ganz anders. Zunächst hat man in der Nähe des Turms eine wesentlich stärker ausgeprägte Nebelfahne. Die Geschwindigkeit fällt nach dem Maximum zunächst auch mit wachsendem z bis etwa 1400 m Höhe. Oberhalb 1000 m Höhe tritt jedoch erneut Nebel auf. Die freiwerdende Kondensationswärme bewirkt nun ein erneutes Ansteigen der Geschwindigkeit. Trotz stabil geschichteter Atmosphäre steigt also die Fahne in diesem Fall beliebig hoch.

In Tabelle 4 sind wieder einige integrale Parameter der Fahnen für Boden- und Höheninversionen unterschiedlicher Stabilität und Luftfeuchte angegeben. In Abb.8 ist die Steighöhe als Funktion dieser Parameter dargestellt. Die Steighöhe nimmt, wie erwartet, mit zunehmender Stabilität der Atmosphäre ab. Unterhalb eines kritischen Werts der Luftfeuchte ist die Steighöhe praktisch unabhängig von der Luftfeuchte (Kondensationseffekte klein). Oberhalb dieser kritischen Luftfeuchte nimmt die Steighöhe mit der Luftfeuchte zu, und zwar um so stärker, je weniger stabil

die Atmosphäre ist. Mit den in Abb. 6 dargestellten Ergebnissen läßt sich angeben, wie dick und wie stabil eine Inversionsschicht höchstens sein darf, damit sie von der Kühlturmfahne noch durchstoßen wird. So wird z.Bsp. eine Bodeninversion mit $d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$ bei 70% rel. Luftfeuchte noch durchstoßen, wenn sie nicht höher als 1300 m ist. Unter den gleichen Bedingungen dürfte eine bei 1000 m beginnende Höheninversion nur 1000 m dick sein.

In Abb. 9 sind die Bereiche der Fahnen (durch dick ausgezogene Linien) kenntlich gemacht, in denen Nebel vorhanden ist. Bereiche ohne Nebel sind dünn ausgezogen. Bei geringer Luftfeuchte und stabiler Atmosphäre tritt Nebel nur in der Nähe des Kühlturmaustritts auf. Mit zunehmender Luftfeuchte vergrößert sich diese Bodennebelfahne. Bei Luftfeuchten oberhalb etwa 60% tritt jedoch Nebel auch in größeren Höhen auf, und zwar zunächst bei relativ geringer Stabilität der Atmosphäre (Steighöhe groß). Bei Luftfeuchten oberhalb etwa 80% überlagern sich diese beiden Bereiche, und die Fahne wird in ihrem ganzen Verlauf sichtbar.

3.2.4. Trockene Fahnen

Für eine Bodeninversion mit $d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$ wurden Rechnungen mit verschiedenen Kühlturmparametern durchgeführt. Die Wärmeleistung des Kühlturms betrug jeweils 2000 MW.

Tabelle 5 und Abbildung 10 zeigen einige Ergebnisse. Es zeigte sich, daß entsprechend den Ergebnissen in / 3 / auch bei trockenen Fahnen in größeren Höhen Nebel auftreten kann. Die beiden variierten Kühlturmparameter (Radius und Temperaturerhöhung) beeinflussen die Länge und die Konzentration der auftretenden Nebelfahnen kaum. Für Luftfeuchten kleiner-gleich 70% tritt unterhalb 2000 m kein Nebel auf. Die Nebelbildung beginnt bei einer Luftfeuchte von 80% in etwa 1400 m Höhe. Diese Grenze rückt mit weiter zunehmender

Luftfeuchte tiefer. Die bei diesen hohen Feuchten auftretenden Nebelfahnen trockener Türme sind in der Länge und Konzentration vergleichbar mit denen nasser Fahnen.

3.2.5. Modelltürme

Das benutzte Modell läßt sich natürlich auch auf Experimente im Labormaßstab anwenden. Wenn die Windgeschwindigkeit Null ist, spielt die Kennzahl R (Abschnitt 2) keine Rolle mehr. Die Temperaturüberhöhung am Austritt ($15\text{ }^{\circ}\text{C}$) soll im Modell und in Wirklichkeit gleich sein, die Austrittsöffnung sei im Modell 1000mal kleiner. Gleichheit der Froude-Zahl verlangt dann, daß die Austrittsgeschwindigkeit im Modell etwa 30mal kleiner ist als in Wirklichkeit. Der Wärmestrom muß dann im Modell um einen Faktor $3 \cdot 10^7$ kleiner sein als beim Turm (2000 MW), was einen Wert von etwa 100 W ergibt. Die Temperaturschichtung wird so gewählt, daß die Aufstiegshöhe im Modell ebenfalls einen Faktor 1000 kleiner ist als in Wirklichkeit. Die Reynoldszahl des Modells am Austritt ist dann größer als 1000. Es wurden deshalb für das Modell und den damit zu vergleichenden Turm folgende Parameter gewählt:

	<u>Turm</u>	<u>Modell</u>
Wärmestrom	2000 MW	100 W
Austrittsradius	42 m	0,042 m
Temperaturüberhöhung	15 $^{\circ}\text{C}$	15 $^{\circ}\text{C}$
Bodeninversion, $d\theta_e/dz$	0,5 γ	500 γ

In Abb.11 und 12 sind einige Parameter der Modell- und der Kühlturm-fahne für 70% rel. Feuchte miteinander verglichen. Für den Turm ist z in m, für das Modell in mm angegeben. Wenn verschiedene Ordinatenmaßstäbe angegeben sind, gilt der linke für den Turm, der rechte für das Modell.

Die Geschwindigkeit ist beim Modell etwa einen Faktor 30 kleiner und zeigt einen ähnlichen Verlauf. Beim Turm wird die Geschwindigkeit bei etwa 1280 m, im Modell bei etwa 1,2 m Null. Auch der Massenfluß und der Fahnenradius haben im Modell einen ähnlichen Verlauf wie beim Turm. Im Gegensatz dazu sind jedoch die Verläufe für die Temperaturen und die Nebelkonzentration im Modell sehr verschieden von denen des Turms. Im Modell nimmt die Fahnentemperatur zwar auch zunächst ab, steigt jedoch dann wieder an, weil die Temperatur der Umgebung zunimmt und die adiabatische Temperaturerniedrigung infolge des Aufstiegs sich wegen der geringen Steighöhe nicht auswirken kann. Die Nebelfahne in der Nähe des Austritts ist beim Modell wesentlich schwächer ausgeprägt als in Wirklichkeit. Außerdem tritt im Modell im Gegensatz zur Wirklichkeit keine Nebelfahne für große Werte von z auf.

Der Grund für dieses verschiedenartige Verhalten liegt darin, daß beim Modell infolge der 1000 mal reduzierten Steighöhe die adiabatische Abkühlung der Fahne sich nicht auswirken kann. Das erkennt man aus Abb.12, in der die durch die Vermischung (Δv_1) und die durch den adiabatischen Aufstieg (Δv_3) verursachten Kondensations- bzw. Verdampfungseffekte getrennt dargestellt sind.

Beim Turm ist Δv_1 zunächst negativ (Vermischung führt zur Kondensation), oberhalb $z = 70$ m ist Δv_1 jedoch positiv (Vermischung liefert untersättigte Luft). Δv_3 ist im ganzen Bereich ≤ 0 , d.h. durch den adiabatischen Aufstiegsvorgang können nur Kondensationseffekte hervorgerufen werden. Da sowohl Δv_1 als auch Δv_3 zunächst negativ sind, entsteht am Turmaustritt Nebel. Für $z > 120$ m ist $\Delta v_1 > |\Delta v_3|$, d.h. die durch die Vermischung verursachten Verdampfungsprozesse überwiegen die durch den adiabatischen Aufstieg hervorgerufenen Kondensationseffekte. Die Nebelkonzentration nimmt daher ab und wird bei etwa 340 m Null, d.h. die Fahne wird untersättigt.

Diese Untersättigung hält an bis zu einer Höhe von etwa 1000 m. Von nun an überwiegen die durch den Aufstieg hervorgerufenen Kondensationseffekte die durch die Vermischung verursachten Verdampfungseffekte, und es tritt wieder Nebel auf.

Die Modellfahne zeigt demgegenüber zwei wesentliche Unterschiede: 1) die bodennahe Nebelfahne ist kürzer und schwächer, und 2) es tritt kein Nebel bei größeren Werten von z auf. Der Grund für dieses verschiedenartige Verhalten liegt darin, daß wegen der Längenreduzierung um den Faktor 1000 auch die adiabatische Temperaturabsenkung $\Delta T_2 = -\gamma \cdot \Delta z$ (20) um den Faktor 1000 reduziert wird. Während bei der wirklichen Fahne beide Effekte (Vermischung und adiabatischer Aufstieg) auch in Bodennähe in der gleichen Größenordnung liegen, spielen die adiabatischen Temperaturänderungen und die damit verbundenen Kondensationsprozesse beim Modell keine Rolle mehr.

3.3. Schlußfolgerungen aus den theoretischen Untersuchungen

Die Prozesse im Kühlturm selbst wurden nicht untersucht. Daher wurden für einige Kühlturmparameter (Radius, Temperaturdifferenz) plausible Annahmen gemacht. Für die "Entrainment"-Konstante α wurde ein Wert angenommen, der bei trockenen Fahnen zu guter Übereinstimmung mit Meßwerten geführt hat. Die quantitativen Ergebnisse der Rechnungen werden teilweise erheblich durch diese Wahl der Parameter (insbesondere vom α -Wert) beeinflusst. Die folgenden qualitativen Aussagen sind jedoch davon unabhängig.

- 1) Die Steighöhe von Kühlturmfahnen wird im wesentlichen vom anfänglichen Dampfgehalt der Fahne und von der Temperatur- und Feuchtigkeitsverteilung in der Atmosphäre bestimmt.
- 2) Bei nassen Fahnen entsteht praktisch immer eine Nebelfahne in der Nähe des Kühlturmaustritts. Bei der Bildung dieser "Bodennebel"-Fahne spielen die durch die Vermischung und die durch den adiabatischen Aufstieg hervorgerufenen Kondensations- und Verdampfungsprozesse eine vergleichbare Rolle.
- 3) Bei relativ feuchter Atmosphäre tritt in größeren Höhen eine "Hochnebel"-Fahne auf. Diese wird hervorgerufen durch die adiabatische Temperaturabsenkung in der Fahne. Die Ausdehnung und Intensität dieser "Hochnebel"-Fahne ist bei nassen Kühltürmen nicht wesentlich größer als bei trockenen Kühltürmen, und zwar wird der Unterschied um so kleiner, je feuchter die Atmosphärenluft ist.
- 4) Die Längendimensionen der Modellfahne müssen über den vertikalen Temperaturgradienten der Umgebung mindestens um den Faktor 1000 gegenüber dem Kühlturm reduziert werden, damit die Fahne in ihrem ganzen Verlauf beobachtet werden kann. Der adiabatische Temperaturgradient

$dT/dz = -g/c_p = -9.81 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C/m}$ kann nicht geändert werden. Entsprechend können die durch ihn hervorgerufenen Effekte (insbesondere die "Hochnebel"-Fahne) im Modell nicht nachgeahmt werden, wie die Rechnungen für den Modellturm zeigen.

- 5) Für die Modellexperimente sind ja die meisten der den Kühlturm und die Atmosphäre charakterisierenden Parameter durch die in Abschnitt 2 diskutierten Ähnlichkeitsbedingungen festgelegt. In Abschnitt 2 wurde nicht untersucht der Einfluß der Feuchte und der mittleren, absoluten Temperatur der Umgebungsluft auf den Fahnenaufstieg. Nach den numerischen Untersuchungen beeinflussen beide Parameter den Aufstieg entscheidend, sie sollen daher innerhalb gewisser Grenzen in den Modellexperimenten variiert werden können.

Anhang 1: Nomenklatur zu Abschnitt 2

Indices:	*	dimensionslose Variablen
	m	Moment
	t	Energie, Temperatur
	c	Konzentration
	e	(environment) Umgebung
	v	(vapour) Dampf
	l	(liquid) Wassertröpfchen
	0	(Null) Standardwert
$i, j = 1, 2, 3$		Raumkoordinaten
	LW	Spez. Verdampfungswärme von Wasser
	ν	kinematische Zähigkeit von Luft
	g	Erdbeschleunigung
	c_p	spez. Wärme von Luft
	s	Sättigungsverhältnis (Masse Wasserdampf/ Masseneinheit Luft)
	u	Geschwindigkeit
	v	Windgeschwindigkeit
	x	Raumkoordinate
	ρ	Dichte
	\tilde{T}	$T + \frac{LW}{c_p} \cdot m_v$
	T	Temperatur

m Massenverhältnis

k turbulente Austauschkoeffizienten

$K = \frac{k}{U \cdot L}$ reduzierte Austauschkoeffizienten

U charakteristische Geschwindigkeit

L charakteristische Länge

u_0 Austrittsgeschwindigkeit der Fahne

r Radius der Austrittsöffnung

$Re = \frac{2r u_0}{\nu}$ Reynoldszahl am Austritt

$Fr = u_0 / \sqrt{g r (\rho - \rho_0) / \rho_0}$ Froude-Zahl

$C = \frac{g r}{c_p T_0}$ Konstante für adiabatische Abkühlung

$$R = \frac{u_0}{\nu}$$

S Stabilitätsparameter, beschreibt vertikale Dichteschichtung der Umgebungsluft

z_a Asymptotische Aufstiegshöhe

x_a Horizontale Entfernung vom Austritt, die z_a entspricht

$\omega = \sqrt{-g \frac{d\rho_0}{\rho_0 dz}}$ Brunt-Väisällä-Frequenz

Nomenklatur zu Abschnitt 3

Einheiten: m, kg, s, °K

Indices: a (air) Luft

v (vapour) Wasserdampf

ℓ (liquid) Wassertröpfchen)

e (environment) Umgebung, Atmosphäre

p (plume) Fahne

s Sättigung

m Mischung

1,2 Bezeichnung für zwei benachbarte Werte
oder zwei Teilschritte

M,T Modell, Turm

p Druck

T Temperatur

θ Potential-Temperatur

$R = 8314 \left[\frac{\text{Joule}}{\text{OK}} \right]$ universelle Gaskonstante

ρ Dichte

$$m_a = \frac{\rho_a}{\rho} \approx 1$$

$$m_v = \frac{\rho_v}{\rho_a} \approx \frac{\rho_v}{\rho} \quad \text{Massenverhältnisse}$$

$$m_\ell = \frac{\rho_\ell}{\rho_a} \approx \frac{\rho_\ell}{\rho}$$

M Molekulargewicht, $M_a = 29 \text{ kg}$, $M_v = 18 \text{ kg}$

$g = 9,81 \text{ } \left[\frac{\text{m}}{\text{s}^2} \right]$ Erdbeschleunigung

$c_p = 1000 \text{ } \left[\frac{\text{Joule}}{\text{kg} \cdot \text{OK}} \right]$ spez. Wärme von Luft-Wasserdampf-Gemischen

$L = 2,3 \cdot 10^6 \text{ } \left[\frac{\text{Joule}}{\text{kg}} \right]$ spez. Verdampfungswärme von Wasser

$L^* = 2,6 \cdot 10^6 \text{ } \left[\frac{\text{Joule}}{\text{kg}} \right]$ spez. Sublimationswärme von Eis

$\gamma = g/c_p$

p_s Sättigungsdampfdruck

$s = \frac{\rho_v s}{\rho_a} = \frac{M_v}{M_a} \frac{p_s}{p - p_s}$ Sättigungsverhältnis

h Enthalpie pro Masseneinheit

$z, \Delta z, dz$ vertikale Ordinate

dF Flächenelement

Φ_M Massenfluß in vertikaler Richtung

Φ_{M0} Momenteinfluß in vertikaler Richtung

B_o Auftriebskraft pro Längeneinheit in vertikaler Richtung

$\vec{v}(u, v, w)$ Geschwindigkeit der Fahne (Komponenten in x, y, z-Richtung)

r Radius der Fahne

$\mu = \frac{\Delta\phi_M}{\phi_M}$ relative Zunahme des Massenflusses

α "Entrainment"-Konstante

ν kinematische Zähigkeit

$Re = \frac{2r \cdot w}{\nu}$ Reynolds-Zahl

k_T Trägheitskraft pro Masseneinheit

k_{Bo} Auftriebskraft pro Masseneinheit

e_{kin} kinetische Energie pro Masseneinheit

ϵ Stabilitätsparameter

Anhang 2: Integration der differentiellen Erhaltungssätze

Die Erhaltung der Masse wird ausgedrückt durch

$$\vec{\nabla} \cdot \rho_p \vec{v} = 0 \quad (\text{A 2.1}). \text{ Die Bewegungsgleichung in z-} \\ \text{Richtung ist}$$

$$\frac{d}{dt}(\rho_p \cdot w) = g(\rho_e - \rho_p) \quad (\text{A 2.2})$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich durch Integration über einen horizontalen Querschnitt ein Zusammenhang zwischen dem Momenteinfluß in senkrechter Richtung und der Auftriebskraft ableiten. Es ist

$$\vec{\nabla}(w \rho_p \vec{v}) = \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\rho_p w) + w \cdot \vec{\nabla}(\rho_p \vec{v}) = \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\rho_p w) \quad (\text{A 2.3})$$

da der zweite Term wegen (A 2.1) identisch Null ist.

(A 2.2) läßt sich mittels (A 2.3) umformen

$$\frac{d}{dt}(\rho_p w) = \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\rho_p w) = \vec{\nabla}(w \rho_p \vec{v}) \quad (\text{A 2.4})$$

Also ist

$$\vec{\nabla}(w \rho_p \vec{v}) = g(\rho_e - \rho_p) \quad (\text{A 2.5})$$

Integration von (A 2.5) über ein scheibenförmiges Volumenelement der Fahne (Abb.3) ergibt

$$\int \vec{\nabla}(w \rho_p \vec{v}) dV = g \cdot \int (\rho_e - \rho_p) dV$$

Das Volumenintegral links läßt sich wegen

$$\int \vec{\nabla}(\text{Vektor}) dV = \oint \text{Vektor} \cdot \vec{dF}$$

in ein Oberflächenintegral umformen. Es ist

$$\int \vec{\nabla} (w \rho_p \vec{v}) dV = \int_{\text{oben}} w^2 \rho_p dF - \int_{\text{unten}} w^2 \rho_p dF + \int_{\text{Rand}} w \cdot \rho_p v_{\text{radial}} dF = d \int w^2 \rho_p dF$$

(A 2.6)

da das Integral über den Scheibenrand verschwindet, da hier $w = 0$ ist. v_{radial} ist die radiale Komponente der Fahngeschwindigkeit. Mit (A 2.5) und (A 2.6) ergibt sich

$$\frac{d}{dz} \int w \rho_p dF = g \int (\rho_e - \rho_p) dF \quad (\text{A 2.7})$$

oder

$$\frac{d\phi_{MO}}{dz} = Bo \quad (\text{A 2.8})$$

wobei $\phi_{MO} = \int w^2 \rho_p dF$ der Fluß des Moments in z-Richtung und $Bo = g \int (\rho_e - \rho_p) dF$ die Auftriebskraft pro Längeneinheit bedeutet.

Anhang 3: Berechnung der Dichte von Luft-Wasser-Gemischen

Betrachtet werde ein Gemisch aus Luft, Wasserdampf und kleinen Wassertröpfchen. Die auf Luft bezogenen Massenanteile von Dampf und Wassertröpfchen sind

$$m_v = \frac{\rho_v}{\rho_a} \quad \text{und} \quad m_\ell = \frac{\rho_e}{\rho_a}$$

Außerdem gilt $p = p_a + p_v$ und

$$\begin{aligned} \rho_a &= p_a M_a / RT \\ \rho_v &= p_v M_v / RT \end{aligned} \tag{A 3.1}$$

Dabei ist angenommen, daß Wasserdampf sich ebenfalls wie ein ideales Gas verhält. Die Dichte der Mischung ist dann

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_a + \rho_v + \rho_\ell = \rho_a (1 + m_\ell) + \rho_v = \frac{M_a p}{RT} \frac{p_a (1 + m_\ell) + p_v \frac{M_v}{M_a}}{p_a + p_v} = \\ &= \frac{p}{RT} M_a \left(\frac{1 + m_\ell + m_v}{1 + m_v M_a / M_v} \right) \end{aligned} \tag{A 3.2}$$

Mit dem effektiven Molekulargewicht der Mischung

$$M_m = \frac{1 + m_\ell + m_v}{1 + m_v M_a / M_v} \tag{A 3.3}$$

wird also

$$\rho = \frac{p}{RT} M_m \tag{A 3.4}$$

Die Dichte kann also berechnet werden, wenn Druck, Temperatur und die auf Luft bezogenen Massenanteile des Dampfes und der Wassertröpfchen bekannt sind.

Anhang 4: Das FORTRAN-Programm

Für sehr kleine Werte von DT2, wie sie bei der Berechnung der Modellexperimente auftreten, wird $|DT3| > |DT2|$, was physikalisch unsinnig ist. Der Grund dafür ist, daß S1 und S3 mittels der Beziehung $s = \frac{M_v}{M_a} \frac{p_s}{p-p_s}$ aus dem Sättigungsdampfdruck berechnet werden, DT3 aber über die mittlere Steigung $(SJ-SJM)/(T(J)-T(J-1))$ der Stützpunkte berechnet wird. Da p_s zwischen den Stützpunkten linear interpoliert wird, liegen S1 und S3 nicht auf der Geraden durch SJ und SJM. Daher kommt es bei sehr kleinen Werten von DT2 zu dieser Inkonsistenz. Für wirkliche Kühlturmfahren gibt jedoch das hier verwendete Verfahren genauere Werte als wenn S1 bzw. S3 aus SJ und SJM durch lineare Interpolation berechnet würden. Will man diese Inkonsistenz vermeiden, sind die Statements

403 PS1 = ... zu ersetzen durch 403 SJ = ...

S1 = ...

SJM = ...

SJ = ...

S1 = SJM + (SJ-SJM) * (T1-T(J-1))

SJM = ...

/(T(J)-T(J-1))

und

409 PS3 = ... zu ersetzen durch 409 SJ = ...

S3 = ...

SJM = ...

SJ = ...

S3 = SJM + (SJ-SJM) * (T3-T(J-1))

SJM = ...

/(T(J)-T(J-1))

C KUEHLTURM

C

DIMENSION T(300),PS(300),Z(201),P(201),TE(201),DTETA(201),
1TETA(201),RLIQE(201),SE(201),RVAP(201),RWATE(201),XME(201),
2RHOF(201),PVAPP(201),RLIQP(201),TP(201),RADP(201),
3XMP(201),PHOP(201),FLUMA(201),ERATE(201),FLUMO(201),W(201),
4DZ(201),FG(10)

C

C T IN GRAD CELSIUS

C PS IN ATM, UNTERHALB 0 GRAD CELSIUS UEBER EIS

C

READ(5,1001)NJ

1001 FORMAT(16I5)

READ(5,1002)(T(J),J=1,NJ)

READ(5,1002)(PS(J),J=1,NJ)

1002 FORMAT(16F5.2)

C EINHEITEN:M,KG,SEC,GRAD KELVIN

WRITE(6,1020)

1020 FORMAT(' EINHEITEN:M,KG,SEC,GRAD KELVIN')

DO 2 J=1,NJ

T(J)=T(J)+273.15

2 PS(J)=98066.5*PS(J)

WRITE(6,1011)

1011 FORMAT(' TEMPERATUR SAETTIGUNGSDAMPDRUCK')

DO 501 J=1,NJ

501 WRITE(6,1010)T(J),PS(J)

1010 FORMAT(11E12.4)

C UNIVERSELLE KONSTANTE

G=9.81

R=8314.

CP=1000.

XLW=2 300 000.

XLI=2 600 000.

XMAIR=20.

XMVAP=18.

GAMMA=G/CP

ALPHA=.075

WRITE(6,1021)

1021 FORMAT('///' UNIVERSELLE KONSTANTEN')

WRITE(6,1022)

1022 FORMAT(' G R CP LW LI

I MAIR MVAP ALPHA')

WRITE(6,1010)G,R,CP,XLW,XLI,XMAIR,XMVAP,ALPHA

C

C Z-EINTEILUNG

C

Z(1)=.0

READ(5,1001)NI

DO 101 I=1,NI

QZ(I)=10.

Z(I+1)=Z(I)+DZ(I)

101 CONTINUE

C

C ATMOSPHERISCHE RANDBEDINGUNGEN

C

C

C TEMPERATURVERTEILUNG

C

```
      P(1)=100000.
      TE(1)=300.
      TETAE(1)=TE(1)
      READ(5,1001)NL
      READ(5,1002)(FG(L),L=1,NL)
      DO 504 L=1,NL
      WRITE(6,1031)FG(L)
1031  FORMAT( /////' ATM. TEMP. VERT. DTETAE/(DZ*GAMMA)=' ,F5.2)
      DO 201 I=1,NI
      DTETAE(I)=DZ(I)*GAMMA*FG(L)
      TETAE(I+1)=TETAE(I)+DTETAE(I)
      TE(I+1)=TETAE(I+1)-GAMMA*Z(I+1)
      201 CONTINUE
C
C WASSERGEHALT
C
      DO 504 K=4,10
      XK=K
      REL=0.1*XK
      WRITE(6,1012)REL
1012  FORMAT( ///' REL. ATMOSPH. LUFTFEUCHTIGKEIT ' ,F5.2)
      SPT=.0
      NIP=NI+1
      DO 202 I=1,NIP
      RLIQE(I)=.0
      DO 203 J=1,NJ
      IF(T(J).GE.TE(I))GO TO 204
      203 CONTINUE
      204 PSE=PS(J-1)+(PS(J)-PS(J-1))*(TE(I)-T(J-1))/(T(J)-T(J-1))
C
C NAEHERUNGSWEISE BERECHNUNG DES DRUCKES
C
      P(I)=P(1)*EXP(-G*XMAIR*SPT/R)
      SPT=SPT+DZ(I)/TE(I)
      SE(I)=(XMVAP/XMAIR)*PSE/(P(I)-PSE)
      RVAPE(I)=REL*SE(I)
      RWATE(I)=RLIQE(I)+RVAPE(I)
      202 CONTINUE
C
C VERTEILUNG VON XME ,DRUCK DICHTE
C
      SPT=.0
      DO 205 I=1,NIP
      XME(I)=XMAIR*(1+RWATE(I))/(1+RVAPE(I)*XMAIR/XMVAP)
      P(I)=P(1)*EXP(-G*SPT/R)
      PHOE(I)=(XME(I)/R)*P(I)/TE(I)
      SPT=SPT+DZ(I)*XME(I)/TE(I)
      205 CONTINUE
C
C ANFANGSBEDINGUNGEN
C TURM-ABWAERME FLUQ 2000MW ,RADIUS 42M,DELTAT 15GRAD, REL.DAMPFFEUCHE
C RELVP UND REL.WASSERFEUCHE RELLP AM AUSGANG
C
      RAD=42.
      RAD=70.
      DELTAT=15.
      DELTAT=30.
      RELVP=1.
```

```

      PELLP=.0
      FLUQ=2 000 000 000.
      TP(1)=TE(1)+DELTAT
      DO 301 J=1,NJ
      IF(T(J).GE.TP(1)) GO TO 302
301 CONTINUE
302 PSP=PS(J-1)+(PS(J)-PS(J-1))*(TP(1)-T(J-1))/(T(J)-T(J-1))
      SP=(XMVAP/XMAIR)*PSP/(P(1)-PSP)
      RVAPP(1)=RELVP*SP
      RVAPP(1)=RVAPE(1)
      RLTOP(1)=PELLP*SP
      XMP(1)=XMAIR*(1+RVAPP(1)+RLIQP(1))/(1+RVAPP(1)*XMAIR/XMVAP)
      RHOP(1)=XMP(1)*P(1)/(R*TP(1))
      DELTAH=CP*DELTAT+XLW*(RVAPP(1)-RVAPE(1))
      RADP(1)=RAD
      FLUMA(1)=FLUQ/DELTAH
      W(1)=FLUMA(1)/(3.14*RAD*RAD*RHOP(1))
      FLUMO(1)=FLUMA(1)*W(1)
      FLUWA=FLUMA(1)*(RVAPP(1)+RLIQP(1)-RWATE(1))
      WRITE(6,1013)PAD,DELTAT,RELVP,RELLP,FLUQ,FLUWA
1013 FORMAT(///' KT-RADIUS      ',E12.5/' TEMP.DIFF.      ',E12.5/' M.V
      1.DAMPF      ',E12.5/' M.V. FL.      ',E12.5/' WAERMESTROM      ',E1
      22.5/' WA SSE RE MI SSION ',E12.5)
C
C VORWAERTSSCHRITT
C
      WRITE(6,1014)
1014 FORMAT(///' SCHLEIFE '///' DRV1      DT1      DT2      DT3
      1      DRV3      RLI      Z(I)')
      DO 401 J=1,NJ
      DFLUMA=ALPHA*2.*3.14*RADP(I)*RHOE(I)*W(I)*DZ(I)
      DFLUMO=G*FLUMA(I)*(RHOE(I)-RHOP(I))*DZ(I)/(W(I)*RHOP(I))
      ERATE(I)=DFLUMA/FLUMA(I)
      FLUMA(I+1)=FLUMA(I)+DFLUMA
      FLUMO(I+1)=FLUMO(I)+DFLUMO
      W(I+1)=FLUMO(I+1)/FLUMA(I+1)
C
C MISCHUNG OHNE REAKTION
C
      T1=(ERATE(I)*TE(I)+TP(I))/(ERATE(I)+1.)
      RV1 =(ERATE(I)*RVAPE(I)+RVAPP(I))/(ERATE(I)+1.)
      RLI =(ERATE(I)*RLIQE(I)+RLIQP(I))/(ERATE(I)+1.)
C
C MISCHUNG MIT REAKTION
C
      IF(TP(I).GE.273.15) GO TO 406
C SUBLIMATIONSWAERME
      XL=XLI
      GO TO 407
C VERDAMPFUNG SWAERME
406 XL=XLW
407 CONTINUE
      DO 402 J=1,NJ
      IF(T(J).GE.T1) GO TO 403
402 CONTINUE
403 PS1=PS(J-1)+(PS(J)-PS(J-1))*(T1-T(J-1))/(T(J)-T(J-1))
      S1=(XMVAP/XMAIR)*PS1/(P(I)-PS1)
      SJ=(XMVAP/XMAIR)*PS(J)/(P(I)-PS(J))

```

```
SJM=(XMVAP/XMAIR)*PS(J-1)/(P(I)-PS(J-1))
DT1=(RV1-S1)/(CP/XL+(SJ-SJM)/(T(J)-T(J-1)))
DRV1=-(CP/XL)*DT1
IF(FL1.LT.DRV1) GO TO 404
GO TO 405
404 DRV1=RL1
DT1=-(XL/CP)*DRV1
405 CONTINUE
T2=T1+DT1
RV2=RV1+DRV1
C
C AUFSTIEG
C
DT2=-GAMMA*DZ(I)
T3=T2+DT2
DO 408 J=1,NJ
IF(T(J).GE.T3) GO TO 409
408 CONTINUE
409 PS3=PS(J-1)+(PS(J)-PS(J-1))*(T3-T(J-1))/(T(J)-T(J-1))
S3=(XMVAP/XMAIR)*PS3/(P(I+1)-PS3)
SJ=(XMVAP/XMAIR)*PS(J)/(P(I+1)-PS(J))
SJM=(XMVAP/XMAIR)*PS(J-1)/(P(I+1)-PS(J-1))
C WENN RV2.LT.S3,DANN WAR RV2.LT.S2 UND DAHER RL2=0.
IF(RV2.GT.S3) GO TO 410
DT3=.0
GO TO 411
410 DT3=(RV2-S3)/(CP/XL+(SJ-SJM)/(T(J)-T(J-1)))
411 DRV3=-(CP/XL)*DT3
IF(DRV1.EQ.0..AND.DRV3.EQ.0.) GO TO 412
WRITE(6,1010)DRV1,DT1,DT2,DT3,DRV3,RL1,Z(I)
412 CONTINUE
C
C GESAMTEFFEKT
C
TP(I+1)=T3+DT3
RVAPP(I+1)=RV2+DRV3
RLIQP(I+1)=RL1-DRV1-DRV3
XMP(I+1)=XMAIR*(1.+RVAPP(I+1)+RLIQP(I+1))
1/(1.+RVAPP(I+1)*XMAIR/XMVAP)
RHOP(I+1)=XMP(I+1)*P(I+1)/(R*TP(I+1))
IF(FLUMD(I+1).LE.0.) GO TO 500
RADP(I+1)=SQRT(FLUMA(I+1)/(3.14*RHOP(I+1)*W(I+1)))
401 CONTINUE
500 CONTINUE
NE=I+1
C
C AUSGABE
C
WRITE(6,1015)
1015 FORMAT(///' ATMOSPHAERE ')
WRITE(6,1016)
1016 FORMAT(//' HOEHE POT. TEMP. TEMPERATUR DRUCK SAETTIGUN
1GSVERH. M.V.FL. M.V.DAMPF EFF.MOL.GEW. DICHTE ')
DO 502 I=1,NE,2
502 WRITE(6,1010)Z(I),TETA(I),TE(I),P(I),SE(I),RLIQE(I),
1RVAP(I),XME(I),RHOE(I)
WRITE(6,1017)
1017 FORMAT(///' FAHNE ')
```

```
WRITE(6,1018)
1018 FORMAT(//' HOEHE           M.V.FL.           M.V.DAMPF   TEMPERATUR  MASSENS
ITROM ENTRAINM.R. MOMENTSTROM GESCHWINDIGK. RADIUS      RHOP
2RHOF')
DO 503 I=1,NF,2
503 WRITE(6,1010)Z(I),RLIQP(I),RVAPP(I),TP(I),FLUMA(I),ERATE(I),
1FLUMO(I),W(I),RADP(I),RHOP(I),RHOE(I)
504 CONTINUE
STOP
END
```

Anhang 5: Vergleich der von Briggs, von Ott und hier benutzten Grundgleichungen

	Briggs /5/	Ott /10/	Diese Arbeit
Definitionen	$\phi'_M = \frac{\int \rho_p w dF}{\pi \rho_e}$ $\phi'_{Mo} = \frac{\int \rho_p w^2 dF}{\pi \rho_e}$ $\phi'_{Bo} = \frac{\int \frac{g}{T_e} \theta' \rho_p w dF}{\pi \rho_e}$ $\theta' = \theta_p - \theta_e$ $\epsilon = \frac{g}{T_e} \cdot \frac{\partial \theta_e}{\partial z}$ $\mu' = \frac{d\phi'_M/dz}{\phi'_M}$	$\rho'_p = \rho_{pa} + \rho_{pv}$ $\rho_p = \rho'_p + \rho_{pl}$ $\phi_M = \pi r^2 \rho_p w$ $\mu = \frac{d\phi_M/dz}{\phi_M}$	$\phi_{Mo} = \int w^2 \rho_p dF$ $B_o = g \int (\rho_e - \rho_p) dF$ $\phi_M = \pi r^2 \rho_p \cdot w$ $\mu = \frac{d\phi_M/dz}{\phi_M}$
<u>Diff. Erhaltungssätze</u>			
Masse	$\bar{v} \cdot \rho_p \bar{v} = 0$	$(\bar{v} \cdot \rho_p \bar{v} = 0)$	$\bar{v} \cdot \rho_p \bar{v} = 0$
Moment	$\frac{dw}{dt} = \frac{g}{T_e} \theta'$	$\frac{d}{dt}(\rho'_p w) = g(\rho_e - \rho_p)$	$\frac{d}{dt}(\rho_p w) = g(\rho_e - \rho_p)$
<u>Aus den diff. Erhaltungssätzen abgeleitete Bewegungsgleichung</u>	$\frac{d\phi'_{Mo}}{dz} = \frac{\phi'_{Bo}}{w}$		$\frac{d\phi_{Mo}}{dz} = B_o$
bei Kastenverteilung	$\frac{dw}{dz} = \frac{g}{w} \frac{T_p - T_e}{T_e} - \mu' \cdot w$	$\frac{dw}{dz} = \frac{g}{w} \frac{\rho_e - \rho_p}{\rho'_p} - \mu \cdot w$	$\frac{dw}{dz} = \frac{g}{w} \frac{\rho_e - \rho_p}{\rho_p} - \mu \cdot w$
<u>"Entrainment"-Annahme</u>	$\frac{d\phi'_M}{dz} = 2\alpha \cdot \sqrt{\phi'_{Mo}}$		
bei Kastenverteilung	$\frac{d\phi'_M}{dz} = \alpha \cdot 2r \cdot w \cdot \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_e}}$	$\frac{d\phi_M}{dz} = \alpha \cdot 2\pi r \cdot w \cdot \rho_e$	$\frac{d\phi_M}{dz} = \alpha \cdot 2\pi r \cdot w \cdot \rho_e$
<u>Aus den diff. Erhaltungssätzen abgeleitete Auftriebsgleichung</u>	$\frac{d\phi'_{Bo}}{dz} = -\epsilon \phi'_M$		
bei Kastenverteilung			$B_o = g \frac{\phi_M}{w_p} \frac{\rho_e - \rho_p}{\rho_p}$

Die Größen ϕ_x sind Ströme durch eine horizontale Fläche. Briggs dividiert alle Ströme durch $\pi\rho_e$; die so normierten Ströme sind mit ϕ'_x bezeichnet.

Die Ableitungen von Briggs gelten nur für trockene Fahnen, außerdem wird in dem diff. Erhaltungssatz für das Moment ρ_p aus der zeitlichen Ableitung herausgezogen, was nur für inkompressible Medien zulässig ist.

Ott verwendet in dem diff. Erhaltungssatz für das Moment auf der linken Seite $\rho'_p = \rho_{pa} + \rho_{pv} = \rho_p - \rho_{pl}$, was nicht einleuchtet.

Entsprechend unterscheiden sich die Bewegungsgleichungen etwas, wie man an Hand der für reine Kastenverteilung geltenden Beziehungen erkennt.

Die "Entrainment"-Annahme von Briggs unterscheidet sich wegen der anderen Definitionen der Ströme von der von Otto und von der hier gemachten Annahme.

Die Auftriebsgleichungen sind nicht ohne weiteres vergleichbar. Bei Briggs wird eine trockene Fahne vorausgesetzt und Otto rechnet mit virtuellen Temperaturen.

Obwohl also dasselbe Modell benutzt wird, unterscheiden sich doch die den numerischen Rechnungen zugrunde liegenden Gleichungen bei Ott und in dieser Arbeit etwas.

Literaturverzeichnis

- /1/ "Stand und Technik der Verfahren zur trockenen Rückkühlung und deren wirtschaftliche Aussichten", Bericht des Battelle-Instituts e.V., Frankfurt/Main, Bearbeiter: H. Wolf, 1971
- /2/ Bericht der Eidgenössischen Kühlturmkommission über den heutigen Stand der Kenntnisse und die entwickelte Arbeitsmethode zur Abschätzung der meteorologischen Auswirkungen von Kühltürmen, Arbeitsgruppe über die meteorologischen Auswirkungen der Kühltürme, Dienst für Luftreinhaltung der Schweiz, Meteorolog. Zentralanstalt, Payerne, März 1972
- /3/ Bogh, P. et al.: Nuclex 1972, Technical Meeting, Paper No. 9/25 und Reaktortagung 1973, Karlsruhe, Paper No. 358
- /4/ England, W.G., Teuscher, L.H. and Taft, J.R.: "Cooling Tower Plumes-Defined and traced by means of Computer Simulation Models", Paper presented at Cooling Tower Institute Annual Meeting, Houston, Texas, Jan. 1973
- /5/ Briggs, G.A.: "Plume Rise", TID-25075 (1969)
- /6/ Hewett, T.A., Fay, J.A. and Hault, D.P.: Atm. Env. 5 (1971) 767
- /7/ Schlichting, H.: "Boundary Layer Theory", McGraw-Hill Book Co., New York, 1960
- /8/ Csanady, G.T.: Turbulent Diffusion in the Environment, D. Keidel Publ. Comp., Dordrecht, 1973
- /9/ Overcamp, T.J. and Hault, D.P.: Atm. Env. 5 (1971) 751
- /10/ Ott, W., wird veröffentlicht in Meteorol. Rundschau

Tabelle 1 Fahnenparameter in Abhängigkeit von Radius und Temperaturdifferenz des Kühlturms für Bodeninversion ($d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$)

Rel. Atm. Feuchte (%)	Temperaturdifferenz 15° Radius (m)			Radius 42 m Temp.-Diff. 10°	
	30	42 (Standard)	60		
40	1	1200	1200	1200	1140
	2	820	820	820	740
	3	<40	<60	<60	-
	4	.49-4 (20)	.59-4 (40)	.57-4 (40)	-
50	1	1200	1220	1220	1160
	2	840	840	840	760
	3	<80	<100	<100	-
	4	.11-3 (40)	.12-3 (40)	.12-3 (40)	-
60	1	1220	1220	1220	1160
	2	860	860	860	780
	3	<160	<180	<160	<40
	4	.19-3 (60)	.20-3 (80)	.20-3 (60)	.86-5 (20)
70	1	1260	1280	1280	1200
	2	860	880	880	800
	3	<320, >1020	<320, >1020	<320, >1020	<140, >1000
	4	.31-3 (100)	.33-3 (100)	.32-3 (120)	.24-3
80	1	1740	1760	1760	1680
	2	1060	1080	1080	1000
	3	+	+	+	+
	4	.13-2	.13-2	.13-2	.13-2
90	1	*	*	*	*
	2	*	*	*	*
	3	+	+	+	+
	4	.18-2	.18-2	.18-2	.19-2
100	1	*	*	*	*
	2	*	*	*	*
	3	+	+	+	+
	4	.22-2	.22-2	.22-2	.23-2

- 1: $z_{w=0} \langle \bar{m} \rangle$, wenn $> 2000 \text{ m}$ *
- 2: $z_{Bo=0} \langle \bar{m} \rangle$, wenn $> 2000 \text{ m}$ *
- 3: $z_{vpl>0} \langle \bar{m} \rangle$, wenn $\equiv z_{w=0}$ +, wenn $\equiv 0$ -
- 4: $v_{plmax} (z_{vplmax} \langle \bar{m} \rangle)$, wenn $z_{vplmax} \equiv z_{w=0}$ nicht angegeben
wenn $v_{plmax} \equiv 0$ -
- .43-2 bedeutet $0,43 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 2 Fahnenparameter in Abhängigkeit von der Kühlturmleistung für Bodeninversion ($d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$)

Rel. Atm. Feuchte (%)		Wärmeleistung (MW)		
		1000	2000	3000
40	1	1020	1200	1320
	2	740	820	920
	3	<20	<60	<80
	4	.47-4 (20)	.59-4 (40)	.74-4 (40)
50	1	1040	1220	1320
	2	720	840	940
	3	<60	<100	<120
	4	.81-4 (40)	.12-3 (40)	.13-4 (60)
60	1	1040	1220	1340
	2	700	860	940
	3	<100	<180	<220
	4	.16-3 (40)	.20-3 (80)	.23-3 (80)
70	1	1060	1280	1480
	2	720	880	960
	3	<180	<320, >1020	<560, >720
	4	.27-3 (60)	.33-3 (100)	.59-3
80	1	1300	1760	*
	2	880	1080	1280
	3	+	+	+
	4	.73-3	.13-2	.16-2
90	1	*	*	*
	2	1620	*	*
	3	+	+	+
	4	.18-2	.18-2	.19-2
100	1	*	*	*
	2	*	*	*
	3	+	+	+
	4	.21-2	.22-2	.23-2

Definition der Daten siehe Tabelle 1

Tabelle 3 Fahnenparameter in Abhängigkeit von der "Entrainment"-
Konstanten α für Bodeninversion ($d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$)

Rel. Atm. Feuchte (%)		α Standard		
		0,05	0,075	0,10
40	1	1440	1200	1060
	2	1020	820	740
	3	<120	<40	<40
	4	.99-4 (60)	.59-4 (40)	.47-4 (20)
50	1	1460	1220	1060
	2	1000	840	720
	3	<180	<100	<60
	4	.17-3 (80)	.12-3 (40)	.89-4 (40)
60	1	1480	1220	1080
	2	980	860	740
	3	<320, >1380	<180	<100
	4	.28-3 (120)	.20-3 (80)	.16-3 (60)
70	1	1780	1280	1080
	2	1120	880	760
	3	+	<320, >1020	<200
	4	.98-3	.33-3 (100)	.28-3 (80)
80	1	*	1760	1360
	2	1700	1080	940
	3	+	+	+
	4	.15-2	.13-2	.79-3
90	1	*	*	*
	2	*	*	1760
	3	+	+	+
	4	.20-2	.18-2	.18-2
100	1	*	*	*
	2	*	*	*
	3	+	+	+
	4	.24-2	.22-2	.22-2

Definition der Daten siehe Tabelle 1

Tabelle 4 Fahnenparameter für Boden- und Höheninversion (ab 1000 m) als Funktion der Feuchte und Temperaturverteilung der Atmosphäre

Rel. Atm. Feuchte (%)	Bodeninversion					Oberhalb 1000 m Höheninversion mit $d\theta_e/dz$				
	0	0,2 γ	0,5 γ	1,0 γ	2,0 γ	0,2 γ	0,5 γ	1,0 γ	2,0 γ	
40	1	*	1900	1200	860	600	*	1680	1460	1320
	2	*	1360	820	580	400	1660	1280	1180	1080
	3	<60	<60	<60	<60	<60	<60	<60	<60	<60
	4	.64-4 (40)	.62-4 (40)	.59-4 (40)	.55-4 (40)	.51-4 (20)	.64-4 (60)	.64-4 (40)	.64-4 (40)	.64-4 (40)
50	1	*	1960	1220	860	600	*	1700	1460	1320
	2	*	1360	840	580	400	1640	1260	1140	1080
	3	<100	<100	<100	<100	<100	<100	<100	<100	<100
	4	.12-3 (40)	.12-3 (40)	.12-3 (40)	.11-3 (40)	.10-3 (40)	.12-3 (40)	.12-2 (60)	.12-3 (40)	.12-3 (40)
60	1	*	*	1220	860	600	*	1720	1480	1320
	2	*	1420	860	580	400	1680	1300	1140	1080
	3	<180, >1720	<180, >1700	<180	<140	<120	<180, >1720	<180, >1680	<180	<180
	4	.23-3	.31-3	.20-3 (80)	.19-3 (60)	.17-3 (60)	.25-3	.22-3 (80)	.22-3 (80)	.22-3 (80)
70	1	*	*	1280	860	600	*	2000	1540	1340
	2	*	*	880	580	400	*	1420	1200	1100
	3	<400, >880	<380, >980	<320, >1020	<280	<220	<400, >880	<400, >880	<400, >880	<400, >880
	4	.71-3	.75-3	.33-3 (100)	.31-3 (100)	.28-3 (80)	.72-3	.83-3 (2000)	.45-3	.29-3
80	1	*	*	1760	920	600	*	*	1700	1420
	2	*	*	1080	640	400	*	1900	1300	1140
	3	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	4	.12-2	.12-2	.13-2	.48-3	.42-3 (120)	.12-2	.12-2	.11-2	.85-3
90	1	*	*	*	1060	640	*	*	1860	1480
	2	*	*	*	720	440	*	*	1420	1180
	3	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	4	.16-2	.16-2	.18-2	.11-2	.73-3	.16-2	.16-2	.17-2	.14-2
100	1	*	*	*	1240	700	*	*	*	1560
	2	*	*	*	840	460	*	*	1580	1240
	3	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	4	.20-2	.21-2	.22-2	.18-2	.13-2	.20-2	.21-2	.22-2	.19-2

Definition der Daten siehe Tabelle 1

Tabelle 5 Vergleich nasser und trockener Fahnen für Boden-inversion ($d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$)

Rel. Atm. Feuchte (%)		Naß Standard	Trocken Temperaturdifferenz		
			15° Radius		30° Radius
			42 m	100 m	70 m
40	1	1200	1560	1620	1780
	2	820	1020	1060	1240
	3	<60	-	-	-
	4	.59-4 (40)	-	-	-
50	1	1220	1580	1640	1800
	2	840	1000	1080	1240
	3	<100	-	-	-
	4	.12-3 (40)	-	-	-
60	1	1220	1580	1640	1800
	2	860	980	1080	1240
	3	<180	-	-	-
	4	.20-3 (80)	-	-	-
70	1	1280	1600	1660	1820
	2	880	980	1080	1240
	3	<320, >1020	-	-	-
	4	.33-3 (100)	-	-	-
80	1	1760	1720	1780	1960
	2	1080	1000	1100	1240
	3	+	>1300	>1360	>1520
	4	.13-2	.78-3	.76-3	.80-3
90	1	*	*	*	*
	2	*	1600	1820	1960
	3	+	>980	>1060	>1200
	4	.18-2	.17-2	.16-2	.14-2
100	1	*	*	*	*
	2	*	*	*	*
	3	+	>740	>820	>980
	4	.22-2	.22-2	.20-2	.18-2

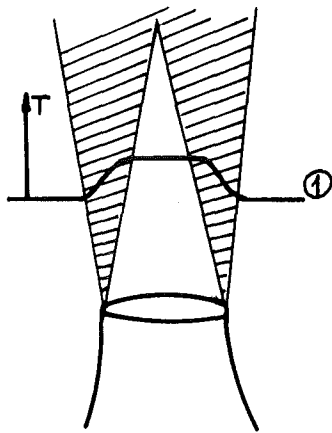
Definition der Daten siehe Tabelle 1

Scheibenmodell

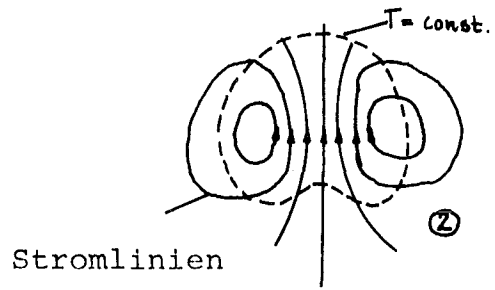


a

d



b



c

Abb.1 Strömung einer Kühlturmfahne

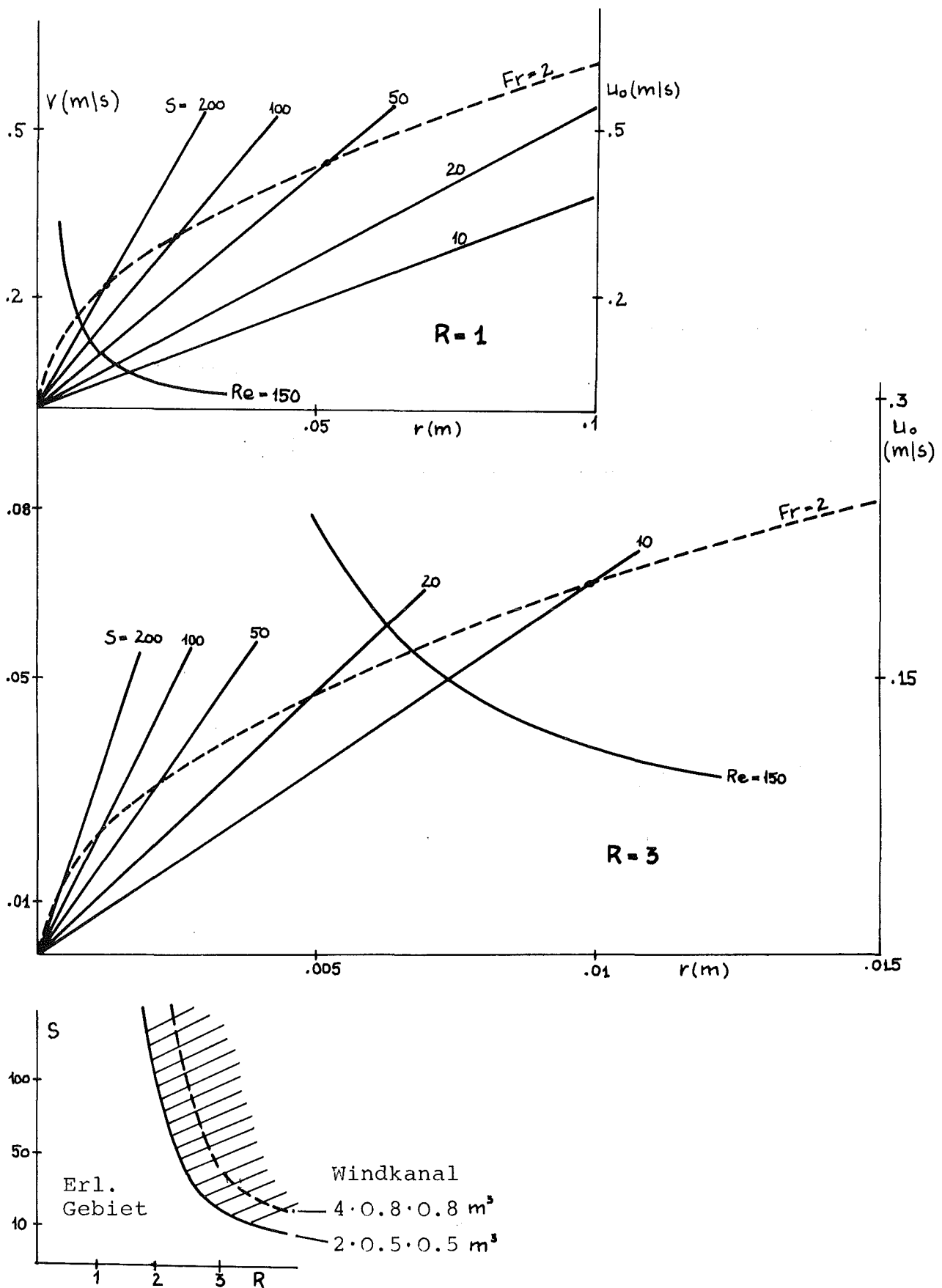


Abb.2 Kennzahlen im Windkanal

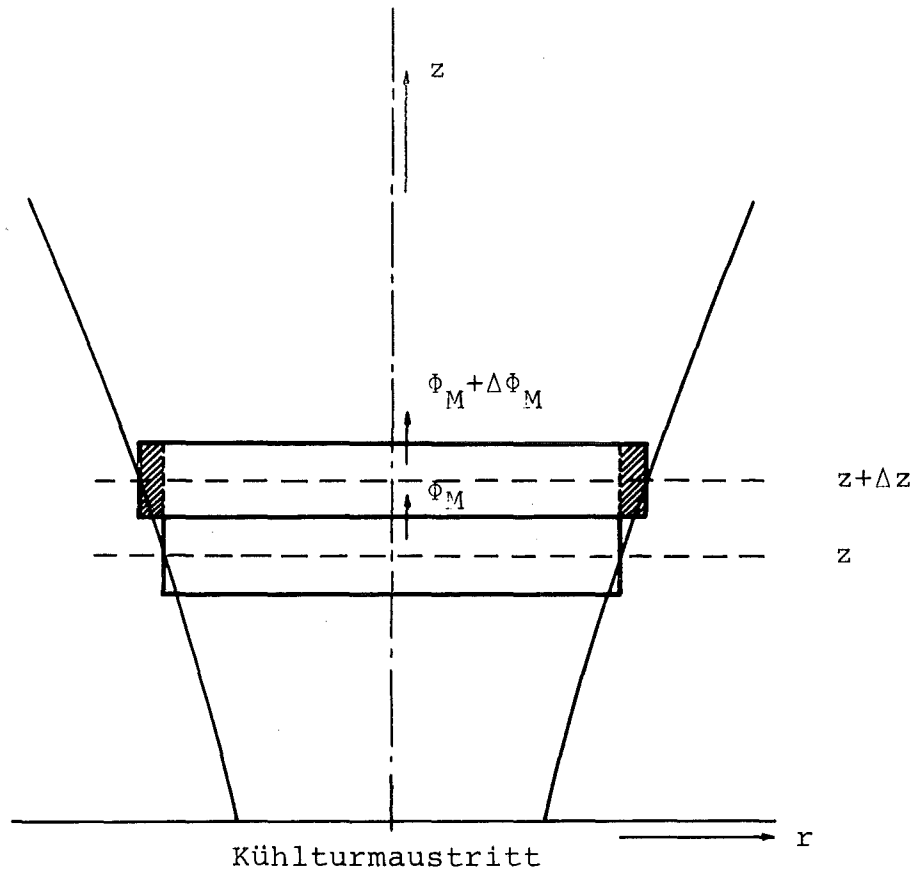


Abb. 3

Fahnen-Modell

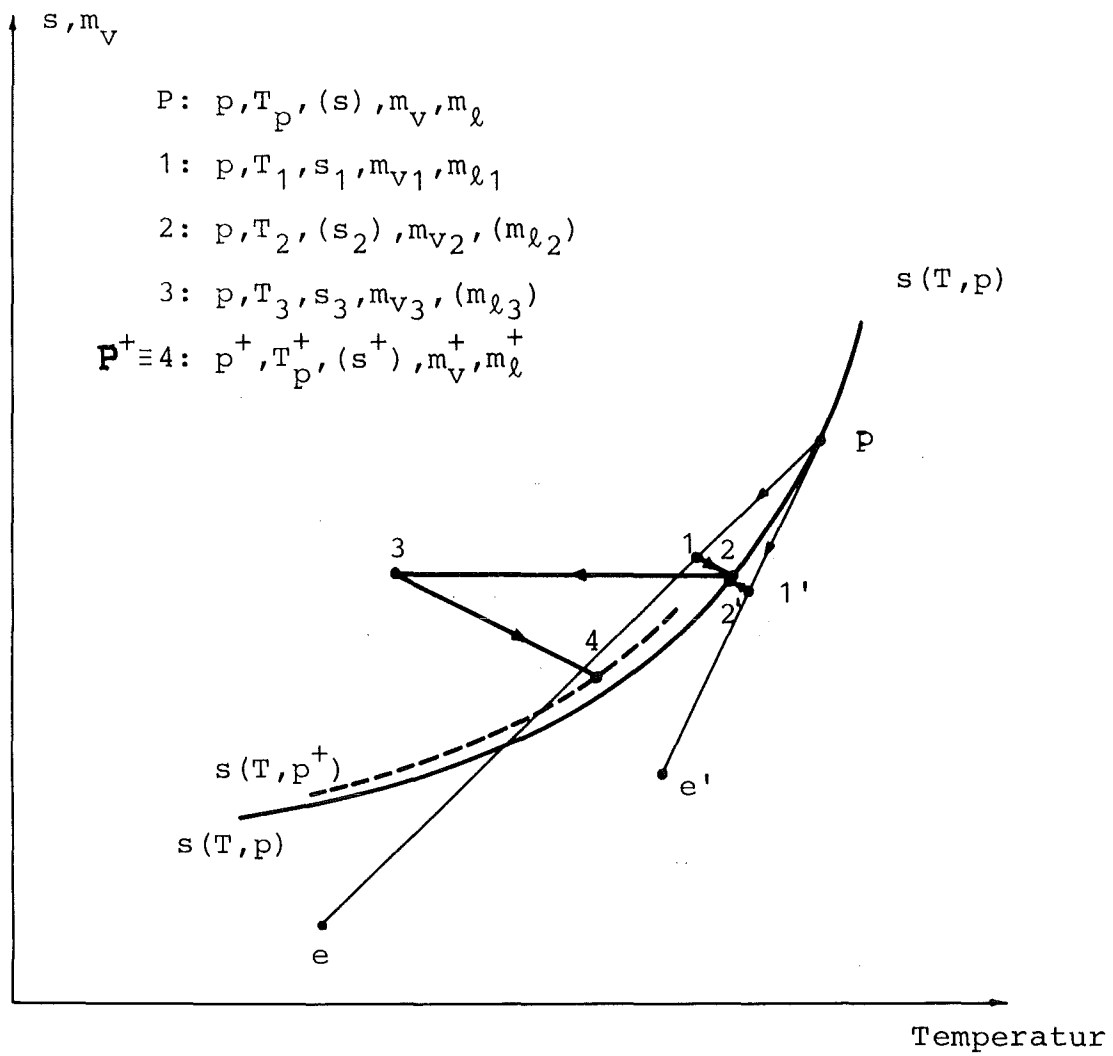


Abb. 4 s-T-Diagramm für den Aufstieg der Fahne um Δz

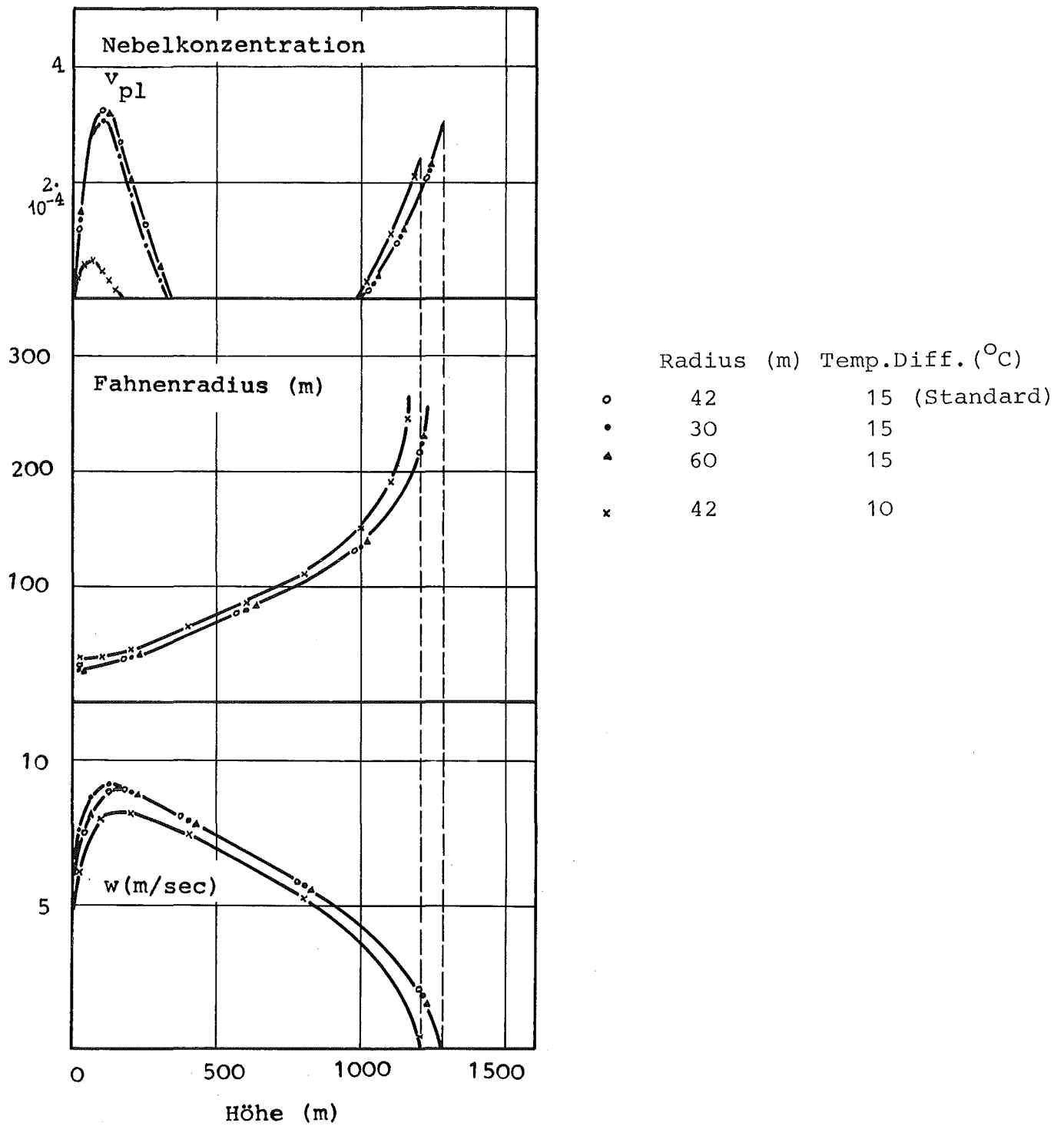


Abb.5 Abhängigkeit der Parameter nasser Fahnen von Kühlturmparametern (Radius, Temp.-Diff.) für Bodeninversion ($d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$) mit 70% rel. Atm. Feuchte

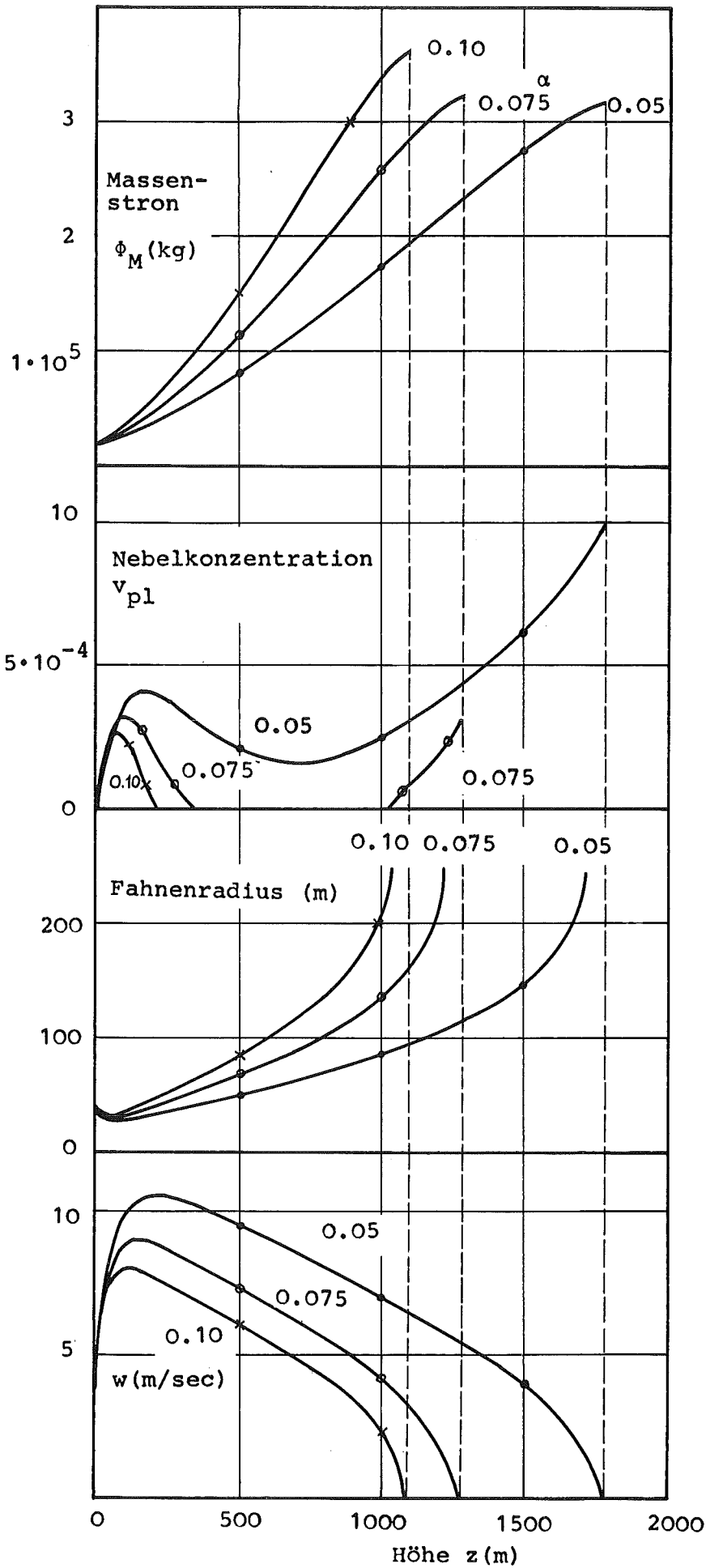


Abb. 6 Abhängigkeit der Fahnenparameter von der "Entrainment"-Konstanten α für Bodeninversion ($d\theta_e/dz = 0,5 \gamma$) mit 70% rel. Atm. Feuchte

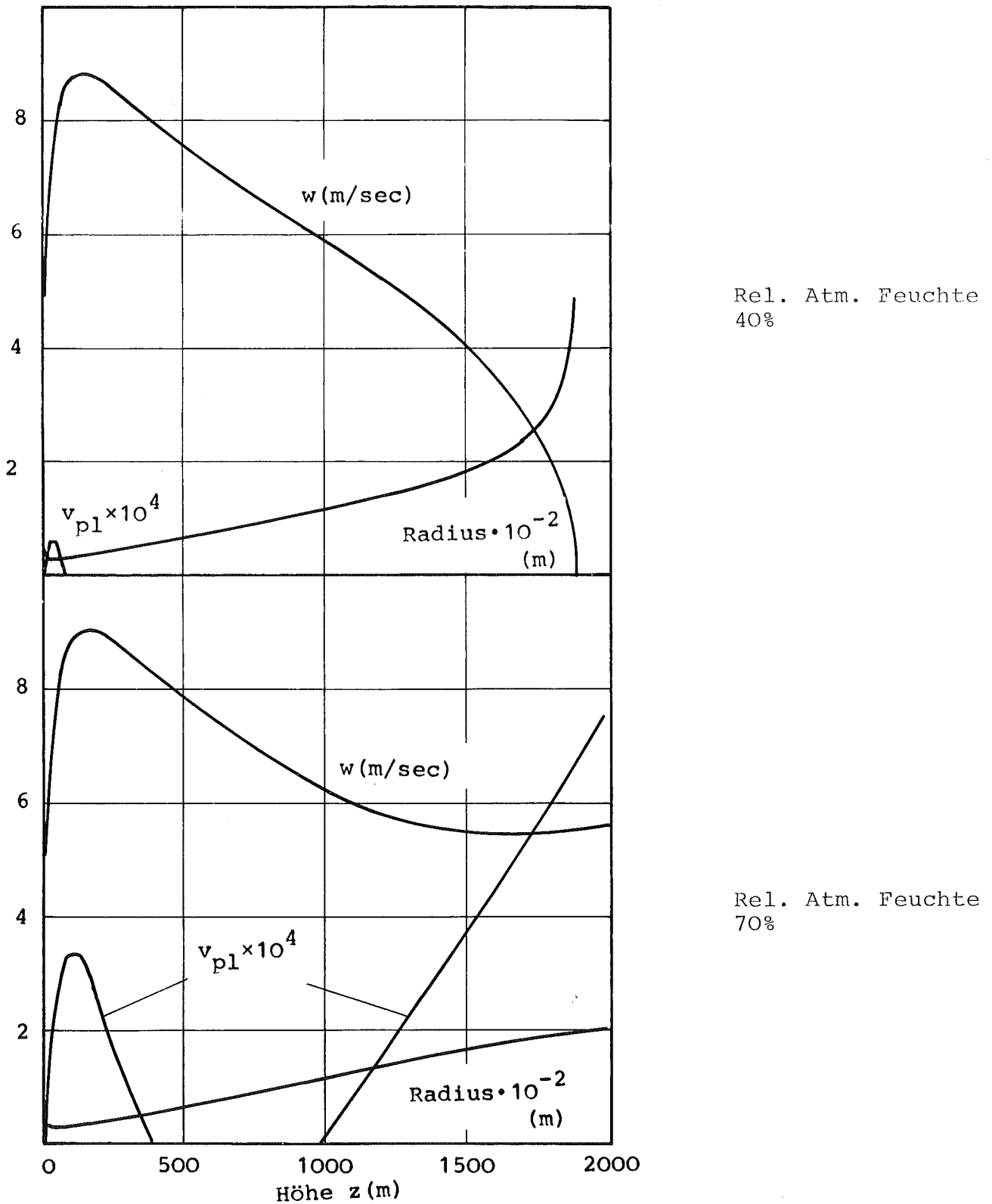


Abb.7 Fahnenparameter als Funktion der Höhe bei Bodeninversion und $d\theta_e/dz = 0,2 \gamma$ und 40 bzw. 70% relativer Feuchte der Atmosphäre

BODENINVERSION

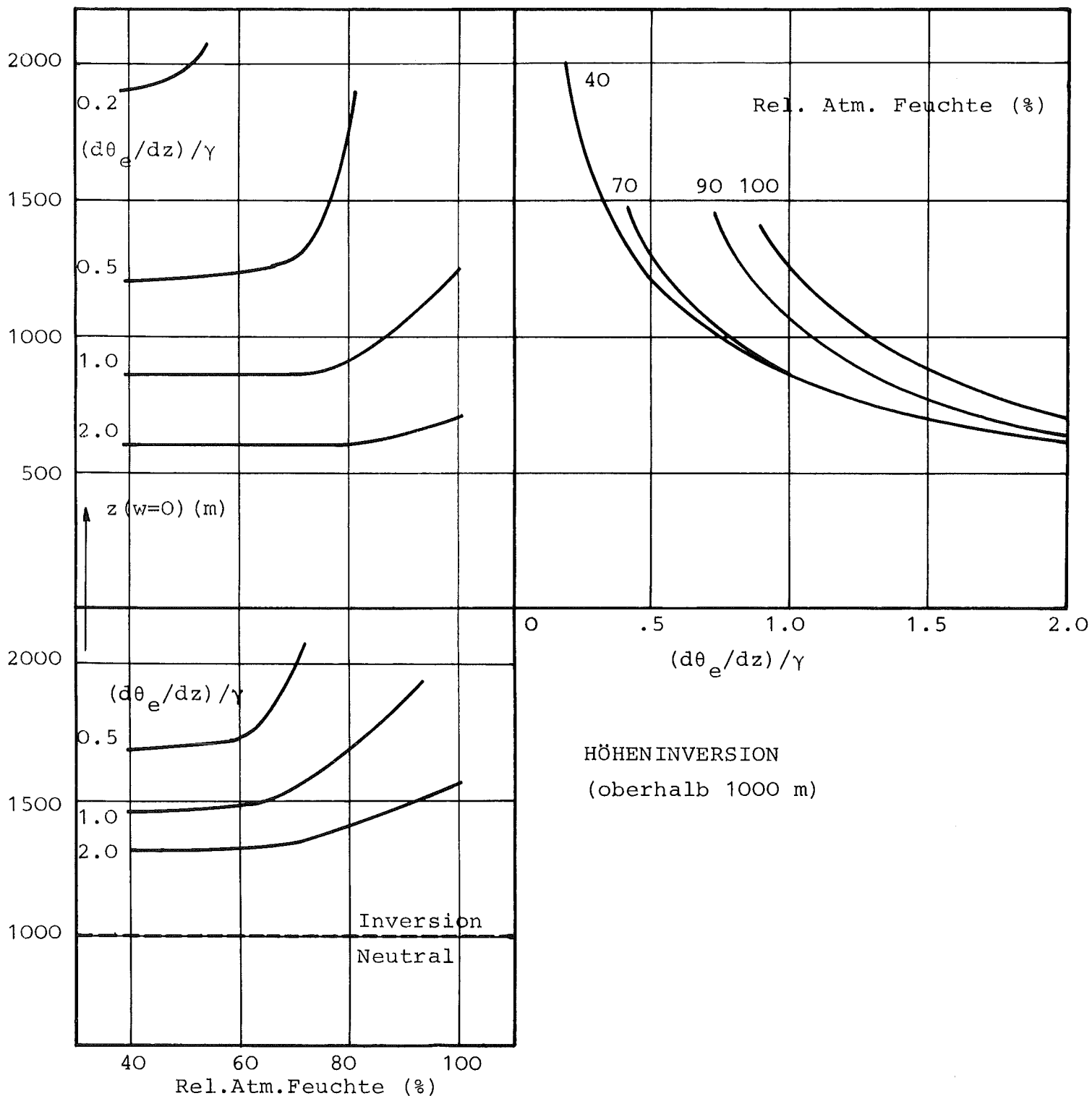


Abb. 8 Steighöhe $z(w=0)$ als Funktion der rel. Feuchte und des Temperaturgradienten der Atmosphäre für Boden- und Höheninversion (oberhalb 1000 m)

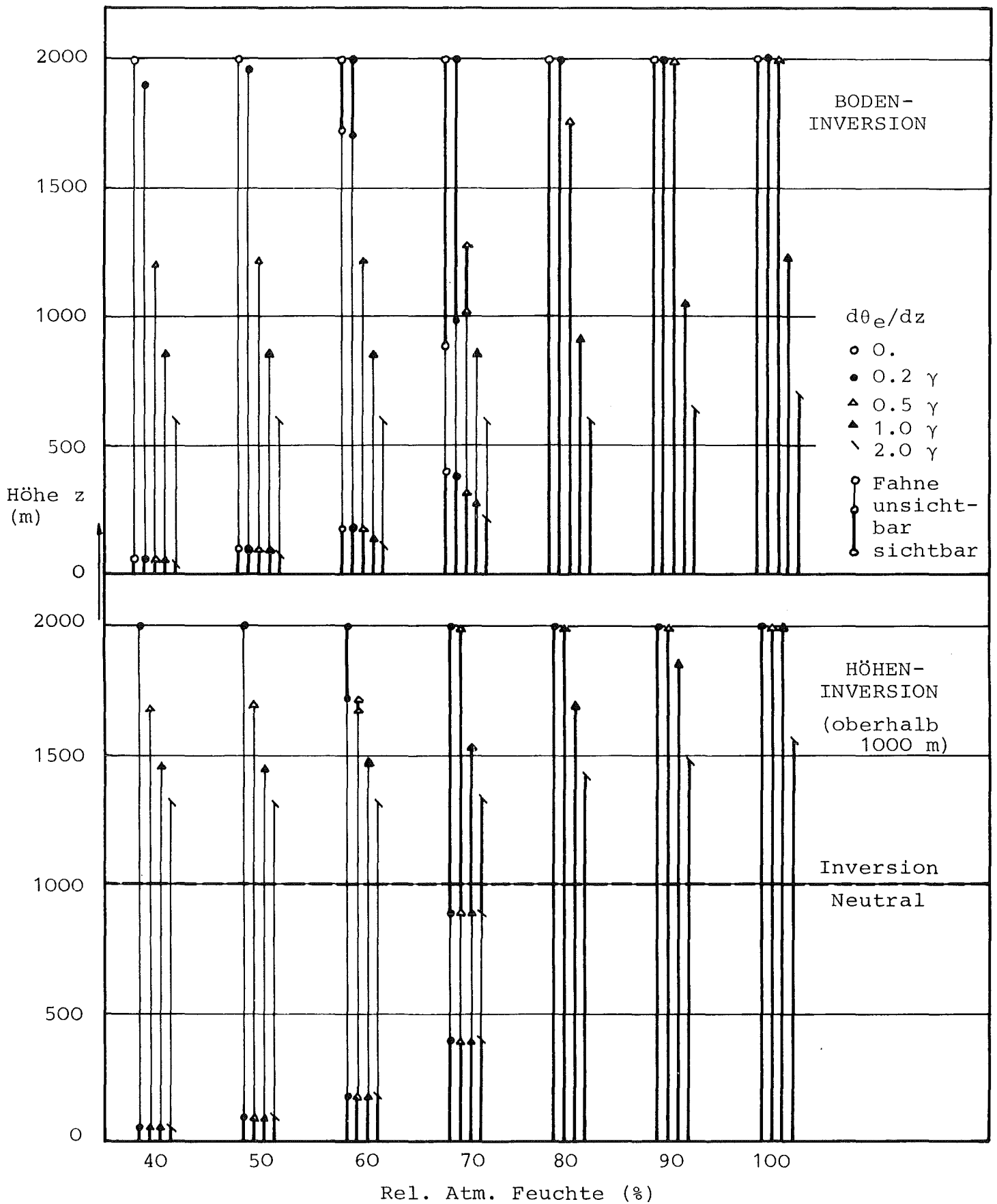


Abb. 9 Steighöhe und Länge der Nebelfahne als Funktion der rel. Feuchte und des Temperaturgradienten der Atmosphäre für Boden- und Höheninversion (oberhalb 1000 m)

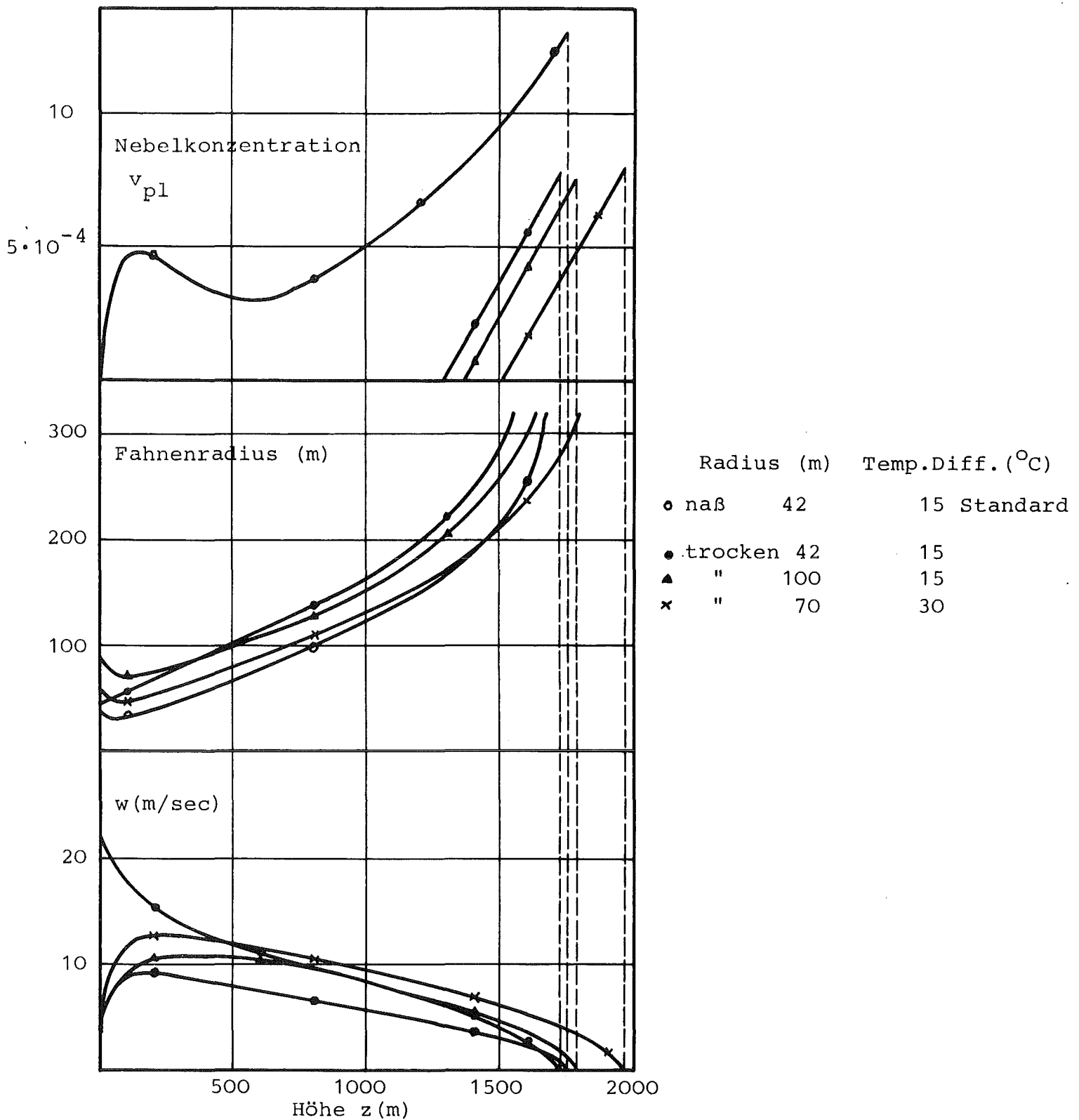


Abb.10 Vergleich nasser und trockener Fahnen.
 Abhängigkeit der Parameter trockener Fahnen von Kühlturm-
 parametern (Radius, Temp.-Diff.) für Bodeninversion
 ($d\theta_e/dz = 0.5 \gamma$) und 80% rel. Atm. Feuchte

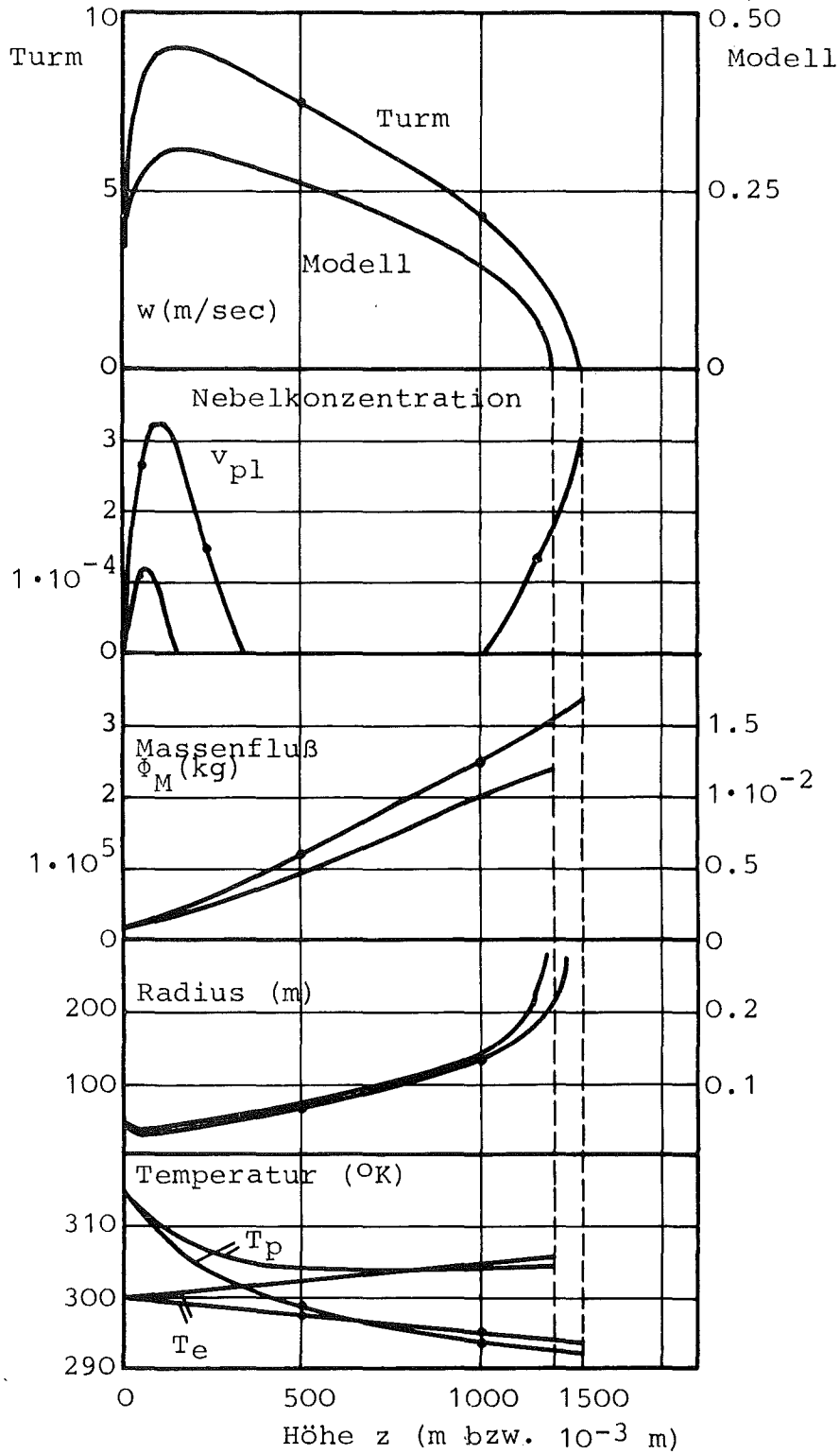


Abb.11 Vergleich des Modells mit wirklichem Kühlturm für Bodeninversion und $d\theta_e/dz = 0.5 \gamma$ bzw. $d\theta_e/dz = 500 \gamma$ und 70% Luftfeuchte

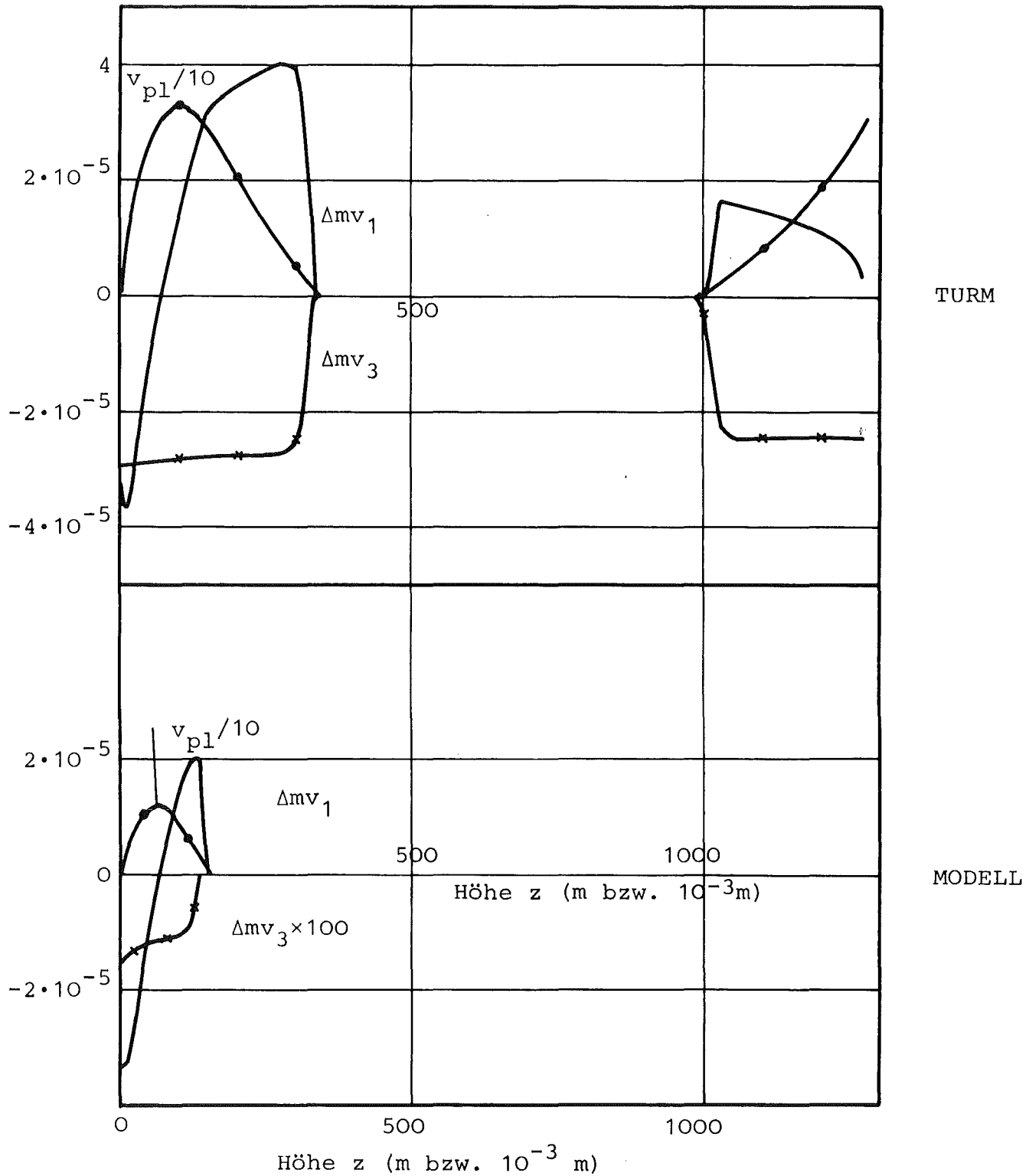


Abb.12 Vergleich des Modells mit wirklichem Turm für Boden-
 inversion mit $d\theta_e/dz = 500 \gamma$ (Modell) bzw. $d\theta_e/dz = 0.5 \gamma$
 (Turm) und 70% Luftfeuchte