

EINFLUSS DER BERIESELUNGSDICHTE AUF DIE TEILKOEFFIZIENTEN DER AEROSOLTEILCHENABSCHEIDUNG IN EINEM SKRUBBER MIT PORÖSER FÜLLUNG

Z. HULEWICZ

*Institut Inżynierii Chemicznej Politechniki Warszawskiej,
Warszawa, Polska*

Eingegangen am 28. Februar 1974

Der Gesamtkoeffizient der Aerosolteilchenabscheidung in der porösen Füllung eines Gegenstrom-Modellskrubbers wurde analytisch in drei Teilkoeffizienten aufgeteilt, die dem Inertions-, dem Diffusions- und dem Sperreffekt entsprechen. In Diagrammen werden die Abhängigkeiten dieser Teilkoeffizienten von der Berieselungsdichte und von der Zulaufgeschwindigkeit eines Test-Aerosols dargestellt und diskutiert.

Die Abscheidung mechanischer Verunreinigungen, die in Form von Aerosolteilchen in Gasströmen auftreten, ist zur Zeit ein schwerwiegendes technologisches und ökologisches Problem, vor allem in industriellen Ballungsgebieten, mit dem sich sowohl Wissenschaftler, wie auch Ingenieur-Fachkreise intensiv befassen.

Eine der Möglichkeiten Gase von Aerosolteilchen zu reinigen, ist das Naßverfahren, dessen Wesen im Kontaktieren des verunreinigten Gases mit einer Flüssigkeit beruht. Die Flüssigkeit kann hierbei in verschiedener Form auftreten, z. B. als Schaum, als Nebel, als eine wäßrige Schicht usw. Zur Entstaubung von Gasen im Naßverfahren werden häufig Füllkörperskrubber eingesetzt.

Den Verfahren zur Abscheidung von Aerosolteilchen aus Gasen durch Berieselung in einem Skrubber wurden bereits zahlreiche Arbeiten gewidmet. Dieser Reihe von Veröffentlichungen gehören auch diese unsere Forschungsergebnisse an, die eine Fortsetzung der schon früher veröffentlichten Arbeiten darstellen. Diese Abhandlungen betrafen die Bestimmung der Gesamtkoeffizienten der Aerosolteilchenabscheidung¹, sowie die in einem Modellskrubber ermittelten Abhängigkeiten solcher Koeffizienten von der Oberflächenspannung der Berieselungsflüssigkeit², der Konzentration des eintretenden Aerosolstroms³, der Porosität der Füllung⁴ und der Berieselungsdichte⁵.

Der Gesamtkoeffizient der Aerosolteilchenabscheidung, β , in $\text{kg}/\text{m}^3\text{h}$, ist durch die Beziehung¹

$$\beta = (w_z/H) \ln(1/E) \quad (1)$$

definiert, und dies mit Hilfe des experimentell ermittelten Wertes des Emissionskoeffizienten E

$$E = c_k/c_0 = 1 - \eta. \quad (2)$$

Unsere vorliegende Arbeit befaßt sich — in Fortsetzung unserer früheren Untersuchungen der Teilkoeffizienten⁶⁻⁸ — mit neuen Experimentalergebnissen betreffend den Einfluß der Berieselungsdichte auf die Teilkoeffizienten der Aerosolteilchenabscheidung in der porösen Füllung eines Gegenstrom-Skrubbers. Unter dem Begriff "Teilkoeffizienten" verstehen wir hierbei einen Satz von den die Aerosolteilchenabscheidung in einer Filterschicht charakterisierenden Koeffizienten, wobei ein jeder solcher Teilkoeffizient einem bestimmten Effekt (einem Teilmechanismus) der Aerosolfiltrierung entspricht.

Aus vielen Forschungsberichten und Experimenten ist nämlich bekannt, daß das Endergebnis eines jeden Aerosolfiltrierprozesses als Resultat mehrerer Teileffekte (mehrerer Teilmechanismen) aufgefaßt werden kann. Bei einem Gegenstromprozeß erfolgt die Abscheidung der Aerosolteilchen in der Füllung des Skrubbers als Folge dreier fundamentaler Effekte (Mechanismen), bzw. des Inertions-, der Sperr- und des Diffusionseffektes (molekulare und turbulente Diffusion). Die Methode der Aufteilung des Gesamtkoeffizienten β in die Teilkoeffizienten β_j , die den einzelnen Effekten entsprechen, und die durch die Beziehungen

$$\beta_j = (w_z/H) \ln(1/E_j) \quad (3)$$

mit

$$w_z = u_z \rho_g, \quad E_j = c_j/c_0 \quad (4), (5)$$

definiert sind, war der Gegenstand unserer früheren Arbeit⁹. Die Teilemissionskoeffizienten, E_j , sind durch die Relation

$$E = E_i E_p E_w \quad (6)$$

gebunden. Aus den Gl. (1) und (4) ergibt sich sodann auch die Beziehung

$$\beta = \beta_i + \beta_p + \beta_w, \quad (7)$$

gemäß welcher der Gesamtkoeffizient der Aerosolteilchenabscheidung eine lineare Kombination der Teilkoeffizienten darstellt.

EXPERIMENTELLER TEIL

Apparatur und Versuchsbedingungen. Die bei den Experimenten benutzte Apparatur, die z. B. in unserer früheren Arbeit² beschrieben ist, setzt sich aus dem Modellskrubber, dem Berieselungssystem, dem Aerosolgenerator, wie aus den Meß- und Überwachungssystemen zusammen. Ein allgemeines Schema der Versuchsanlage zeigt die Abb. 1. Den Modellskrubber bildet ein mit Raschig-Glasringen ($\varnothing 14 \times 14$ mm) ausgefüllter Glaszylinder (Durchmesser 50 mm, Höhe 1000 mm); die Schichthöhe belief sich auf 700 mm, bei einer Porosität von 0,872. Der Zufluß der Berieselungsflüssigkeit erfolgte von oben, der Zufluß des Test-Aerosolstroms von unten (Gegenstrom). Als Berieselungsflüssigkeit wurde destilliertes Wasser mit einer Oberflächenspannung von 68 mN/m benutzt, das unter Schwerkrafteinwirkung die Füllung im Skrubber mit Berieselungsdichten von $i = 0; 1,4; 2,13$ und $2,78 \text{ m}^3/\text{m}^2 \text{ h}$ durchströmte. Die Eintrittstemperatur der beiden kontaktierten Ströme betrug 25°C . Das Test-Aerosol wurde mit Hilfe eines thermischen Kondensationsgenerators aus Solaröl hergestellt. Ungefähr 70% der Aerosolteilchen fielen in den Durchmesserbereich von $1-2,5 \mu\text{m}$, bei einem mittleren Durchmesser der Aerosolteilchen von $1,97 \mu\text{m}$. Während der Experimente wurde die Zulaufgeschwindigkeit des Aerosolstroms in den Skrubber in den Grenzen von $5-50 \text{ cm/s}$ variiert. Die Anfangsmassen-

konzentration des Aerosols belief sich auf $0,6 \text{ g/m}^3$ und wurde mit Hilfe eines elektrostatischen Meßfilters² bestimmt.

Der relative Fehler der systematischen Messungen der im Elektromeißfilter abgeschiedenen Aerosolteilchenmasse betrug $0,5-0,25\%$, bei einer Genauigkeit der Wägung von $0,005 \text{ mg}$ und einer absoluten Zunahme der Masse der Niederschlagselektroden im Elektrofilter von ungefähr $1-2 \text{ mg}$. Der absolute Maximalfehler der Bestimmung der Massenkonzentration des Aerosolstroms, Δc , belief sich auf ca. $0,03 \text{ g/m}^3$. Der absolute Maximalfehler der Bestimmung des Emissionskoeffizienten, ΔE , betrug ca. $0,015$. Der relative Maximalfehler in der Bestimmung der Teilkoeffizienten, $\Delta\beta_i/\beta_i$, bezifferte sich auf $8-4\%$ (β_i bis zu $1000 \text{ kg/m}^3 \text{ h}$).

Meß- und Auswertverfahren. Bei vorgegebenen Werten von i und u_z werden in den einzelnen Versuchen die Massenkonzentration des Aerosolstroms und die des Aerosolabstroms bestimmt. Für den im weiteren diskutierten Inertions-, Diffusions- und Sperrereffekt erhält die Gl. (3) gemäß der Arbeit⁹ folgende Form:

$$\beta_i = 2,303(w_z/H) \mathcal{I}, \quad \beta_p = 2,303(w_z/H) \mathcal{P}, \quad \beta_w = 2,303(w_z/H) \mathcal{W}. \quad (8)-(10)$$

Die Parameter der einzelnen Teileffekte \mathcal{I} , \mathcal{P} , \mathcal{W} sind demgegenüber durch die Beziehungen (s.⁹) gegeben:

$$\mathcal{I} = w_z^2/(\alpha_i H)^2, \quad \mathcal{P} = (\alpha_p H/w_z)^{1/2}, \quad \mathcal{W} = \alpha_w H/w_z. \quad (11)-(13)$$

Das Einsetzen von (11)–(13) in die Gl. (8)–(10) führt zu folgenden Beziehungen

$$\beta_i = 2,303 w_z^3/(\alpha_i^2 H^3), \quad \beta_p = 2,303(\alpha_p w_z/H)^{1/2}, \quad \beta_w = 2,303 \alpha_w \quad (14)-(16)$$

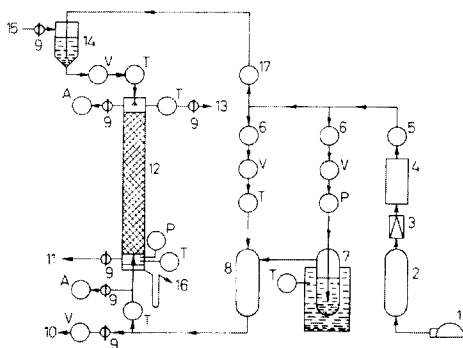


ABB. 1

Schema der Versuchsanlage

1 Kompressor, 2 Vorratsbehälter für Luft, 3 zweistufiges Druckminderventil, 4 Aerosolfilter, 5 pneumatischer Druckstabilisator, 6 Druckregler, 7 Aerosolgenerator, 8 Kondensationskammer, 9 Ventil, 10 Umleitung des Aerosolstroms, 11 Umleitung des Skrubbers, 12 Skrubber mit poröser Füllung, 13 Ablauf des Aerosolstroms, 14 Flüssigkeitsbehälter, 15 Zulauf der Berieselungsflüssigkeit, 16 Ablauf der Berieselungsflüssigkeit, 17 Druckregler des Manostats, A Analyse der Aerosolteilchenverteilung und Messung der Massenkonzentration des Aerosolstroms, P Messung des Druckes, T Messung und Regelung der Temperatur, V Messung der durchströmenden Menge.

für die einzelnen Teilkoeffizienten. Die parametrischen Faktoren α_i und α_w werden analytisch durch Ausgleichsrechnung (Methode der kleinsten Quadrate) aus den experimentell ermittelten linearen Abhängigkeiten vom Typ

$$Y = (\alpha_i H)^2 X - \alpha_w H \quad (17)$$

berechnet. Die Variablen X und Y der Gl. (17) sind wie folgt definiert:

$$X = \frac{[w_z^3 + 4(w_{zm}^5 w_z)^{1/2}]}{[2(w_z/w_{zm})^{1/2} - 1]}, \quad Y = \frac{[(2 - \lg E) w_z]}{[2(w_z/w_{zm})^{1/2} - 1]} \quad (18), (19)$$

Hier ist

$$w_{zm} = u_{zm} \rho_g \quad (20)$$

die umgerechnete Abszisse der Maximalpunkte auf der experimentell ermittelten Kurve $E = f(u_z)$ für $i = \text{const.}$ (s. Abb. 2). Der parametrische Faktor α_p kann bei bekannten Werten von α_i und α_w aus der Beziehung

$$\alpha_p^{1/2} = 4w_{zm}^{5/2}/(\alpha_i^2 H^{5/2}) - 2\alpha_w H^{1/2}/w_{zm}^{1/2} \quad (21)$$

berechnet werden.

Wenn das Maximum der Kurve $E = f(u_z)$ nicht ausgeprägt, sondern diffus ist, werden seine Koordinaten aus der Abhängigkeit $\beta = f(Q)$, Abb. 3, bestimmt, wo

$$Q = \lg(1/E) \quad (22)$$

ist. Aus dem derart bestimmten Wertepaar β_m und Q_m erhält man die Werte von E_m und w_{zm} gemäß der Relationen

$$E_m = 10^{-Q_m}, \quad w_{zm} = \beta_m H / Q'_m, \quad Q'_m = 2,303 Q_m. \quad (23)-(25)$$

ERGEBNISSE UND DISKUSSION

Die Tabelle I zeigt die Ergebnisse der Berechnungen von β_m , Q_m , w_{zm} und E_m . In der Tabelle II sind dann die Werte der Veränderlichen X und Y (Gl. (18) und (19)) zusammengestellt, die zur Bestimmung der parametrischen Faktoren α_i , α_p und α_w benutzt wurden. Die Werte der letztgenannten Parameter enthält die Tabelle III. Aus der Abb. 4 sind die linearen Abhängigkeiten gemäß der Gl. (17) ersichtlich.

Die Teilkoeffizienten β_i , β_p und β_w sind gemäß der Gl. (14)–(16) berechnet worden. Die Abhängigkeiten des Inertionskoeffizienten der Aerosolteilchenabscheidung im Modellskrubber mit poröser Füllung von der Berieselungsdichte und von der Reynoldszahl sind aus der Abb. 5 zu erkennen. Aus dem Verlauf der Kurven ist ersichtlich, daß die Koeffizienten sowohl im laminaren Strömungsbereich ($Re_z \leq 10$), wie auch im Übergangsbereich ($10 < Re_z < 100$) von der Berieselungsdichte praktisch unabhängig sind. Demgegenüber ist aber im Bereich der ausgebildeten Turbulenz

($Re_z > 100$) ein deutlicher Einfluß des Strömungszustandes auf den Verlauf der Abhängigkeiten $\beta_i = f(i)$ zu beobachten, wobei dieser Einfluß mit ansteigendem Turbulenzgrad zunimmt (Abb. 5).

Versuchsergebnisse (u. a.¹⁰⁻¹³) zeugen dafür, daß eine Zunahme in der Berieselungsdichte eine Vergrößerung der benetzten Fläche der berieselten porösen Schüttung

TABELLE I

Koordinaten des Maximums auf den Abhängigkeiten $E = f(u_z)$, $E = f(w_z)$ und $\beta = f(Q)$

$i, m^3/m^2h$	$\beta_m, kg/m^3h$	$Q_m \cdot 10^2$	$u_{zm}, cm/s$	$w_{zm}, kg/m^2h$	$E_m, \%$
0	80,0	1,95	29,0	1 243,7	95,60
1,40	142,5	4,40	23,0	986,0	90,36
2,13	188,2	6,07	22,0	943,0	87,00
2,78	209,1	7,06	21,0	900,0	85,00

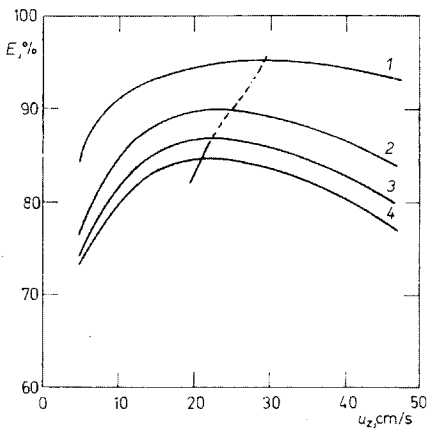


ABB. 2

Abhängigkeit $E = f(u_z)$

Bedingungen: $t = 25^\circ C$, $H = 0,7 m$, $\sigma = 68 mN/m$, $\mu = 1 m Ns/m^2$, $d = 1,97 \mu m$, $\varepsilon = 0,872$, $c_0 = 0,6 kg/m^3$, Aerosol-Solaröl.
 1 $i = 0$; 2 $i = 1,4$; 3 $i = 2,13$; 4 $i = 2,78 m^3/(m^2 h)$. Die gestrichelte Linie - - - - ist $E_m = f(u_z)$.

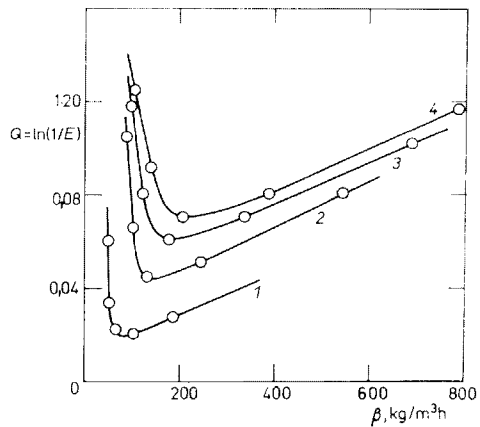


ABB. 3

Abhängigkeit $\beta = f(Q)$ für $i = \text{const.}$

1 $i = 0$; 2 $i = 1,4$; 3 $i = 2,13$; 4 $i = 2,78 m^3/(m^2 h)$.

mit sich bringt. Hierdurch vergrößert sich auch die für den Stoffaustausch ausnutzbare (aktive) Oberfläche, die bei dem Naßverfahren für die Aerosolteilchenabscheidung im Skrubber verantwortlich ist. Diese Überlegungen werden durch die in der Abb. 4 dargestellten Meßergebnisse bestätigt: bei steigender Berieselungsdichte und steigender Reynoldszahl resultieren höhere Werte der Koeffizienten β_i .

Die Abb. 6 zeigt die Abhängigkeit der Diffusionskoeffizienten der Aerosolteilchenabscheidung im Modellskrubber von der Berieselungsdichte und von der Reynoldszahl. Es ist klar ersichtlich, daß mit zunehmender Berieselungsdichte und sich erhöhender Reynoldszahl Re_z auch der Koeffizient β_p ansteigt. Die in der Abb. 6 dargestellte Abhängigkeit zeigt den gemeinsamen Effekt der turbulenten, wie auch der molekularen Diffusion, wobei die letztere sich nur im bescheidenen Ausmaß an den Zahlenwerten beteiligt: ihr Einfluß auf den Verlauf des gesamten Abscheidungsprozesses ist nur unwesentlich und er verringert sich umso mehr,

Abb. 4

Diagramme der linearen Gleichung $Y = f(X)$ für $i = \text{const.}$

(Beziehung zwischen $Y = [(2 - \ln E) w_z / (2 \sqrt{(w_z/w_{zm}) - 1})]$ und $X = [(w_z^3 + 4 \sqrt{(w_{zm}^5 \cdot w_z)} / (2 \sqrt{(w_z/w_{zm}) - 1})]$; 1 $Y = 10,26 \cdot 10^{-9} \cdot H^{-2} X - 18,93 H$, $\alpha_i = 9,87 \cdot 10^3$, $i = 2,78$; ($\text{m}^3/\text{m}^3 \text{ h}$) 2 $Y = 8,68 \cdot 10^{-9} \cdot H^{-2} X - 23,26 H$, $\alpha_i = 10,73 \cdot 10^3$, $i = 2,13$; 3 $Y = 6,82 \cdot 10^{-9} \cdot H^{-2} X - 29,66 H$, $\alpha_i = 12,26 \cdot 10^3$, $i = 1,4$; 4 $Y = 1,98 \cdot 10^{-9} \cdot H^{-2} X - 19,58 H$, $\alpha_i = 22,45 \cdot 10^3$, $i = 0$.)

Koordinaten der äusserst recht liegenden Punkte (X, Y): 1 4,7; 2 7,0; 4,04; 3 13,0; 9,49; 4 0,69; 2,01.

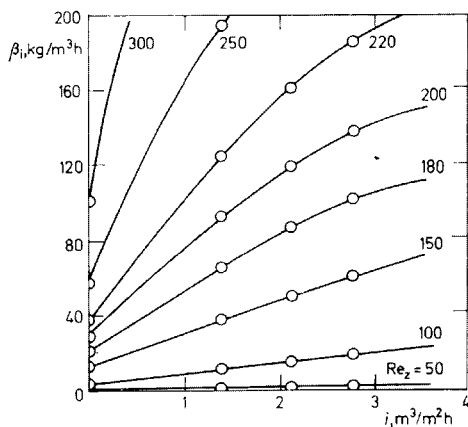
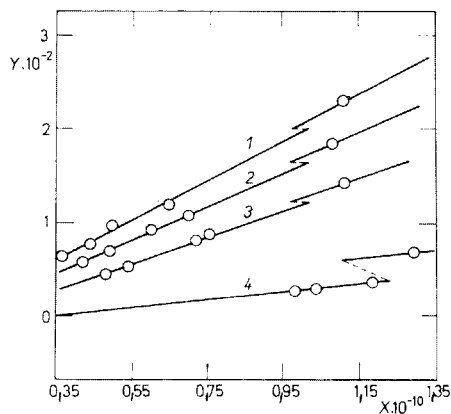


Abb. 5

Abhängigkeit $\beta_i = f(j)$ für $Re_z = \text{const.}$

TABELLE II

Die Veränderlichen X ($\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ h})$) und Y ($\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ h})$) der linearen Beziehung (17)

u_z , cm/s	$i = 0$ ($\text{m}^3/\text{m}^2 \text{ h}$)			$i = 1,40$			$i = 2,13$			$i = 2,78$			
	E	Y	$X \cdot 10^{-6}$	E	Y	$X \cdot 10^{-6}$	E	Y	$X \cdot 10^{-6}$	E	Y	$X \cdot 10^{-6}$	
6	256,8	87,0	-168,8	-38 195	78,5	1 299,3	94 852	76,0	699,2	40 380	75,0	469,3	23 032
11	411,1	92,5	69,1	20 960	85,9	81,3	7 203	83,0	92,2	5 986	81,0	96,5	4 957
21	900,1	95,0	28,6	10 373	90,2	44,3	4 822	87,0	57,1	4 200	85,0	63,5	3 646
34	1 458,8	95,3	26,2	9 807	88,9	52,0	5 419	85,0	69,2	4 889	83,0	76,4	118,9
48	2 061,9	93,8	36,4	11 855	83,1	87,6	7 562	79,0	107,8	7 012	76,4	118,9	4 406

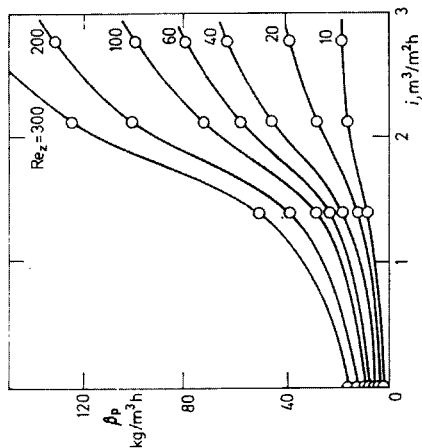


Abb. 6
Abhängigkeit $\beta_p = f(i)$ für $Re_z = \text{const.}$

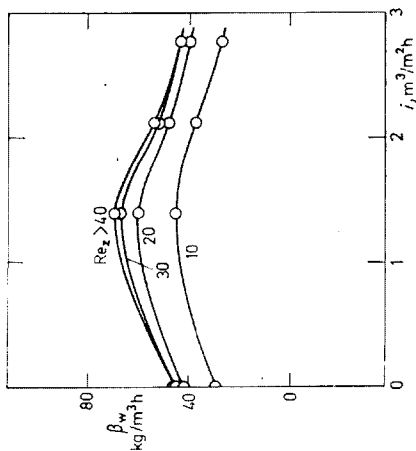


Abb. 7
Abhängigkeit $\beta_w = f(i)$ für $Re_z = \text{const.}$

je größer die Reynoldszahl ist. Deshalb zeigt die auf der Abb. 6 dargestellte Abhängigkeit in erster Reihe den Einfluß der Berieselungsdichte auf den turbulenten Diffusionskoeffizienten. Der Verlauf dieser Abhängigkeit weist die charakteristische sigmoide Form eines längsgezogenen Buchstabens S auf. Eine im laminaren Bereich $Re_z \leq 10$ durchgeführte Erhöhung der Berieselungsdichte (im untersuchten Bereich von $0-2,78 \text{ m}^3/\text{m}^2\text{h}$) bewirkt eine nur verhältnismäßig langsame Zunahme des Koeffizienten β_p (Abb. 6). In den übrigen Strömungsbereichen ($Re_z > 10$) ist die Erhöhung des Koeffizienten bei steigender Turbulenz viel ausgeprägter. Bei geringerer Berieselungsdichte – bis zu etwa $1 \text{ m}^3/\text{m}^2\text{h}$ – sind jedoch die Änderungen der Koeffizienten β_p nur unwesentlich. Bei Berieselungsdichten von $1,5-2,5 \text{ m}^3/\text{m}^2\text{h}$ kann eine rasche Zunahme der Koeffizienten β_p verzeichnet werden, und dies speziell im Bereich der ausgebildeten Turbulenz ($Re_z > 100$). Nach Überschreiten eines bestimmten Wertes von i zeigen die Kurven $\beta_p = f(i)$ – je nach der Reynoldszahl Re_z – eine Tendenz zur Unabhängigkeit von i , was besonders für $Re \leq 20$ deutlich zu erkennen ist. Die steigende Berieselungsdichte bewirkt eine Vergrößerung der berieselten Phasengrenzfläche¹⁰⁻¹³. Bei einer genügend großen Berieselungsdichte vergrößert sich diese Kontaktfläche nicht mehr, da die Berieselungs-

TABELLE III

Die parametrischen Faktoren der einzelnen Effekte

$i, \text{m}^3/\text{m}^2\text{h}$	$\alpha_1 \cdot 10^{-3}, \text{kg}/\text{m}^3\text{h}$	$\alpha_w, \text{kg}/\text{m}^3\text{h}$	$\alpha_p, \text{kg}/\text{m}^3\text{h}$
0	22,450	19,59	0,0161
1,40	12,260	29,66	0,1607
2,13	10,730	23,26	1,094
2,78	9,873	18,93	1,897

TABELLE IV

Anteile der einzelnen Effekte

Parameter	Re_z								
	50			200			250		
$i, \text{m}^3/\text{m}^2\text{h}$	0,5	1,5	2,5	0,5	1,5	2,5	0,5	1,5	2,5
$Y_i, \%$	1,5	1,5	1,7	41,8	46,0	43,8	60,2	60,6	60,8
$Y_p, \%$	12,5	22,5	57,0	13,2	21,4	40,5	9,8	15,9	29,0
$Y_w, \%$	86,0	66,3	41,3	45,0	32,6	15,7	30,0	21,5	10,2

flüssigkeit bereits die ganze zur Verfügung stehende äußere Oberfläche der Füllkörper benetzt.

Die Gesamtkoeffizienten der Aerosolteilchenabscheidung, aber besonders die Diffusionskoeffizienten, sind in erster Reihe Funktionen der Phasengrenzfläche. Aus diesem Grunde müssen Änderungen dieser Grenzfläche auch entsprechende gleichzeitige Änderungen der Koeffizienten β_p bewirken. Die geringe Intensität des Prozesses bei geringen Berieselungsdichten kann dadurch erklärt werden, daß die Berieselungsflüssigkeit anfangs über die Oberfläche der Füllung in einzelnen dünnen, nach und nach dicker werdenden Strängen herabfließt, wobei sich die benetzte Oberfläche der Füllung nur unbedeutend vergrößert. Erst für eine bestimmte Berieselungsdichte ($1,5-2,5 \text{ m}^3/\text{m}^2\text{h}$) führt das Zusammenfließen der einzelnen Stränge zu einer raschen Vergrößerung der benetzten Oberfläche der Füllung und hierdurch auch zu einem entsprechend raschen Anstieg der Koeffizienten β_p . Bemerkenswert ist, daß bei geringen Werten der Berieselungsdichte der Einfluß ihres Anstiegs auf den Koeffizienten β_p ein anderer ist als auf den Koeffizienten β_i (Abb. 5). Dieser Umstand ist der unterschiedlichen Aerosolteilchenabscheidung durch den Diffusions- und den Inertioneffekt zuzuschreiben. Diese vorerwähnte Tatsache bestätigt gleichfalls, daß die einen Typ des Teileffekts bestimmenden Bedingungen tatsächlich auch den Verlauf des Entstaubungsprozesses als Ganzen beeinflussen können.

Die Abhängigkeit der auf den Sperreffekt entfallenden Teilkoeffizienten bei der Aerosolteilchenabscheidung von der Berieselungsdichte weist zunächst einen monoton ansteigenden und sodann einen monoton abfallenden Verlauf auf (Abb. 7). Anfangs wächst der Koeffizient β_w monoton mit der Berieselungsdichte an und sinkt im weiteren mit der Tendenz ab, einen vom i -Wert unabhängigen Wert zu erreichen. Der anfängliche Anstieg des Koeffizienten kann dadurch erklärt werden, daß sich bei ansteigender Berieselungsdichte auch die Oberfläche der im Skrubber vorhandenen Füllung immer mehr und mehr bedeckt, wodurch günstigere Bedingungen für die Aerosolteilchenabscheidung infolge des Sperreffekts geschaffen werden. Eine gewisse Rolle können hierbei auch die Tropfen und die über die Füllkörperelemente herabrieselnden dünnen Flüssigkeitsstränge spielen, da sie ja eine zusätzlich von Aerosolstrom umströmte Kontaktfläche darstellen, was sich durch einen langsamen Anstieg des Koeffizienten β_w äußern kann.

Für i -Werte um ca. $1,4 \text{ m}^3/(\text{m}^2\text{h})$ (s. Abb. 7) erreicht die Abhängigkeit $\beta_w = f(i)$ ihr Maximum. Eine weitere Herabsetzung von i bewirkt auch eine Verringerung des Koeffizienten β_w .

Dies ergibt sich zweifellos aus den sich für den Sperreffekt verschlechternden Betriebsbedingungen im Skrubber, vor allem infolge der immer kürzer und kürzer werdenden Umströmungslinien und infolge der höheren Frequenz des Abpralles der Aerosolteilchen von den pulsierenden Flüssigkeitsfilmen bei der Kollision der Teilchen mit der Flüssigkeitsoberfläche unter kleinen Winkeln⁸. Obwohl sich der Koeffizient β_w verringert, weist der Gesamtkoeffizient β einen markanten Anstieg auf, was durch

den beträchtlichen Anstieg der verbleibenden Teilkoeffizienten β_p und β_i verursacht wird (Abb. 5 und 6).

Die meistbenutzten Berieselungsflüssigkeiten bei der Aerosolteilchenabscheidung aus Gasen im Naßverfahren sind Wasser, verschiedene Salzlösungen und wäßrige Lösungen oberflächenaktiver Substanzen.

Für die hier behandelten Abhängigkeiten $\beta_j = f(i)$ ist ein markanter Unterschied in den Formen der Abhängigkeiten der einzelnen Koeffiziente von der Reynoldszahl zu bemerken. Der Koeffizient β_i zeigt erst bei voll ausgebildeter Turbulenz ($Re_z > > 100$) einen raschen Zuwachs mit steigender Re_z -Zahl auf, wobei ein wesentlicher Unterschied zwischen einer trockenen und einer berieselten Füllung besteht.

So steigt z. B. bei $Re_z = 200$ der Koeffizient β_i im Vergleich mit der trockenen Füllung um das 3–4,5 fache an.

Die Koeffizienten β_p sind demgegenüber von der Re_z -Zahl nur wenig abhängig. Den höchsten Anstieg beobachten wir im Übergangsbereich ($10 < Re_z < 100$). Die Koeffizienten β_w sind im untersuchten Bereich von u_z (5–50 cm/s) von Re_z unabhängig und nehmen relativ niedrige Werte an.

Die Kurven in den Abb. 5–7 lassen darauf schließen, welche Effekte bei vorgegebenen Bedingungen für den Verlauf des Prozesses als solchen dominierend sein werden. Dies ist auch aus den in der Tabelle IV enthaltenen Zahlenwerten ersichtlich. So ist z. B. für einen Mittelwert der Berieselungsdichte von ungefähr $1,5 \text{ m}^3/(\text{m}^2\text{h})$ im Bereich der turbulenten Strömung ganz klar die Inertionsabscheidung prozeßbestimmend. Die übrigen Effekte verlieren mit steigender Turbulenz nach und nach ihren Einfluß. Demgegenüber dominieren bei hoher Berieselungsdichte ($2,5 \text{ m}^3/(\text{m}^2\text{h})$) vorerst die Diffusions- und Sperrabscheidung, dann (bei $Re_z \approx 200$) die Inertions- und Diffusionsabscheidung und schließlich nur die alleinige Inertionsabscheidung.

Aus der im vorstehenden durchgeführten Analyse können folgende allgemein gültigen Schlußfolgerungen gezogen werden:

1. Im Bereich der Laminar- und der Übergangsströmung ($Re_z < 100$) überwiegt anfangs nur die Sperrabscheidung, die nachfolgend durch die Diffusionsabscheidung begleitet wird.
2. Im Bereich der turbulenten Strömung sind anfangs die Anteile der einzelnen Abscheidungseffekte vergleichbar, bei einem deutlich begrenzten Anteil der Sperrabscheidung. Zuletzt entscheidet über den Verlauf des Prozesses ausschließlich die Inertionsabscheidung.

ANHANG

Gesamtkoeffizient der Aerosolteilchenabscheidung

Die in Skrubbern erfolgende Abscheidung von Aerosolteilchen aus gasförmigen Medien auf berieselten Füllkörperoberflächen ist ein Stofftransportverfahren mit einem Stofffluß aus der Gasphase an die Oberfläche einer flüssigen Phase. Ganz allgemein kann man einen solchen

Vorgang wie einen Diffusionsprozeß behandeln¹⁴⁻¹⁷. Für die integrierte Grundgleichung des Stoffaustausches kann man demnach bei diesem Prozeß wie folgt ansetzen:

$$G = \beta_a A_F \bar{\Delta\pi} \quad (26)$$

oder

$$G = \beta v_F \bar{\Delta\pi}. \quad (27)$$

Die Größe G ergibt sich aus der Stoffbilanz zu:

$$G = \bar{V}_g (c_k - c_o). \quad (28)$$

Für eine differentielle Schicht der Skrubberfüllung können die Gl. (26) und (28) in die Differentialformen

$$dG = \tilde{\beta} dA_F \tilde{\Delta\pi}, \quad dG = -V_g dc \quad (29), (30)$$

umgeschrieben werden. Wenn die Gl. (29) und (30) für dA_F aufgelöst werden und in den Grenzen zwischen c_o (Skrubbereintritt) und c_k (Skubberaustritt) integriert wird, resultiert

$$A_F = \bar{V}_g \int_{c_o}^{c_k} dc / (\tilde{\beta} \tilde{\Delta\pi}). \quad (31)$$

Nach der Auflösung der Gl. (26) und (28), Substitution mit Hilfe der Gl. (31) und unter Berücksichtigung einiger Annahmen^{1,15-18} erhält man eine Beziehung für die summarische mittlere Triebkraft des Prozesses

$$\bar{\Delta\pi} = (c_k - c_o) / [\rho_g \ln (c_o/c_k)]. \quad (32)$$

Aufgrund der Gl. (26) und (28) resultiert schließlich die Gl. (1) als eine Beziehung für den Gesamtkoeffizienten der Aerosolteilchenabscheidung mit

$$w_z = \bar{V}_g \rho_g / (\pi d_k^2 / 4). \quad (33)$$

Die Gl. (1) und (2) führen dann zu dem Endresultat

$$\eta = 1 - \exp(-\beta H/w_z). \quad (34)$$

Einzelne Teilkoeffizienten

Wie schon früher erwähnt, machen sich in einem Skrubber bei der Aerosolteilchenabscheidung aus einem Gas folgende drei Mechanismen geltend: der Inertionseffekt, der Diffusionseffekt und der Sperreffekt. Wenn angenommen werden kann, daß sich unter den gegebenen Bedingungen im System nur einer dieser Effekte geltend macht, dann ist der Gesamtkoeffizient β gleich dem in Frage kommenden Teilkoeffizienten. Hieraus folgt, daß die Gl. (1) in die Form (3) verallgemeinert werden kann. Nach Umstellung der Gl. (3) resultieren für die einzelnen E_j folgende Relationen zu den einzelnen Teilkoeffizienten

$$E_i = \exp(-\beta_i H/w_z), \quad E_p = \exp(-\beta_p H/w_z), \quad E_w = \exp(-\beta_w H/w_z). \quad (35)-(37)$$

Die einzelnen Emissionskoeffizienten E_j des analysierten Prozesses bindet die bekannte Relation (6). Nach Substitution der Gl. (1) und der drei Gleichungen (35)–(37) in die Gl. (6) resultiert dann schließlich die Relation (7).

Basis für die Aufteilung der Gesamtkoeffizienten β in die einzelnen Teilkoeffizienten β_j sind die parametrischen Faktoren α_j , die empirisch aus der Abhängigkeit $E = f(u_z)$ bestimmt werden. Die Werte der Koeffizienten β_j berechnet man dann gemäß der Beziehungen (14)–(16), die im Haupttext dieser Arbeit angeführt sind.

VERZEICHNIS DER SYMBOLE

A_F	Zwischenphasenoberfläche der Füllung (m^2)
c	Massenkonzentration des Aerosolstroms (kg/m^3)
c_k	Massenkonzentration des abströmenden Aerosolstroms (kg/m^3)
c_o	Massenkonzentration des eintretenden Aerosolstroms (kg/m^3)
d	Durchmesser der einzelnen Füllkörper (m)
d_s	Durchmesser des Skrubbers (m)
E	Emissionskoeffizient
G	Massenstrom der Aerosolteilchen (kg/h)
H	Höhe der Füllung im Skrubber (m)
i	Berieselungsdichte ($m^3/(m^2 h)$)
$\mathcal{I} = \lg(1/E_i)$	Inertionsparameter
$\mathcal{D} = \lg(1/E_p)$	Diffusionsparameter
$Q = \lg(1/E)$	allgemeiner Parameter
$Q' = 2,303Q$	allgemeiner Parameter
$Re = ud/v_g$	Reynoldszahl
u	Strömungsgeschwindigkeit des Aerosols (m/h, m/s)
$w = uQ_g$	Massenstromgeschwindigkeit des Aerosols ($kg/m^2 h$)
$\mathcal{W} = \lg(1/E_w)$	Sperrparameter
v_F	Füllvolumen des Skrubbers (m^3)
\bar{V}_g	mittlerer Volumenstrom des Trägergases (m^3/h)
$y_j = \beta_j/\beta$	Anteil des j -ten Effekts
α	parametrischer Faktor ($kg/(m^3 h)$)
β	Gesamtkoeffizient der Aerosolteilchenabscheidung ($kg/(m^3 h)$)
β	lokaler Oberflächengesamtkoeffizient der Aerosolteilchenabscheidung ($kg/(m^2 h)$)
β_a	Oberflächengesamtkoeffizient der Aerosolteilchenabscheidung ($kg/(m^2 h)$)
β_j	Teilkoeffizient der Aerosolteilchenabscheidung für den j -ten Effekt ($kg/(m^3 h)$)
η	Wirkungsgrad des Prozesses
$\Delta\pi$	lokale Triebkraft des Prozesses
$\Delta\pi$	mittlere Gesamtriebkraft des Prozesses
v_g	kinematische Viskosität des Trägergases (m^2/h)
ρ_g	Dichte des Trägergases (kg/m^3)

Untere Indexe

i	betrifft den Inertionseffekt	p	betrifft den Diffusionseffekt
j	betrifft den j -ten Effekt	w	betrifft den Sperreffekt
m	Maximalwerte	z	Ersatzgrößen

LITERATUR

1. Ciborowski J., Hulewicz Z. Z.: Chem. Stos. 7B, 3 (1970).
2. Ciborowski J., Hulewicz Z. Z.: Chem. Stos. 7B, 331 (1970).
3. Hulewicz Z. Z.: Biul. WAT 19, 215 (1970).
4. Ciborowski J., Hulewicz Z. Z.: Int. J. Heat Mass Transfer 14, 185 (1971).
5. Hulewicz Z. Z.: Biul. WAT 20, 228 (1971).
6. Hulewicz Z. Z.: Inż. Chem. II, 2, 329 (1972).
7. Hulewicz Z. Z.: Ochr. Pow. 6, 12 (1972).
8. Hulewicz Z. Z.: Biul. WAT 21, 75 (1972).
9. Hulewicz Z. Z.: Ochr. Pow. 5, 15 (1971).
10. Van Krevelen D. W., Hofstijzer P. J.: Chem. Eng. Progr. 44, 7 (1948).
11. Zavoronkov N. M.: *Gidrauliceskije Osnovy Skrubbernogo Processa*. Gniichteos, Moskau 1944.
12. Fuita S., Sakuna S.: Chem. Eng. 20, 113 (1956).
13. Hobler T., Froński A.: Chem. Stos. 5, 137 (1968).
14. Johnstone H. F., Roberts M. H.: Ind. Eng. Chem. 41, 1247 (1949).
15. Meissner H. P., Mickley H. S.: Ind. Eng. Chem. 41, 1238 (1949).
16. Scott D. S., Guthrie D. A.: Can. J. Chem. Eng. 37, 200 (1959).
17. Pikoń J.: *Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej 155*, (ser. Chemia, zesz. 31), 3 (1966).
18. Alexander L. G., Coldren C. L.: Ind. Eng. Chem. 43, 1325 (1951).

Übersetzt von P. Mitschka.