

Sonderdruck aus Brennstoff-Wärme-Kraft 3/1974

VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf.

Experimentelle Untersuchung über die Ablagerung von suspendiertem Magnetit bei Rohrströmungen in Dampferzeugern

D. Thomas, Erlangen, und U. Grigull,
München

Experimentelle Untersuchung über die Ablagerung von suspendiertem Magnetit bei Rohrströmungen in Dampferzeugern

D. Thomas, Erlangen, und U. Grigull, München

Die Gesetzmäßigkeiten der Ablagerung von suspendierten Magnetitteilchen in ein- und zweiphasigen Rohrströmungen von Dampferzeugern wurden mit Hilfe einer radioaktiven Meßmethode bei Betriebszuständen bis 246 bar und 470 °C untersucht. Den theoretischen Betrachtungen schließt sich die Beschreibung der Versuchsmethode und Diskussion der Versuchsergebnisse an. Empirische Funktionen zur Berechnung der Ablagerungsgeschwindigkeit bei einphasiger Rohrströmung wurden aufgestellt.

DK 621.039.85:549.731.1:532.542:
621.181.021

Aufgabenstellung

Das Problem der Ablagerung von suspendierten Magnetitteilchen und ihr Einfluß auf den Wärmeübergang bei Strömungen in Dampferzeugerrohren wurde in der Mitte der sechziger Jahre besonders akut, als durch Magnetitablagerungen im Verdampferteil von konventionellen Dampferzeugern unvermutet Wärmeübergangskrisen auftraten, die zu Rohrreißen und kostspieligen Ausfallzeiten von Kraftwerkblöcken führten [1]. In den modernen Kernkraftwerken erfuhr das Problem der Ablagerungen in den von Kühlmittel durchströmten Anlageteilen eine weitere Aktualisierung, da es sich hierbei teilweise um radioaktive Korrosionsprodukte handelt, die u. a. zu einer zusätzlichen Strahlenbelastung führen können [2].

Über die Ablagerungen in Dampferzeugerrohren und ihre Rückwirkungen auf den Wärmeübergang wurde bisher eine Vielzahl von Untersuchungen bekannt. In den meisten dieser Untersuchungen wurde über die Betriebserfahrungen mit Dampferzeugern berichtet [3; 4], in denen je nach den Betriebsverhältnissen Ablagerungen

Dr.-Ing. Dieter Thomas, Kraftwerk Union, Erlangen. Prof. Dr.-Ing. Ulrich Grigull VDI, Direktor des Lehrstuhles und Institutes A für Thermodynamik der TU München. Auszug aus der von der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigten Dissertation über „Experimentelle Untersuchung über die Ablagerung von suspendiertem Magnetit bei Rohrströmungen in Dampferzeugern und über den Einfluß der Magnetitablagerungen auf den Wärmeübergang“ des Diplom-Ingenieurs Dieter Thomas, Berichterstatter Prof. Dr.-Ing. U. Grigull und Prof. Dr.-Ing. A. Mersmann. – Die Dissertation wurde am 27. 11. 1972 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik am 20. 6. 1973 angenommen. Tag der Promotion: 12. 7. 1973. – Die Verfasser danken Herrn Prof. Mersmann für seine Unterstützung. Die experimentellen Untersuchungen wurden bei der Fa. Siemens AG in Erlangen durchgeführt.

von Salzen, Siliziumoxid, Kupfer und Eisenoxiden auftraten, die teilweise eine Verkleinerung der Wärmeübergangszahlen zur Folge hatten. Mankina u. a. unternahm Ablagerungsversuche an einem Naturumlaufkessel und fanden eine quadratische Zunahme der Eisenoxid-Ablagerungen mit der Wärmestromdichte [5]. Goldstein u. a. beobachteten an elektrisch beheizten Versuchsrohren, daß die Ablagerungen von Korrosionsprodukten mit zunehmender Wärmestromdichte ansteigen und eine Verkleinerung der kritischen Wärmestromdichte hervorrufen [6].

Diese Arbeit untersucht weiter das komplexe Problem der Ablagerungen von Korrosionsprodukten in Dampferzeugern; sie beschränkt sich dabei auf das im Speisewasser hauptsächlich auftretende Korrosionsprodukt Magnetit in suspendierter Form und erstreckt sich auf die Untersuchung des Ablagerungsmechanismus von Feststoffteilchen in Rohrströmungen ohne und mit Wärmeübertragung und auf die Untersuchung des Einflusses der Magnetitablagerungen auf den Wärmeübergang bei großen Wärmestromdichten.

Theoretische Grundlagen

Der suspendierte Magnetit (Fe_3O_4) kann sowohl durch mechanische, thermomecha-

nische und chemische Zerstörung der Magnetitschutzschicht als auch durch den Übergang von Eisenhydroxid ($\text{Fe}(\text{OH})_2$) in Magnetit in das Speisewasser gelangen.

Bei der Ablagerung von suspendierten Feststoffteilchen in Rohrströmungen handelt es sich um einen Stoffübergang aus dem Strömungsraum an die Wand. In den Dampferzeugerrohren sind grundsätzlich zwei mögliche Strömungszustände zu unterscheiden:

- 1) Einphasige¹⁾ Rohrströmung ohne/mit Wärmeübertragung²⁾
- 2) Zweiphasige¹⁾ Rohrströmung mit Wärmeübertragung und mit Phasenwechsel.

Wegen der kleinen Magnetitkonzentrationen (≤ 10 mg/kg) kann die Magnetitsuspension als Newton'sches Fluid angesehen werden, so daß für die turbulente Rohrströmung die Einteilung in turbulente Kernzone, Übergangsgebiet und laminare Grenzschicht nach Reichardt gilt.

¹⁾ Die Feststoffphase als eigentliche zweite bzw. dritte Phase wird in der weiter verwendeten Nomenklatur nicht berücksichtigt.

²⁾ Die Untersuchung zeigte bei einphasiger Rohrströmung keinen Einfluß der Wärmeübertragung auf den Ablagerungsvorgang, so daß im folgenden nur noch die einphasige Rohrströmung ohne Wärmeübertragung betrachtet wird.

Formelzeichen

b	reziproke Belegungsdichte $1/A_t$
c	Magnetitkonzentration (massenbezogen)
c_v	Magnetitkonzentration (volumenbezogen)
c_w	Widerstandsbeiwert
d	Durchmesser
m	Masse
\dot{m}	Massenstromdichte
p	Druck
q	Wärmestromdichte
r	Radius
r_v	Verdampfungswärme
t	Zeit
u	axiale Geschwindigkeit
v	Geschwindigkeit senkrecht zu u
v_0	Anfangsgeschwindigkeit senkrecht zu u
x	Dampfgehalt
y	Abstand von der Rohrwand
A_t	abgelagerte Magnetitmenge (bezogen auf die Rohroberfläche)
\dot{A}_t	Massenstromdichte der sich ablagernden Magnetitteilchen (dA_t/dt)
D	Diffusionskoeffizient
G	ausgefrorene Dampfmenge
\dot{G}	Massenstrom der ausgefrorenen Dampfmenge (dG/dt)

K	Kraft
K_H	Haftkraft
K_T	Trennkraft
N	Teilchenstromdichte
S_{\max}	maximale Eindringtiefe
Re	Reynoldszahl $u d/\nu$
St'	Stantonzahl für den Stofftransport β/u
β	Stoffübergangszahl, Ablagerungsgeschwindigkeit
δ	laminare Grenzschicht
ε	scheinbare kinematische Zähigkeit
η	dynamische Viskosität
ϑ	Temperatur
ν	kinematische Zähigkeit
ρ	Dichte
Δp	Druckverlust

Indices

i	innen
m	mittel
\max	maximal
t	turbulent
A	Anfang
E	Ende
F	Feststoff
Fl	Fluid
M	Magnetit
W	Wand

Einphasige Rohrströmung ohne Wärmeübergang

Die einphasige Rohrströmung stellt für die Untersuchung der Ablagerungsgesetze den einfachsten Fall dar. Nach experimentellen und analytischen Arbeiten u. a. von Rumpf [7], Friedlander und Johnstone [8], Schmel [9; 10], Yoder und Silverman [11], lassen sich folgende theoretischen Modellvorstellungen für den Ablagerungsmechanismus ableiten:

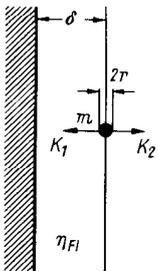
Der Ablagerungsmechanismus setzt sich prinzipiell aus dem Transport der Teilchen zur Wand und aus dem Haften der Teilchen an der Wand zusammen.

Transport der Feststoffteilchen an die Wand

Für den Teilchenfluß N aus dem turbulenten Strömungsraum an die Wand gilt die Differentialgleichung:

$$N = (D + \epsilon) dc/dy \quad (1)$$

Darin bedeuten D den Diffusionskoeffizienten, ϵ die scheinbare kinematische Zähigkeit und dc/dy den Konzentrationsgradienten senkrecht zur Wand. Aufgrund der betrachteten Größe der Magnetitteilchen und der Strömungsverhältnisse in den Dampferzeugern ergibt sich $D \ll \epsilon$, so daß D vernachlässigt werden kann. Die Magnetitteilchen erhalten aufgrund der Schwankungsbewegungen im turbulenten Strömungsraum eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Wand, die die Teilchen mit einer genügend großen trägen Masse in die Lage versetzt, die laminare Grenzschicht δ nach Bild 1 zu durchdringen und an die Wand zu gelangen.



BWK 668.1

Bild 1: Eindringen eines kugelförmigen Feststoffteilchens in die laminare Grenzschicht

Unter der Voraussetzung der Gültigkeit des Stokes'schen Gesetzes und einer Kugelgestalt des Feststoffteilchens lautet die Kräftebilanz für ein in die laminare Grenzschicht mit der Geschwindigkeit v eindringendes Feststoffteilchen im senkrechten Rohr:

$$m dv/dt + 6 \pi r \eta_{F1} v = 0 \quad (2)$$

Darin bedeuten m die Teilchenmasse, t die Zeit, r den Teilchenradius und η_{F1} die dynamische Zähigkeit des Fluids in der laminaren Grenzschicht. Die Lösung dieser Gleichung ergibt die maximale Eindringtiefe S_{\max} mit v_0 als Eintrittsgeschwindigkeit

keit in die laminare Grenzschicht und ρ_F als Dichte der Feststoffteilchen:

$$S_{\max} = v_0 \frac{r^2 \rho_F}{4,5 \eta_{F1}} \quad (3)$$

S_{\max}/δ ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der Feststoffteilchen die laminare Grenzschicht durchdringen und an die Wand gelangen.

Durch abschnittsweise Integration von Gl. (1) über die laminare Grenzschicht bis zur Rohrachse wird das Konzentrationsgefälle zwischen Rohrachse und -wand bestimmt. Für die Ablagerungsgeschwindigkeit β ergibt sich daraus die Funktion

$$\beta = N_1/c_1 \quad (4)$$

mit dem Teilchenfluß N_1 zur Wand und der Konzentration c_1 im turbulenten Strömungsraum. Mit $N_1 = \dot{A}_1$ in $\text{mg}/\text{cm}^2\text{min}$ (Massenstromdichte) und $c_1 = c_v$ in mg/cm^3 (Volumenkonzentration) erhält man die Ablagerungsgeschwindigkeit

$$\beta = \dot{A}_1/c_v \quad (5)$$

in cm/min .

Durch Verwendung einer radioaktiven Meßmethode wurde bei den nachfolgend beschriebenen Ablagerungsversuchen der zeitliche Verlauf der Ablagerung $\dot{A}_1 = f(t)$ auf einfache Weise gemessen. Daraus ergab sich durch Differentiation die Massenstromdichte der sich ablagernden Magnetitteilchen zu $\dot{A}_1 = d A_1/dt$.

Der Ausdruck β/u mit u als mittlerer Axialgeschwindigkeit stellt die Stanton-Zahl St' für den Stofftransport dar:

$$St' = \beta/u \quad (6)$$

Mit Gl. (5) ergibt sich daraus

$$St' = \dot{A}_1/c_v u \quad (7)$$

als Verhältnis der Massenstromdichten senkrecht und parallel zur Wand.

Haften der Feststoffteilchen an der Wand

Die zweite Voraussetzung für die Ablagerung von Feststoffteilchen an der Wand besteht darin, daß die Haftkraft K_H größer als die Trennkraft K_T ist, d. h. die Ablagerungsbedingung

$$K_H/K_T > 1$$

erfüllt sein muß.

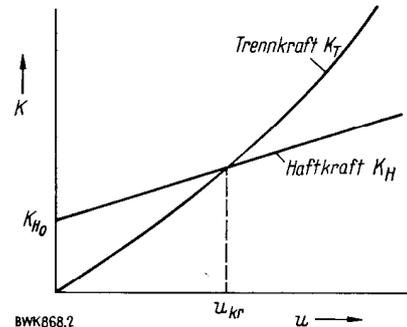
Für die Haftkraft von Magnetitteilchen auf einer metallenen Wand kommen hauptsächlich nur van der Waals-Kräfte in Frage. Nach Lifshitz steigen die Haftkräfte mit größerem Durchmesser und größerer Auftreffgeschwindigkeit an [12].

Die Trennkraft wird durch die auf das abgelagerte Feststoffteilchen wirkende Strömungskraft bestimmt:

$$K_T = c_w \pi r^2 \rho_{F1} u^2/2 \quad (8)$$

darin bedeuten c_w den Widerstandsbeiwert, r den Teilchenradius, ρ_{F1} die Fluid-Dichte und u die Strömungsgeschwindigkeit.

In Bild 2 sind K_H und K_T für monodisperse, temperaturunempfindliche Feststoffteilchen als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit u dargestellt. Bei $u = 0$ beträgt $K_H = K_{H0}$. Ablagerungen sind nur im Bereich $u < u_{kr}$ möglich. Bei Suspensionen mit unterschiedlichen Teilchendurchmessern lagern



BWK 668.2

Bild 2: Haft- und Trennkraft als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit nach Rumpf [7]

sich bei kleinen Geschwindigkeiten viele Teilchen mit kleiner Haftkraft als lockerer Belag ab. Mit Zunahme von K_T genügen immer weniger Teilchen der Bedingung $K_H/K_T > 1$, d. h. die Ansatzwahrscheinlichkeit nimmt ab und die Festigkeit der Ablagerungsschicht zu.

Ablagerungsmechanismus in Dampferzeugerrohren

Von der Teilchenstromdichte \dot{A}_{11} zur Wand lagert sich demnach nur die Teilchenstromdichte \dot{A}_{12} ab, bei der die Ablagerungsbedingung $K_H/K_T > 1$ erfüllt ist. Die Teilchenstromdichte \dot{A}_{13} , für die $K_H/K_T < 1$ wird, kann sich nicht an der Wand halten und wird daher wieder in den Strömungsraum zurückgetragen. Die Massenbilanz lautet damit unter der Voraussetzung, daß die bereits abgelagerten Teilchen an der Wand haften bleiben und nicht durch neu auf die Wand treffende Teilchen abgelöst werden

$$\dot{A}_{11} = \dot{A}_{12} + \dot{A}_{13} \quad (9)$$

Bei allen bisherigen experimentellen und theoretischen Arbeiten über den Ablagerungsmechanismus wurde hauptsächlich der Teilchentransport aus der turbulenten Strömung zur Wand untersucht und dabei $\dot{A}_{13} = 0$ gesetzt. Wie obige Überlegungen und die experimentellen Untersuchungen zeigen, haben die sich nicht ablagernden Teilchen (\dot{A}_{13}) einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf die Ablagerungsgeschwindigkeit.

Weiterhin weichen die Ablagerungsvorgänge in Dampferzeugerrohren von den bisherigen Modellvorstellungen mehr oder weniger stark ab, da die Rohroberfläche relativ zur Magnetitteilchengröße und zur laminaren Grenzschicht nicht mehr als glatt anzusehen ist und die Teilchen keine idealisierte kugelförmige Gestalt haben. So bilden sich in den Rauigkeitsvertiefungen Strömungstotzonen mit örtlichen Vergrößerungen der laminaren Grenzschicht und un-

definierten Haft- und Trennkräften. Damit sind die Modellvorstellungen für eine quantitative Erfassung des Ablagerungsvorgangs nur bedingt anwendbar.

Zweiphasige Rohrströmung mit Wärmeübertragung und mit Phasenwechsel

Die bisherigen Ausführungen haben den bestimmenden Einfluß der wandnahen, zum Teil laminaren Strömungszone und des turbulenten Strömungskerns auf den Stofftransport an die Wand aufgezeigt. Im unterkritischen Druckbereich bedeutet die Wärmeübertragung mit Phasenwechsel eine wesentliche Einflußnahme auf diese Parameter. Hierbei erfolgt die Beeinflussung des Stofftransportes an die Wand durch die Verdampfung (z. B. Blasen- und Filmverdampfung) und Strömungsform des Zweiphasengemisches (z. B. Blasen-, Pfropfen- und Ringströmung). Wegen der sehr unterschiedlichen Beeinflussung des Stofftransportes im Zweiphasenbereich darf dieser Bereich nicht pauschal betrachtet werden. Die überschaubarsten Verhältnisse treten bei der Blasen- und Filmverdampfung auf. Im Bereich der Blasenverdampfung bewirken das Entstehen, Wachsen und Ablösen der einzelnen Blase eine Verwirbelung der laminaren Grenzschicht und der Übergangzone zur turbulenten Kernströmung. Gleichzeitig ist damit ein Wassertransport aus der Kernströmung auf die Rohrwand [13] verbunden, der den Feststoffteilchen-Transport direkt bis an die Rohrwand intensiviert und dadurch die Ablagerungswahrscheinlichkeit erhöht.

Zur Blasenverdampfung völlig gegensätzliche Ablagerungsbedingungen bestehen bei einer Wärmeübergangskrise, die dadurch gekennzeichnet ist, daß das Wasser aufgrund des Leidenfrost'schen Phänomens daran gehindert wird, die Rohrwand zu benetzen. Damit wird der Transport des Wassers an die Rohrwand weitgehend unterbunden und damit die Ablagerungswahrscheinlichkeit stark verkleinert.

Radioaktive Meßmethode und Versuchsanlage

Eine quantitative Bestimmung der Magnetitablagerungen als Funktion der Zeit, des Strömungszustandes und der Wärmestromdichte wurde durch die radioaktive Markierung des Magnetits mit dem Radionuklid Chrom 51 (Cr 51) ermöglicht. Cr 51 wurde gewählt, da

- die Radioaktivität groß genug war, um die zu messende Impulsrate bei der vorgegebenen Geometrie der Meßanordnung und den zu erwartenden Ablagerungen mit einem möglichst kleinen Fehler zu bestimmen;
- die Energie der Strahlung aus Strahlenschutzgründen möglichst gering sein sollte;
- sich das Isotop in der spezifischen Dichte nur schwach vom Eisen unterschied und gut in das Magnetitkristallgefüge einbauen ließ.

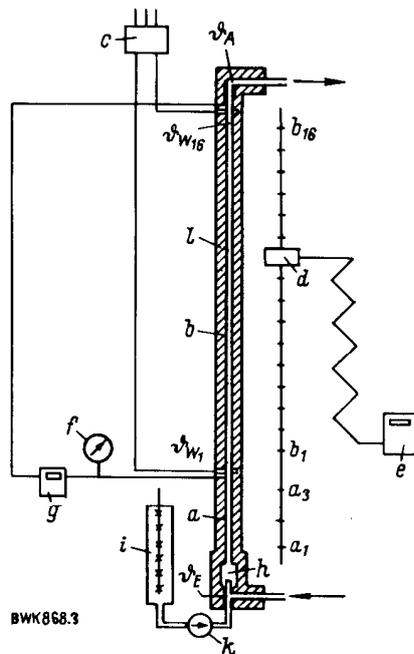


Bild 3: Schematische Darstellung der Versuchsanlage

- BWK 868.3**
- Bild 3: Schematische Darstellung der Versuchsanlage**
- a hydrodynamischer Einlauf
 - b Meßstrecke
 - c elektrische Stromversorgung
 - d Szintillationszähler
 - e Strahlungsmeßgerät
 - f Feinmeßmanometer
 - g Bartonzelle
 - h Mischkammer
 - i Dosierbehälter
 - k Dosierpumpe
 - l Isolation

Spezifische Daten des Cr 51: 0,3198 MeV (γ -Strahlung); Halbwertzeit: 27,8 Tage; spezifische Dichte: 6,92 g/cm³; Aktivität des Mischoxids: rd. 4 mCi/g.

Die Versuchsanlage wurde an die Bensonversuchsstrecke [14] angeschlossen und bestand nach Bild 3 aus einem 2 500 mm langen, senkrecht stehenden Versuchsrohr (Werkstoff 13 CrMo 44) mit den äußeren bzw. inneren Durchmessern von 12 mm bzw. 5,6 mm. Die Länge der hydrodynamischen Einlaufstrecke *a* betrug 500 mm, die der elektrisch beheizbaren, als ohmschen Widerstand geschalteten Meßstrecke *b* 2 000 mm. Als elektrische Stromversorgung *c* dienten drei stufenlos einstellbare Einphasentransformatoren mit einer nachgeschalteten Drehstrom-Gleichrichterbrücke. Durch eine Umschaltung konnte die Meßstrecke *b* wahlweise auch mit Wechselstrom beheizt werden.

Die Rohrwandtemperaturen ϑ_{W1} bis ϑ_{W16} und die Anfangs- und Endtemperaturen ϑ_A und ϑ_E wurden mit kalibrierten FeKo-Thermoelementen gemessen.

In gleicher Höhe der Thermoelemente ϑ_{Wn} wurden die Impulsraten an den Stellen a_1 bis a_3 und b_1 bis b_{16} mit dem vertikal verschiebbaren, wassergekühlten Szintillationszähler *d* und dem Strahlungsmeßgerät *e* bestimmt. Der Szintillationszähler bestand aus einem mit Thallium aktivierten Natriumjodid-Kristall, einem Photomultiplier und einem Verstärker.

Der Druck und Druckverlust in der Meßstrecke *b* wurden durch das Feinmeßmano-

meter *f* und durch die Bartonzelle *g* gemessen. Die Wassersubstanz strömte mit dem gewünschten Eintrittszustand zunächst in die Mischkammer *h*, in der sie sich mit der Magnetitsuspension aus dem Behälter *i*, die mittels der Dosierpumpe *k* zudosiert wurde, so vermischte, daß im Versuchsrohr keine Konzentrationschwankungen auftraten (ein Rührer im Behälter vermied eine mit der Zeit zunehmende Entmischung der Magnetitsuspension). Zur Vermeidung von Wärmeverlusten wurde auf dem Versuchsrohr die Isolation *l* angebracht, die zur einwandfreien Messung der Rohrwandtemperaturen zusätzlich fünf getrennt regelbare Schutzheizungen erhalten hatte.

Der größte Teil der Ablagerungsversuche ging über eine Dauer von rd. 4 Stunden, da sich danach die Ablagerungsgeschwindigkeit nicht mehr sehr änderte. Zur Untersuchung des weiteren Verlaufs der Ablagerungsgeschwindigkeit wurden jedoch auch Versuche über eine Dauer von rd. 40 Stunden gefahren. Bei den Versuchen von 4 Stunden wurde die Radioaktivität durchschnittlich siebenmal an den 19 Meßstellen des Versuchsrohres gemessen. Gleichzeitig erfolgte die Messung der anderen wichtigen Versuchswerte wie Mengenstrom, Druck, Dosiermenge, Temperaturen u. a.

Aufgrund vergleichender Versuche mit Wechsel- und Gleichstromheizung konnte der Einfluß der Stromart auf den Ablagerungsmechanismus als vernachlässigbar klein angesehen werden.

Die große Anzahl von Meßwerten erforderte eine rechnerische Versuchsauswertung auf einer elektronischen Datenverarbeitungsanlage.

Versuchsergebnisse

Einphasenströmung ohne Wärmeübertragung

Ablagerung als Funktion der Zeit

Das radioaktive Meßverfahren gestattete die Messung der abgelagerten Magnetitmenge längs der Rohrachse an jeder der 19 Meßstellen (Bild 3) in Zeitabständen von jeweils rd. 25 min. Die wichtigsten Parameter der Ablagerungsversuche sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. In den Bildern 4 und 5 sind die gemessenen Ablagerungen als Funktion der Zeit dargestellt. Danach wachsen die Ablagerungen auch nach 40 h stetig an, die Ablagerungsgeschwindigkeit nimmt jedoch ab.

Ablagerungsgesetzmäßigkeiten

Durch Differentiation dieser Kurven wurden die Massenstromdichte $\dot{A}_f = dA_f/dt$ und daraus mit Gl. (7) die Stanton-Zahl St' bestimmt. Die Darstellung von St' als Funktion der abgelagerten Magnetitmenge A_f ergab im halbblithmischen Maßstab in den Bildern 6 und 7 Geraden. St' bestimmt sich somit durch

$$St' = St'_0 e^{-bA_f} \quad (10)$$

Tabelle 1: Versuchsparameter bei der Einphasenströmung

Versuchs-Nr.	t min	p bar	ϑ_m °C	\dot{m} kg/m ² s	c mg/kg	$\nu \cdot 10^3$ m ² /kg	$\eta \cdot 10^5$ kg/m s	u m/s	Re
1	210	99	136,5	1350	2,41	1,07	20,15	1,4	37 000
2	208	246	290	806	2,22	1,315	9,85	1,05	45 000
3	215	246	292	1340	2,22	1,32	9,75	1,77	77 000
4	2555	246	382,5	815	2,26	3,0	4,4	2,4	103 000
5	213	246	471	785	2,37	10,1	3,15	7,9	139 000
6	218	246	383	1330	2,18	2,58	4,8	3,4	155 000
7	2007	243	382,4	1328	1,17	3,4	4,1	4,5	180 000
8	2077	246	423	1000	2,08	7,95	3,08	8,0	182 000
9	85	15	36,6	216	2,02	1,00	70,07	0,22	1 700
10	81	16	27,3	844	0,52	1,00	85,2	0,84	5 600

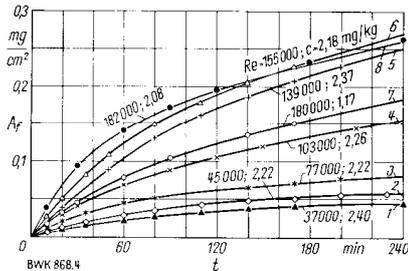


Bild 4: Ablagerung als Funktion der Zeit

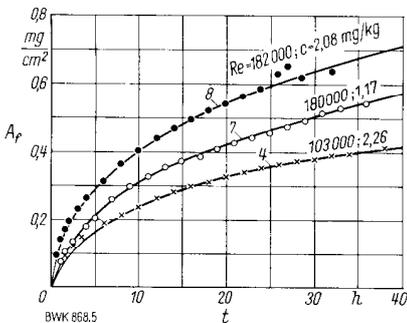


Bild 5: Ablagerung als Funktion der Zeit

Darin bedeuten Sr'_0 die Stanton-Zahl zum Zeitpunkt $t = 0$ bzw. bei der abgelagerten Menge $A_f = 0$ und b die Steigung der Geraden in cm^2/mg .

Mit Gl. (7) ergibt sich aus Gl. (10)

$$\dot{A}_f = \dot{A}_{f0} e^{-bA_f} \quad (11)$$

und unter Berücksichtigung von $\dot{A}_f = dA_f/dt$

$$\frac{1}{\dot{A}_{f0}} e^{bA_f} dA_f = dt \quad (12)$$

Die Integration der Gl. (12) ergibt für die abgelagerte Menge A_f als Funktion der Zeit t :

$$A_f = \frac{1}{b} \ln(\dot{A}_{f0} b t + 1) \quad (13)$$

Diese Funktion stellt das logarithmische Wachstumsgesetz der Ablagerung dar.

Für die Abhängigkeit der Massenstromdichte \dot{A}_f von der Zeit leitet sich aus Gl. (13) die Funktion

$$\dot{A}_f = \frac{\dot{A}_{f0}}{\dot{A}_{f0} b t + 1} \quad (14)$$

ab. Danach stellt $\dot{A}_f = f(t)$ im untersuchten Bereich eine hyperbelförmige Funktion dar, die sich für große Werte von t , die jedoch bei den Versuchen nicht erreicht wurden, asymptotisch dem Wert Null nähert.

Nach Gl. (10) nimmt die Stanton-Zahl bzw. die Ablagerungsgeschwindigkeit mit zunehmender Ablagerung nach einem Exponentialgesetz ab. Der Ablagerungsvorgang unterliegt demnach durch die abgelagerten Teilchen einer Selbsthemmung, die im untersuchten Bereich nach den Bildern 6 und 7 nicht zum Abschluß kommt.

Selbsthemmung

Bei den bisher aus der Literatur vorliegenden Untersuchungen über die Ablagerung von Feststoffteilchen in turbulenten Strömungen [7 bis 11] wurde der Vorgang der Selbsthemmung nicht gefunden, da der Einfluß der Zeit wegen der angewendeten Meßmethoden nur integral erfaßt wurde.

Für die Selbsthemmung ergibt sich aufgrund von Untersuchungen folgende Erklärung: Die Versuche wurden überwiegend in einem hydraulisch nicht glatten Rohr durchgeführt. Nach *Rotta* bewirken die dabei auftretenden Rauigkeiten eine Verringerung der Dicke der laminaren Grenzschicht δ [15]. Der mit der Ablagerung verbundene und nachgewiesene Glättungseffekt hat somit ein Anwachsen von δ zur Folge, wodurch weniger Feststoffteilchen an die Wand gelangen (S_{\max}/δ nimmt ab).

Durch die Rauigkeit bedingte Strömungstotzonen lassen die Trennkraft sehr klein bzw. zu Null werden. Die bei Ablagerungsbeginn an die Wand gelangenden Teilchen haben die größte Wahrscheinlichkeit, in derartige Strömungszonen zu gelangen und sich abzulagern. Mit zunehmender Ablagerung werden die Teilchen immer mehr den Trennkraften ausgesetzt, so daß sich die Teilchenstromdichte \dot{A}_{f3} vergrößert. Zusätzlich ist eine größere Haftkraft zwischen Wand und Teilchen als zwischen den Teilchen untereinander nicht auszuschließen.

Zusammenfassend wird die Selbsthemmung durch eine Vergrößerung der laminaren Grenzschicht und durch eine Verschlechterung der Ablagerungsbedingungen erklärt.

Mit Gl. (10) stellt Sr'_0 ein Maß für die Anzahl der zu Ablagerungsbeginn je Zeit- und Flächeneinheit abgelagerten Magnetitteilchen und der Ausdruck e^{-bA_f} ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dar, mit der die Magnetitteilchen abgelagert werden. Diese Wahrscheinlichkeit hat zu Ablagerungsbeginn mit $A_f = 0$ für eine bestimmte Re -Zahl und Konzentration c den größten Wert und nimmt mit zunehmender Ablagerung infolge der Selbsthemmung ab.

Damit besteht eine formale Analogie zur chemischen Adsorption, bei der die Adsorptionsgeschwindigkeit durch die Anzahl der je Zeit- und Flächeneinheit auftretenden Moleküle und durch die Haftwahrscheinlichkeit, mit der die auftretenden Moleküle adsorbiert werden und die ebenfalls einen exponentiellen Verlauf nimmt, bestimmt wird [16].

Zwischen der Ablagerung suspendierter Feststoffteilchen und dem Ausfrieren von Dämpfen aus Gas/Dampf-Gemischen bei turbulenten Rohrströmungen treten gewisse Analogien auf. In einer Arbeit von *Rische* wurde das Ausfrieren von Benzoldampf aus einem Stickstoff/Benzoldampf-Gemisch in einem Rohr mit 38 mm Innendurchmesser und 4 200 mm Länge bei Re -Zahlen bis 110 000 untersucht [17].

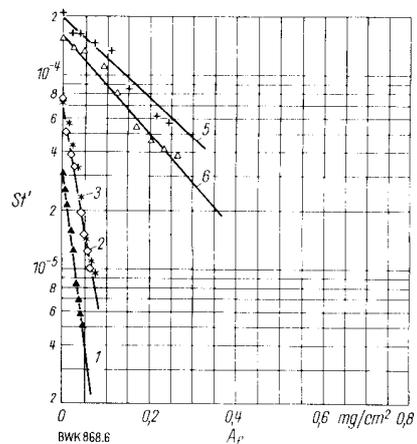


Bild 6: Stanton-Zahl Sr' als Funktion der Ablagerung A_f

Versuch Nr.	Re	c mg/kg
1	37 000	2,4
2	45 000	2,22
3	77 000	2,22
5	139 000	2,37
6	155 000	2,18

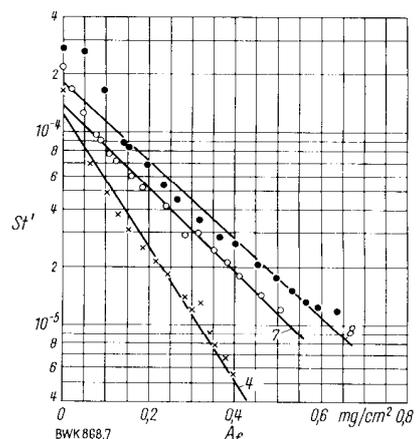


Bild 7: Stanton-Zahl Sr' als Funktion der Ablagerung A_f

Versuch Nr.	Re	c mg/kg
4	103 000	2,26
7	180 000	1,17
8	182 000	2,08

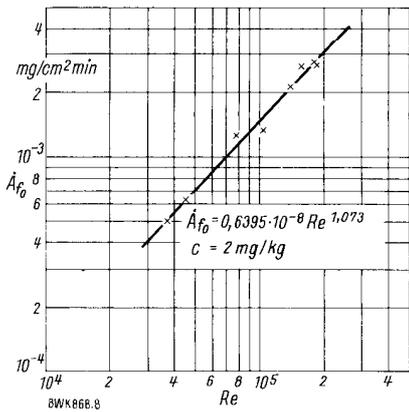


Bild 8: Massenstromdichte \dot{A}_{f0} zu Ablagerungsbeginn als Funktion der Re -Zahl

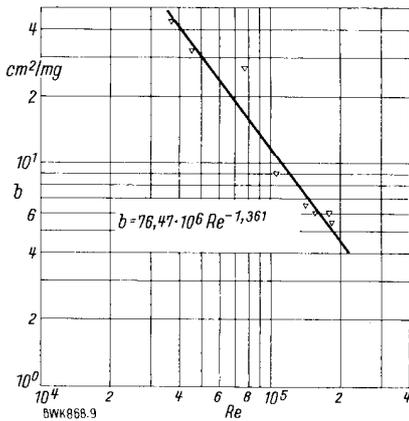


Bild 9: Reziproke Belegungsdichte b als Funktion der Re -Zahl

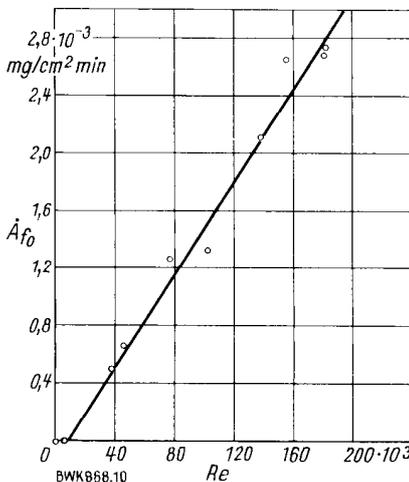


Bild 10: Massenstromdichte \dot{A}_{f0} als Funktion der Re -Zahl

Mit fortschreitender Versuchsdauer nimmt die je Zeiteinheit ausgefrorene Dampfmenge $\dot{G} = dG/dt$ analog zu \dot{A}_f ebenfalls ab. Die Funktion $\dot{G} = f(G)$ läßt sich ähnlich wie bei $\dot{A}_f = f(A_f)$ durch eine Exponentialfunktion annähern. Der Grund für diese, den Ausfrierprozess bestimmende Selbsthemmung liegt in der Zunahme des Widerstandes, den der auf die Rohrwand gerichtete Wärmestrom durch die aufgrund des Ausfrierprozesses selbst wachsende Reifschicht erfährt.

Steigende Re -Zahlen und Dampfgehalte haben ebenfalls ein Anwachsen des Stoffstroms an die Rohrwand und damit der ausgefrorenen Dampfmenge G zur Folge.

Empirische Ablagerungsgesetze

Für die Berechnung der Magnetitablagerungen im untersuchten Re -Bereich wurden aus den Versuchsergebnissen empirische Funktionen abgeleitet. Nach Gl. (13) wird die abgelagerte Menge A_f durch die Konstanten \dot{A}_{f0} und b bestimmt, die ihrerseits – unter der Voraussetzung einer konstanten Korngrößenverteilung – von der Reynolds-Zahl abhängig sind. Die Konstanten \dot{A}_{f0} und b wurden für die einzelnen Ablagerungskurven mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate nach *Gauß* in einem Näherungsverfahren bestimmt.

\dot{A}_{f0} und b lassen sich im untersuchten Reynolds-Zahl-Bereich jeweils durch eine Potenzfunktion von Re darstellen. *Bild 8* zeigt die Funktion $\dot{A}_{f0} = f(Re)$. Da \dot{A}_{f0} von der Magnetitkonzentration c abhängt und die Versuche mit unterschiedlichen Konzentrationen durchgeführt wurden, sind die \dot{A}_{f0} -Werte in *Bild 8* auf $c = 2 \text{ mg/kg}$ bezogen worden. Dabei wurde $\dot{A}_{f0} \sim c$ gesetzt.

Die Funktion $b = f(Re)$ ist in *Bild 9* dargestellt. Die Größe b nimmt mit steigender Re -Zahl ab und stellt als reziproke Belegungsdichte ein Maß für die je mg Ablagerung benötigte Fläche dar. Die Belegungsdichte $1/b$ nimmt mit steigender Re -Zahl zu, da gleichzeitig die Auftreffgeschwindigkeit der Teilchen auf die Wand steigt und die Teilchenpackungen dadurch dichter und fester werden.

Durch Approximation (Methode der Summe der kleinsten Fehlerquadrate) ergaben sich für \dot{A}_{f0} und b nach den Bildern 8 und 9 folgende empirische Gleichungen:

$$\dot{A}_{f0} = 0,6395 \cdot 10^{-8} Re^{1,073} \quad (15),$$

$$b = 76,47 \cdot 10^6 Re^{-1,361} \quad (16).$$

Da sich der Exponent von Re in Gl. (15) nur wenig von eins unterscheidet, wird die Funktion mit genügender Genauigkeit in *Bild 10* durch eine Gerade wiedergegeben. Danach wird \dot{A}_{f0} bei $Re = \text{rd. } 10000$ zu Null. Tatsächlich ergaben Versuche bei Re -Zahlen von 1700 und 5600 keine meßbaren Ablagerungen.

Durch Substitution der Gl. (15) und (16) für \dot{A}_{f0} und b in Gl. (13) erhält man unter Berücksichtigung der Magnetitkonzentration c für den zeitlichen Verlauf der Ablagerung A_f die folgende empirische Gleichung:

$$A_f = 1,307 \cdot 10^{-8} Re^{1,361} \times \ln(24,452 \cdot 10^{-2} c t Re^{-0,287} + 1) \quad (17).$$

Bild 11 zeigt auszugsweise einen Vergleich der gemessenen mit den nach dieser Funktion berechneten Ablagerungskurven. Aus Gl. (17) geht der logarithmische Einfluß der Magnetitkonzentration auf die abgelagerte Menge hervor. Eine Proportionalität zwischen A_f und c wurde damit durch die Versuche nicht bestätigt. Dies zeigt auch *Bild 12*, in dem die gemessenen Ablagerungen als Funktion der Magnetitkonzentration mit den nach Gl. (17) berechneten verglichen werden. Für die zeitliche Abhängigkeit der Massenstromdichte \dot{A}_{f0}

lität zwischen A_f und c wurde damit durch die Versuche nicht bestätigt. Dies zeigt auch *Bild 12*, in dem die gemessenen Ablagerungen als Funktion der Magnetitkonzentration mit den nach Gl. (17) berechneten verglichen werden. Für die zeitliche Abhängigkeit der Massenstromdichte \dot{A}_{f0}

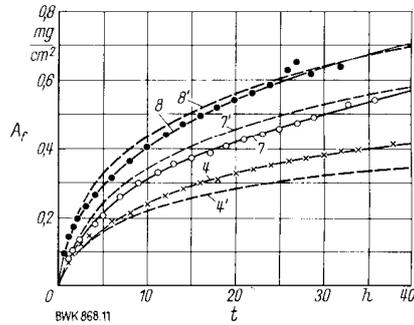


Bild 11: Vergleich zwischen gemessener und berechneter Ablagerung A_f

— gemessen
- - - - - berechnet

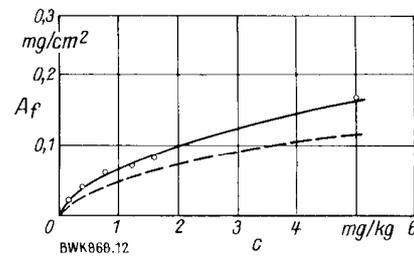


Bild 12: Ablagerung A_f als Funktion der Magnetitkonzentration c

— gemessen
- - - - - berechnet
 $Re = 69000$
 $q = 30 \text{ W/cm}^2$
 $t = 160 \text{ min}$

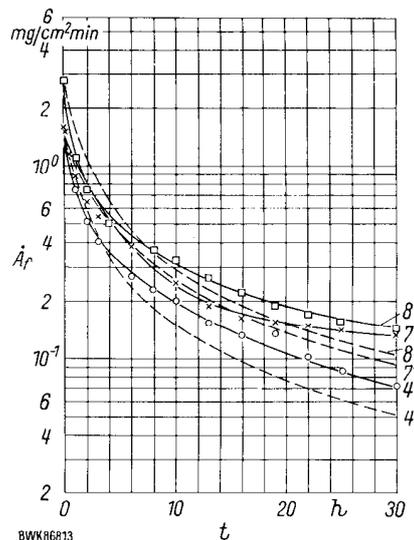


Bild 13: Massenstromdichte \dot{A}_f als Funktion der Zeit t

Versuch Nr.	Re	c mg/kg
4	103 000	2,26
7	180 000	1,17
8	182 000	2,08

— gemessen
- - - - - berechnet

ergibt sich aus Gl. (14) unter Berücksichtigung der Gl. (15) und (16):

$$\dot{A}_f = \frac{0,3198 \cdot 10^{-8} R_{cl}^{1,073}}{24,452 \cdot 10^{-2} t Re^{0,287} + 1/c} \quad (18).$$

Eine Gegenüberstellung der gemessenen mit den nach Gl. (18) berechneten \dot{A}_f -Werten erfolgt auszugsweise in Bild 13. Der sich aus dem logarithmischen Wachstumsgesetz ableitende hyperbelförmige Abfall von \dot{A}_f mit der Zeit stimmt nach diesen Diagrammen relativ gut mit den Meßergebnissen überein. Dies muß auf die gute Reproduzierbarkeit der Meßwerte bei dem hier angewandten radioaktiven Meßverfahren zurückgeführt werden, das bei den bisher bekannt gewordenen Ablagerungsversuchen teilweise auftretenden Streuungen vermeidet.

Zweiphasige Rohrströmung mit Wärmetübertragung und mit Phasenwechsel

Einfluß der Blasenverdampfung

Der Einfluß der Blasenverdampfung auf den Ablagerungsmechanismus zeigt Bild 14, in dem für einen Versuch die abgelagerten Mengen mit der Versuchszeit als Parameter

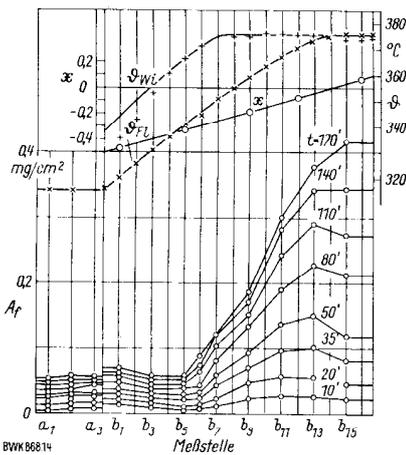


Bild 14: Einfluß der Blasenverdampfung auf die Ablagerung A_f

- a, b Meßstellen
 A_f abgelagerte Magnetitmenge
 t Versuchszeit
 x Dampfgehalt
 ϑ_{Fl} Fluidtemperatur
 ϑ_{wi} Rohrwandinnentemperatur
 $p = 117$ bar
 $\dot{m} = 1100$ kg/m²s
 $q = 37,8$ W/cm²
 $c = 1,55$ mg/kg

dargestellt sind. Der Bereich der Blasenverdampfung wird durch die über die Rohrlänge konstant bleibende Rohrwandtemperatur gekennzeichnet.

In diesem Bereich steigt A_f mit abnehmender Unterkühlung an, da die Anzahl der sich je Flächen- und Zeiteinheit bildenden Dampfblasen wächst und sich immer mehr Blasen von der Oberfläche ablösen. Beide Vorgänge bewirken mit kleiner werdender Unterkühlung eine zunehmende

Turbulenz der wandnahen Grenzschicht, die in Verbindung mit der zunehmenden Wasserströmung an die Wand eine steigende Ablagerungsgeschwindigkeit zur Folge hat.

Einfluß der Filmverdampfung

Einen zur Blasenverdampfung vollkommen gegensätzlichen Einfluß auf den Ablagerungsmechanismus hat eine Wärmeübergangskrise infolge Filmverdampfung. Aufgrund hoher Rohrwandtemperaturen wird das Wasser bzw. werden die Wassertropfen daran gehindert, die Rohrwand zu benetzen. Damit entfällt hier die bei der Blasenverdampfung vorhandene Wasserströmung an die Rohrwand. Während bei der Blasenverdampfung durch die Wasserströmung und die große Turbulenz in der wandnahen Zone ein maximaler Stoff- und Wärmetransport vorhanden ist, bedeutet die Filmverdampfung ein Minimum dieser Transportvorgänge.

Bild 15 zeigt den Einfluß der Filmverdampfung auf die Ablagerung von Magnetitteilchen für einen Versuch. Die dabei interessierenden Versuchswerte sind in der gleichen Weise wie in Bild 14 aufgetragen. Im Bereich der Filmverdampfung, der durch die erhöhten Rohrwandinnentemperaturen gekennzeichnet ist, erreicht A_f ein Minimum.

Die großen Unterschiede in den Ablagerungen zwischen Blasen- und Filmverdampfung verdeutlichen den bestimmenden Einfluß der hydrodynamischen Vorgänge in der wandnahen Strömungszone auf den Ablagerungsmechanismus der Feststoffteilchen.

Einfluß der Wärmestromdichte bei Blasenverdampfung

Bei Blasenverdampfung (im Bereich $x \approx 0$) nimmt die Anzahl der je Flächen und Zeiteinheit entstehenden Blasen mit der Wärmestromdichte zu. Daraus folgt eine mit der Wärmestromdichte steigende Durchwirbelung der Grenzschicht sowie eine Vergrößerung des Wasserstroms zur Wand und des Dampfstroms von der Wand. Die Massenstromdichte \dot{m}_M , die der im Wasserstrom an die Wand mitgeführten Magnetitmenge entspricht, bestimmt sich unter der Voraussetzung einer vollständigen Verdampfung des Wassers zu

$$\dot{m}_M = \frac{q}{r_v} x \quad (19).$$

Darin bedeuten q/r_v mit der Wärmestromdichte q und der Verdampfungswärme r_v die Massenstromdichte des Wassers an die Wand und c die Magnetitkonzentration. Nach Gl. (19) steigt mit zunehmender Wärmestromdichte q proportional die der Rohrwand zugeführte Magnetitmenge, die zu einer proportionalen Steigerung der Ablagerungen unter der Voraussetzung führt, daß sich die Ablagerungsbedingungen nicht ändern.

Die Proportionalität zwischen Ablagerungsgeschwindigkeit und Wärmestromdichte im Bereich $x \approx 0$ wurde durch Versuche mit Wärmestromdichten von 14,4 bis

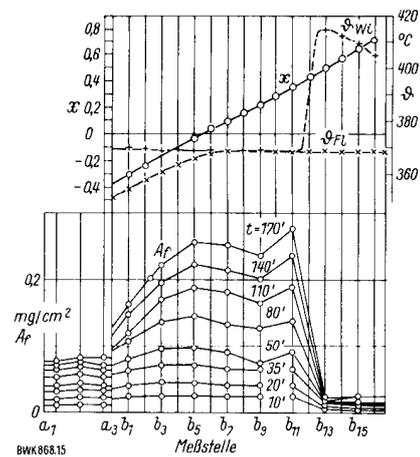


Bild 15: Einfluß der Filmverdampfung auf die Ablagerung A_f

- a, b Meßstellen
 A_f abgelagerte Magnetitmenge
 t Versuchszeit
 x Dampfgehalt
 ϑ_{Fl} Fluidtemperatur
 ϑ_{wi} Rohrwandinnentemperatur
 $p = 207$ bar
 $\dot{m} = 790$ kg/m²s
 $q = 32,5$ W/cm²
 $c = 2,36$ mg/kg

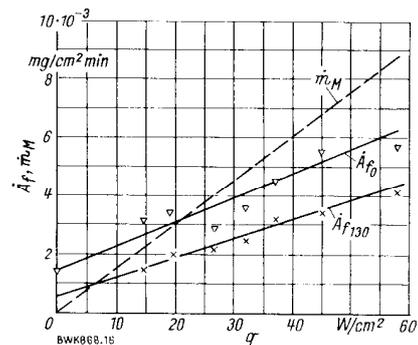


Bild 16: Massenstromdichte A_f und \dot{m}_M bei Blasenverdampfung für $x \approx 0$ als Funktion der Wärmestromdichte q

- $p = 177$ bar
 $\dot{m} = 1050$ kg/m²s
 $c = 2$ mg/kg

58,2 W/cm² festgestellt. Die weiteren Versuchsparameter und die Versuchsergebnisse für $t = 0$ und 130 min sind in Bild 16 dargestellt. Ebenso ist der Verlauf von Gl. (19) aus Bild 16 ersichtlich, wobei der konvektive Teil der Ablagerung = 0 gesetzt wurde.

Die aus der Literatur bekannt gewordene quadratische Abhängigkeit zwischen abgelagerter Menge und Wärmestromdichte [5] konnte nicht gefunden werden.

BWK 868

Schrifttum

- [1] Hofmann, K.: Beobachtungen über das Verhalten von gelösten und ungelösten Eisenverbindungen in überkritischen Zwangsdurchlaufkesseln, VGB-Mitteilungen, Sonderheft VGB-Speisewassertagung 1966, S. 2/5.
- [2] Bartlett, J. M.: Theory of Corrosion Product Generation, Dispersion, and Activation

- Processes, AEC Research and Development Report Nr. BNWL - 676, May 1968.
- [3] *Zanchi, C.*: Betriebserfahrungen mit einem Sulzer-Einrohrdampfzeuger für Öl- und Gasfeuerung **BWK 16** (1964) Nr. 12, S. 514/520.
- [4] *Kneissl, P.*: Siederohrkorrosionen an vier zeichnungsgleichen Kesseln einer 40 atü-Kesselanlage, VGB-Mitteilungen, Sonderheft VGB-Speisewassertagung 1968, S. 12/21.
- [5] *Mankina, N. N., Przhivalkovski, M. M., Bulavitski, Y. M., Petrova, I. I.*: Formation of Iron Deposits in Recirculation Steam Boilers, Teploenergetika (1959) Nr. 6; englische Übersetzung in: British Power Engineering (1961), S. 60/63.
- [6] *Goldstein, P.*: A Research Study on Internal Corrosion of High-Pressure Boilers, Trans. of ASME, J. of Eng. for Power (1968), S. 21/37.
- [7] *Rumpf, H.*: Über das Ansetzen von Teilchen an festen Wandungen, VDI-Berichte Bd. 6 (1955), S. 17/28.
- [8] *Friedlander, S. K., u. Johnstone, H. F.*: Deposition of Suspended Particles from Turbulent Gas Streams. Industrial and Engineering Chemistry (1957) Nr. 7, S. 1151/1156.
- [9] *Sehmel, G. A.*: The Turbulent Transport and Deposition of Particles within Vertical Tubes. AEC Air Cleaning Conference at Oak Ridge National Laboratory 1963, TID 7677, S. 653/663.
- [10] *Sehmel, G. A.*: Aerosol Deposition from Turbulent Air-streams in Vertical Conduits, Battelle Memorial Institute Richland Washington (1968), BNWL-578.
- [11] *Yoder, J. D., u. Silverman, L.*: Influence of Turbulence on Aerosol Agglomeration and Deposition in a Pipe, 60th Annual APCA Meeting Cleveland, Ohio (1967) Paper Number 67-33.
- [12] *Krupp, H.*: Particle Adhesion Theory and Experiment, Advances Colloid Interface Sci. Bd. 1 (1967).
- [13] *Han, C., u. Griffith, P.*: The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling - Part II. Int. J. Heat and Mass Transfer Vol. 8 (1965), S. 905/914.
- [14] *Blank, G., u. Thomas, D.*: Die Bensonversuchsstrecke und das Dampflaboratorium der Siemens Aktiengesellschaft. Siemens-Zeitschrift (1968) H. 3, S. 139/151.
- [15] *Rotta, J.*: Das in Wandnähe gültige Geschwindigkeitsgesetz turbulenter Strömungen. Ing. Archiv 18 (1950), S. 277/280.
- [16] *Wedler, Cr.*: Adsorption, Chemische Taschenbücher 9, Verlag Chemie (1970).
- [17] *Rische, E.*: Ausfrieren von Dämpfen aus Gas/Dampfgemischen bei erzwungener Rohrströmung, Chemie-Ing.-Techn. (1957) Nr. 9, S. 603/614.