

BEREICHE DER STABILEN FLUIDISATION VERSCHIEDENER STRAHLSCICHTBAUARTEN

Elka Piskova¹, Dimitar Mitev², Lothar Mörl¹, Gerhard Krüger¹

*Institut für Apparate- und Umwelttechnik, Otto-von-Guericke-Universität,
Magdeburg, Deutschland (1);
Assen Zlatarov Universität Burgas, Bulgarien (2)*

Vorgelegt vom Mitglied des Redaktionskollegiums Professor E. Tsotsas

Kennworte: Strahlschicht; Hydrodynamik; Strahlschichtregimes, minimale Fluidisationsgeschwindigkeit.

Zusammenfassung: Experimentelle Untersuchungen der Pneumatik verschiedener Strahlschichtbauarten wurden durchgeführt. Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Untersuchung und die Berechnung der pneumatischen Arbeitsregimes verschiedener Strahlschichtbauarten und der Vergleich mit dem Bereich der stabilen Fluidisation einer Wirbelschicht. Mit Hilfe der Strahlschichttechnik lassen sich gegenüber anderen Verfahren des Fluid-Feststoff-Kontakts bessere Wärme- und Stoffübergangsbedingungen realisieren. So wird die Strahlschichttechnik dann angewendet, wenn in der Wirbelschicht kein homogenes und stabiles Regime zu realisieren ist, d. h. bei Teilchen mit einem Längen-Durchmesser-Verhältnis wesentlich größer als eins und bei polydispersen Systemen und Substanzen, die zur Kanalbildung neigen.

In dem vorliegenden Beitrag wurden die Arbeitsregimes verschiedener Strahlschichtbauarten durch ΔP -w- und $Re_{Ein, ASF}$ -G-Ar-Diagramme dargestellt und mit denen für die Wirbelschicht verglichen. Es wurden Gleichungen für die Berechnung der Reynoldszahl zu Beginn der stabilen Fluidisation und für die Berechnung des Simplex G für prismatische Apparate mit zwei Gaseintritten und mit regelbarer Anströmeinrichtung formuliert.

Formelzeichen

a – Abstand zwischen beiden Fluideintritten, m;
A – Fläche, m²;
Ar – Archimedes-Zahl;
d_p – Partikeldurchmesser, m;
F – Kraft, N;
G – Simplex (nach Gleichung 16), %;
H₀ – Schichthöhe, m;
 \dot{m} – Massenstrom, kg/h
N – Zahl der Partikel;
 ΔP – Schichtdruckverlust, Pa;
Re – Reynolds-Zahl;
Ro – Simplex von Romankov;

\dot{V} – Fluidvolumenstrom, m³/h;
w – Fluidgeschwindigkeit, m/s;
X₀ – dimensionslose Charakteristik des Einengungszustandes nach Mitev.

Griechische Buchstaben

α – Konuswinkel, °;
 ν_F – kinematische Viskosität des Fluids (Luft), m²/s;
 ρ_F – Fluidichte (Luft), kg/m³;
 ρ_P – Rohdichte des Feststoffs, kg/m³;
 ζ – Widerstandsbeiwert.

Indices

A – Austragspunkt;
ASF – Anfang stabiler Fluidisation;
DN – dynamischer Druck;
E – Einengungsverhältnisse;
EA – am Eintritt A;
EB – am Eintritt B;
Ein – Eintritt;

Ein, 0 – Verhältnis nach Gl. 5;
G – Gravitation;
KB – Kolbenbereich;
P – Partikel;
P₁ – P₂ – Druck vor und nach dem Körper;
PB – Pulsationsbereich;
Sch – Schicht;
WP – Wirbelpunkt.

1 PROBLEMSTELLUNG

Die Strahlschichttechnik ist ein Verfahren, welches energiesparend arbeitet und in chemischen, metallurgischen und ähnlichen Industriezweigen für verschiedene Operationen angewendet wird. Mit Hilfe der Strahlschichttechnik lassen sich gegenüber anderen Verfahren des Fluid-Feststoff-Kontakts bessere Wärme- und Stoffübergangsbedingungen realisieren. So wird die Strahlschichttechnik dann angewendet, wenn in der Wirbelschicht kein homogenes und stabiles Regime zu realisieren ist, d. h. bei Teilchen mit einem Längen-Durchmesser-Verhältnis wesentlich größer als eins und bei polydispersen Systemen und Substanzen, die zur Kanalbildung neigen.

Grundsätzlich lassen sich die bis heute bekannten Strahlschichtapparate in folgende Bauformen unterscheiden: konische Apparate (s. Abb. 1a) [1, 2], konisch-zylindrische Apparate (s. Abb. 1b) [3, 4], spaltförmige Apparate mit einem Fluideintritt (s. Abb. 1c) [5, 6], spaltförmige Apparate, welche in symmetrische (s. Abb. 1d) [5] und asymmetrische (s. Abb. 1e) [5] Bauarten unterteilt werden, spaltförmige Strahlschichtapparate mit zwei parallelen Gaseintritten (s. Abb. 1f) [7, 8] und Strahlschichtapparate mit regelbarer Anströmeinrichtung (s. Abb. 1g) [9, 10].

Es ist aus der Literatur und Praxis bekannt, dass die Auswahl der optimalen Apparatekonstruktion und der Prozessbedingungen in einer Strahlschicht sehr von den pneumatischen Arbeitsregimes abhängig ist. Ein pneumatisches Regime ist ein solcher Schichtzustand (stabil oder instabil), der von der Verteilung der beiden Phasen (kontinuierliche – Fluid und disperse – Feststoff) bestimmt wird. Diese Verteilung hängt von der Geschwindigkeit der kontinuierlichen Phase, von der Apparatekonstruktion, vom Eintrittsquerschnitt und von den physikalisch-chemischen Eigenschaften der Partikel ab. Bei der Fluidisation der dispersen Phase wurde Filtration, Blasenbildung, Kanalbildung und gleichmäßige Verteilung des Fluids im Apparat beobachtet. Diese Verhaltensweisen bestimmen die Arbeitsregimes in einer Strahlschicht. Es sind in der heutigen Literatur einige Klassifikationen der Arbeitsregimes bekannt [4 – 6, 11 – 14]. Die bekannten experimentellen Ergebnisse gelten nur für die konkreten Strahlschichtapparatebauarten. Deshalb ist es notwendig, die Strahlschichtapparate zu klassifizieren und deren pneumatische Arbeitsregimes nach einem Algorithmus zu bestimmen und zu berechnen.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Untersuchung und die Berechnung der pneumatischen Arbeitsregimes verschiedener Strahlschichtbauarten und der Vergleich mit dem Bereich der stabilen Fluidisation einer Wirbelschicht.

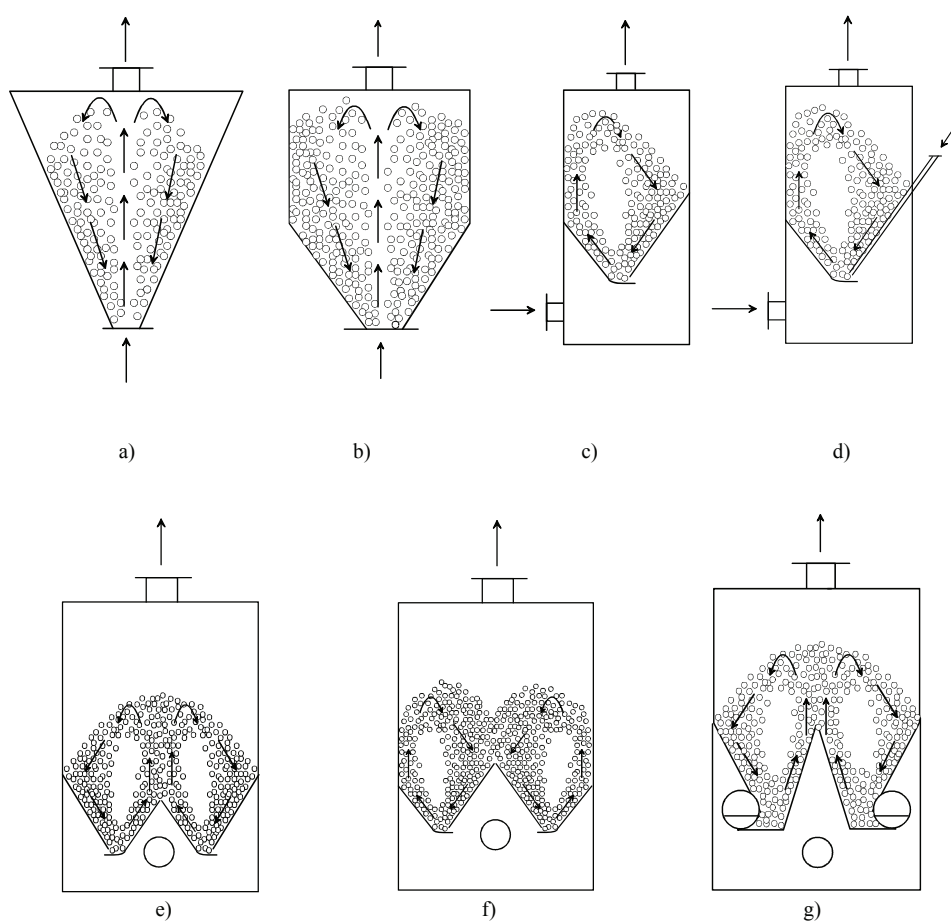


Abb. 1 Strahlschichtapparate unterschiedlicher Bauformen:

a – konischer Strahlschichtapparat [5, 3]; b – konisch-zylindrischer Strahlschichtapparat [6]; c – spaltförmiger Strahlschichtapparat mit einem Gaseintritt [8]; d – spaltförmiger Strahlschichtapparat mit zwei Gaseintritten [9, 10]; e – spaltförmiger Apparat symmetrischer Bauart [7]; f – spaltförmiger Apparat asymmetrischer Bauart [7]; g – Strahlschichtapparat mit regelbarer Anströmeinrichtung [11]

2 ARBEITSREGIMES DER STRAHLSCSCHICHT

2.1 Darstellung der Regimes bei konstanter Schichtmasse, bei konstanter Archimedes-Zahl und bei konstantem freiem Querschnitt des Anströmbodens

In Abb. 2 wurden die Arbeitsregimes der Wirbelschicht in einer Darstellung des Schichtdruckverlustes über der relativen Gasgeschwindigkeit bei konstanter Schichtmasse, bei konstanter Dispersität des Materials und bei konstantem freiem Querschnitt des Anströmbodens dargestellt. Mit der Veränderung der relativen Gasgeschwindigkeit w/w_A von 0 bis 1 in Strahlschichtapparaten kann eine Veränderung des Schichtdruckverlustes und des Schüttgutverhaltens vom Festbett bis zum Austrag der Partikel beobachtet werden. Bei kleineren Geschwindigkeiten vergrößert sich der

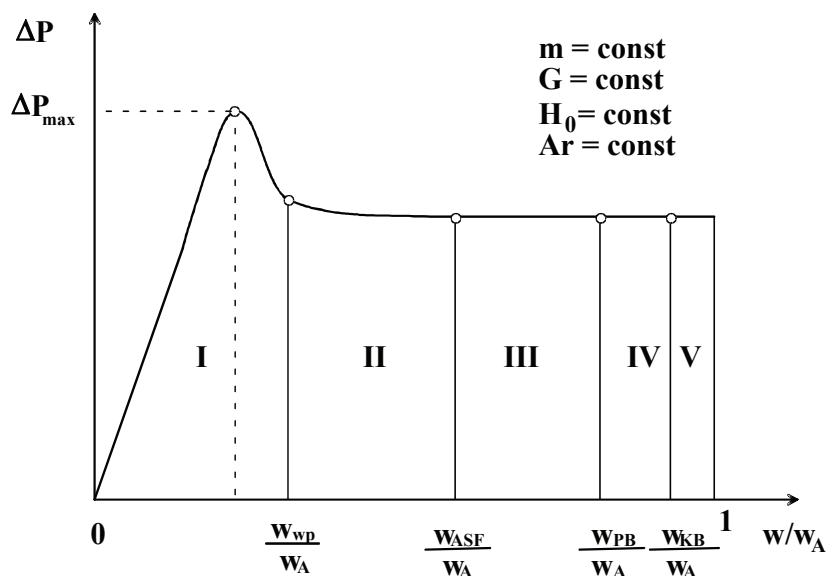


Abb. 2 Arbeitsregimes der Wirbelschicht:

I – Festbett; II – Übergangsbereich; III – Anfang der stabilen Fluidisation (ASF);
IV – Pulsationsbereich (PB); V – Kolbenbereich (KB)

Schichtdruckverlust fast linear. Die Gesetzmäßigkeit für die Bereiche in der ruhenden Schicht werden durch die Ergun-Gleichung berechnet [15]. Bei weiterer Erhöhung der relativen Geschwindigkeit nimmt der Druckverlust zunächst quadratisch bis zum maximalen Schichtdruckverlust zu und fällt dann auf einen nahezu konstant bleibenden Wert. Bei weiterer Steigerung der Relativgeschwindigkeit erfolgt eine Stabilisierung der Schicht. Eine gute Durchmischung der Partikel liegt bei Erreichen des Anfangs stabiler Fluidisation vor (Bereich III). Das Gebiet III endet beim Pulsationsbereich (PB) und es schließt sich die Pulsationszone IV an. Es sind folgende Bereiche zu beobachten: I – unbewegliche Schicht; II – Übergangzone; in Abhängigkeit von der Polydispersität der Schicht, dem freien Querschnitt des Anströmbodens und seiner Konstruktion werden Schichtvermischung, Kanalbildung und Blasenbildung beobachtet; III – Bereich der stabilen Fluidisation der Schicht; er ist durch eine gleichmäßige Teilchenbewegung, ohne Pulsation und Kolbenbildung charakterisiert; IV – Pulsationsbereich; er ist durch einzelne Austragungen von Feststoff in die Beruhigungskammer und ein ungleichmäßiges Wirbeln charakterisiert; V – Kolbenbereich; dieser Bereich entsteht dann, wenn die Gasgeschwindigkeit am Anströmboden niedriger als die Gasgeschwindigkeit zwischen den Teilchen ist.

Bei unterschiedlichen Archimedeszahlen (siehe Abb. 3) verschieben sich die Arbeitsregimes I bis V in ihrer Größe. Bei den kleineren Archimedeszahlen ist der Bereich der stabilen Fluidisation III sehr schmal und man beobachtet eine breite Übergangzone, in der die Schicht fluidisiert, aber mit Kanälen und Blasenbildung. Bei Vergrößerung der Archimedeszahlen wird der Bereich II enger und im besonders turbulenten Gebiet ist die Zone II sehr schmal. Bei Archimedeszahlen größer als 10^6 beginnt die stabile Fluidisation der Schicht schon kurz nach dem Übergang vom Festbett zur Wirbelschicht. In dieser Übergangzone II kann in Abhängigkeit von der Archimedeszahl auch Kolben-, Blasen- und Kanalbildung festgestellt werden.

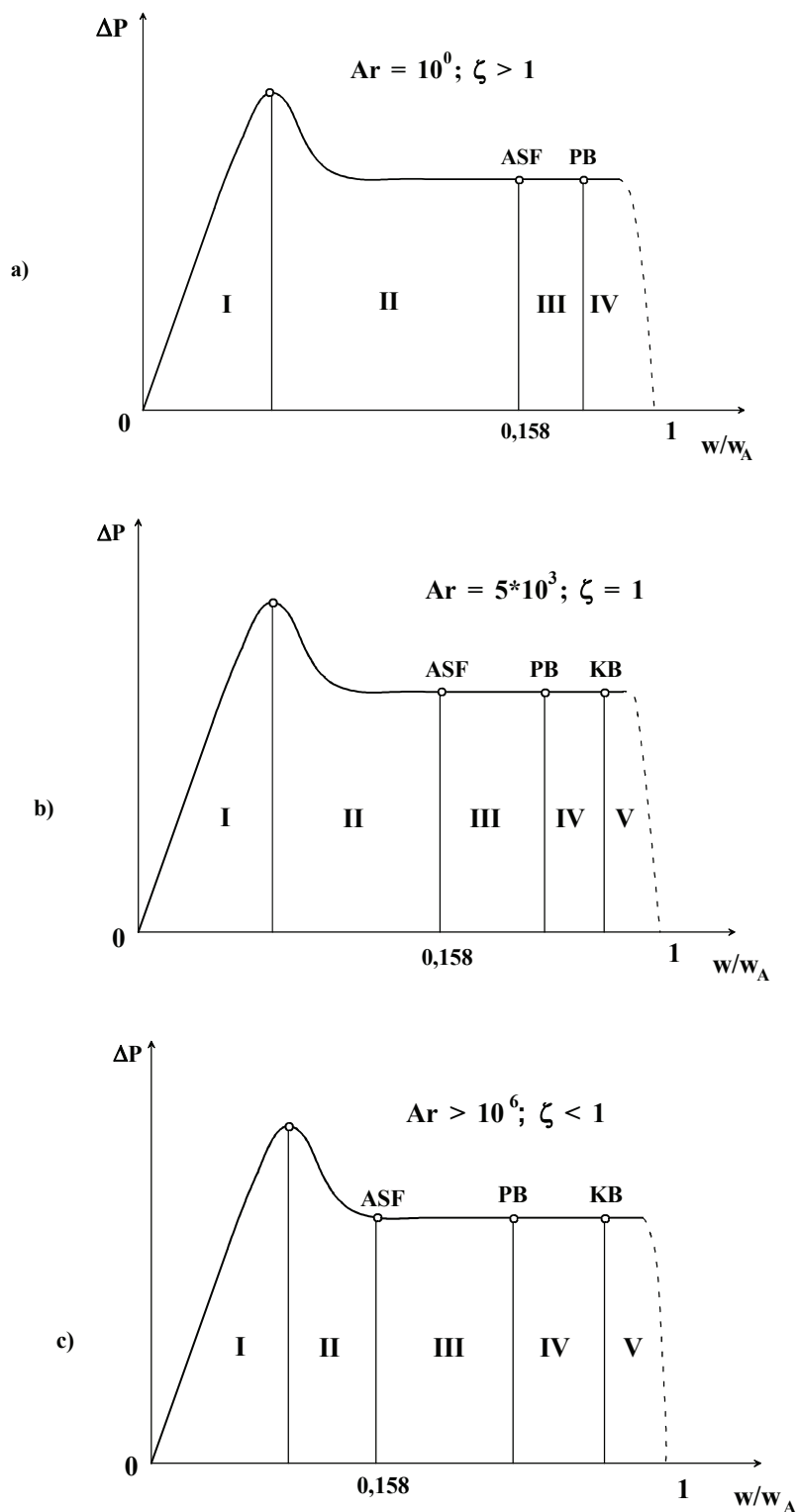


Abb. 3 Arbeitsregimes der Wirbelschicht bei unterschiedlichen Ar-Zahlen:
 a – $Ar = 10^0, \zeta > 1$; b – $Ar = 5 \cdot 10^3, \zeta = 1$; c – $Ar > 10^6, \zeta < 1$;
 ASF – Anfang stabiler Fluidisation; PB – Pulsationsbereich; KB – Kolbenbereich

2.2 Darstellung der Arbeitsbereiche bei konstanter Schichtmasse aber unterschiedlichen Archimedeszahlen und unterschiedlichen freien Querschnitten des Anströmbodens

In Abb. 4 ist nach Mitev [5, 6, 16] das Gleichgewicht der Kräfte zu sehen, die auf ein Teilchen (Abb. 4a) und auf eine Menge von Teilchen (Abb. 4b) wirken. Ausgehend von der Massenbilanz und dem Grundgesetz der Mechanik

$$\sum_{i=1}^n F_{i,z} = 0 \quad (1)$$

wurden die Arbeitregimes in Strahlschichten bestimmt. Die Massenbilanz im Gleichgewichtszustand ist

$$\dot{m} = \rho_F \dot{V} = \rho_F w_{Sch} (A_P + A_E) = \rho_F w_E A_E = \rho_F w_{Ein} A_{Ein} = \text{const} \quad (2)$$

wobei w_{Sch} die Gaseschwindigkeit im Querschnitt der ruhenden Schicht ist, w_E ist die Geschwindigkeit im freien Querschnitt $A_E = A_{Sch} - A_P$, und w_{Ein} ist die Gaseschwindigkeit am Gaseintritt (siehe Abb. 4). Wird Gleichung (2) durch die Massenbilanz $\dot{m}_p = \rho_F A_P w_A = \rho \dot{V}$ eines beliebigen Teilchens dividiert, so führt das zur folgenden charakteristischen Gleichung

$$\dot{m}_{ch} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_p} = \frac{\dot{V}}{\dot{V}_p} = \frac{w_{Sch}}{w_A} \left(\frac{A_P + A_E}{A_P} \right). \quad (3)$$

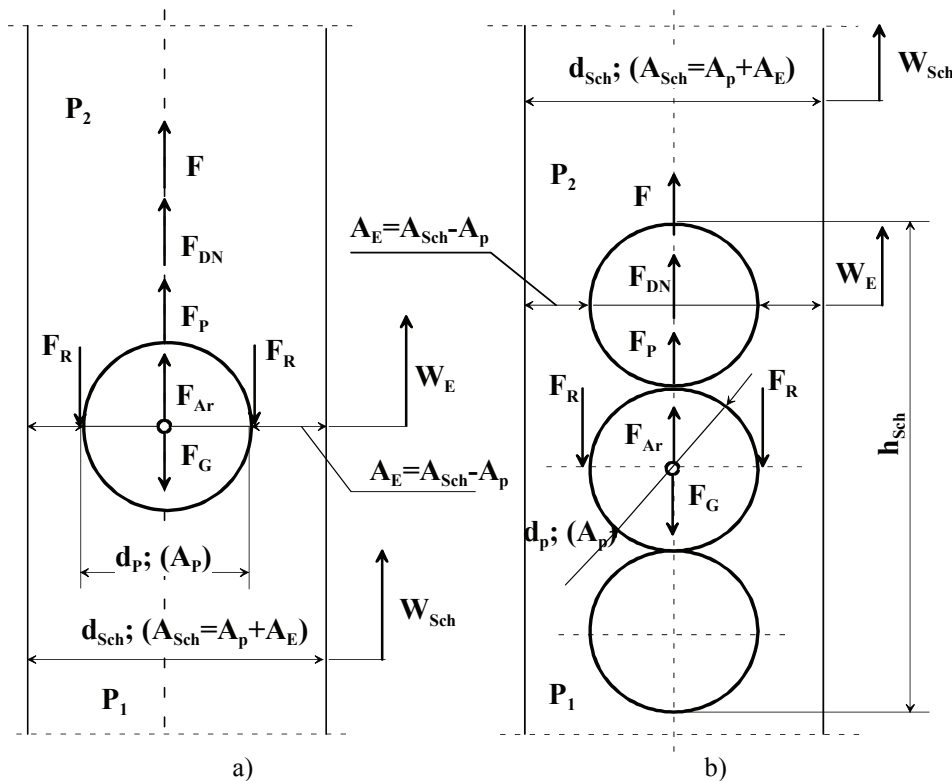


Abb. 4 Gleichgewicht der Kräfte, wirkend
a – auf ein Teilchen; b – auf eine Menge von Teilchen im begrenzten Raum

Wird $Ro = \frac{A_E}{A_P}$ in der Gleichung (3) eingesetzt, kann der Massenstrom so ausgedrückt werden:

$$\dot{m}_{ch} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_p} = \frac{\dot{V}}{\dot{V}_p} = \frac{w_{Sch}}{w_A} (1 + Ro) = \frac{w_E}{w_A} Ro = \frac{w_{Ein}}{w_A} A_{Ein,0} = X_0 = \text{const}, \quad (4)$$

wobei \dot{m}_{ch} die charakteristische Fluidmasse ist, die für das Gleichgewicht des Partikels notwendig ist und

$$A_{Ein,0} = \frac{A_{Ein}}{A_P}. \quad (5)$$

Ro wurde von Mitev „Simplex von Romankov“ genannt und wird als relative geometrische Charakterisierungsgröße der Schicht definiert [5].

Beim Gleichgewicht von N Teilchen im begrenzten Raum ist die Kraft des dynamischen Druckes des Fluids am Gaseintritt:

$$N(F_G - F_{Ar}) = A_P \frac{\rho_F w_{Ein}^2}{2}. \quad (6)$$

Aus (6) ergibt sich folgende Gleichung für die Bestimmung der Gaseschwindigkeit am Gaseintritt:

$$w_{Ein} = \sqrt{\frac{2 N (F_G - F_{Ar})}{\rho_F A_P}}, \quad (7)$$

wobei $F_G - F_{Ar}$ durch die Archimedeszahl ausgedrückt ist:

$$F_G - F_{Ar} = \frac{\pi}{6} \rho_F w^2 Ar. \quad (8)$$

Nach Einsetzen in die Gleichung (6) und einigen Umwandlungen resultiert daraus:

$$\frac{w_{Ein}}{w_A} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{Ar}{Re_A^2} N} = \sqrt{\zeta N}. \quad (9)$$

Nach Gleichung (4) ist

$$\frac{w_{Ein}}{w_A} A_{Ein,0} = \frac{w_E}{w_A} Ro = X_0, \quad (10)$$

wobei nach Mitev [5] ist

$$\frac{w_E}{w_A} = \sqrt{\frac{Ro}{1 + Ro} \left(1 + \frac{\zeta}{Ro}\right)} \quad (11)$$

und nach dem Einsetzen in (10) ergibt sich daraus:

$$\frac{w_{Ein}}{w_A} A_{Ein,0} = Ro \sqrt{\frac{Ro}{1 + Ro} \left(1 + \frac{\zeta}{Ro}\right)} = X_0, \quad (12)$$

wobei laut Gleichung (4) $\dot{m}_{ch} = X_0$ ist. Außerdem ist X_0 auch der relative Querschnitt des Apparates (in dem die Schicht fluidisiert), falls die Gaseschwindigkeit gleich der Austragsgeschwindigkeit ist:

$$w_{\text{Ein}} A_{\text{Ein},0} = w_A X_0. \quad (13)$$

Nach Gleichung (9) ist die Gasgeschwindigkeit am Apparateeintritt

$$w_{\text{Ein}} = w_A \sqrt{\zeta N} \quad (14)$$

und der relative Eintrittsquerschnitt

$$A_{\text{Ein},0} = \frac{X_0}{\sqrt{\zeta N}}. \quad (15)$$

Das geometrische Verhältnis des Gaseintrittsquerschnitts und des Querschnitts der ruhenden Schicht wurde als Simplex G bezeichnet. G ändert sich mit dem Eintrittsquerschnitt und mit der Schichtmasse

$$G = \frac{A_{\text{Ein}}}{A_{\text{Sch}}} 100 \quad (16)$$

d. h. $A_{\text{Ein}} = A_{\text{Sch}} G$ wobei $A_{\text{Sch}} = A_E + A_P$ und nach Division durch A_P ergibt sich

$$A_{\text{Ein},0} = G (1 + Ro). \quad (17)$$

Löst man diese Gleichung mit der Beziehung (15), so führt dies zu einem Ausdruck für den relativen Eintrittsquerschnitt:

$$G = \frac{A_{\text{Ein},0}}{1 + Ro} = \frac{X_0}{(1 + Ro) \sqrt{\zeta N}}. \quad (18)$$

Zur Bestimmung der Arbeitsbereiche und Existenzgrenzen wurde die charakteristische Gleichung (4), die sich auf Grund einer Materialbilanz ergibt, sowie die Gleichung (17) benutzt.

Die Relativgeschwindigkeiten wurden von Mitev [5] in verschiedenen Querschnitten der Schicht als kritische Geschwindigkeit w_{wp} , als minimale Geschwindigkeit beim Anfang stabiler Fluidisation der Schicht w_{ASF} und als Gasgeschwindigkeit am Anströmboden w_{Ein} definiert (s. Abb. 5 und 6). Alle oben genannten Geschwindigkeiten werden im Verhältnis zur Austragsgeschwindigkeit w_A betrachtet.

Die relative Wirbelpunktgeschwindigkeit w_{wp}/w_A ist die, bei der die erste Bewegung der Schicht beobachtet wurde. Bei dieser Geschwindigkeit erreicht der Druckverlust seinen maximalen Wert ΔP_{max} . Die Wirbelpunktgeschwindigkeit ist eine Funktion der Archimedeszahl (s. Kurve 1). Kurve 1 ist die Grenze zwischen dem Festbett und der Schicht, die sich zu bewegen beginnt. Die relative kritische Geschwindigkeit und Re_{wp} bei w_{wp} wurde nach den Gleichungen

$$\frac{w_{\text{wp}}}{w_A} = \frac{18 + 0,61\sqrt{Ar}}{1400 + 5,22\sqrt{Ar}} \quad (19)$$

$$Re_{\text{wp}} = \frac{Ar}{1400 + 5,22\sqrt{Ar}} \quad (20)$$

berechnet [17].

Beim Erreichen der relativen minimalen Arbeitsgeschwindigkeit wurde stabile Fluidisation der Schicht beobachtet. Der Bereich II, der von der Linie 1 w_{wp}/w_A und der Linie 2 w_{ASF}/w_A begrenzt wird, ist der Übergangsbereich. Aus der Abb. 5 ist zu sehen, dass der Bereich II im turbulenten Gebiet schmal ist. In manchen Fällen wurde dieser

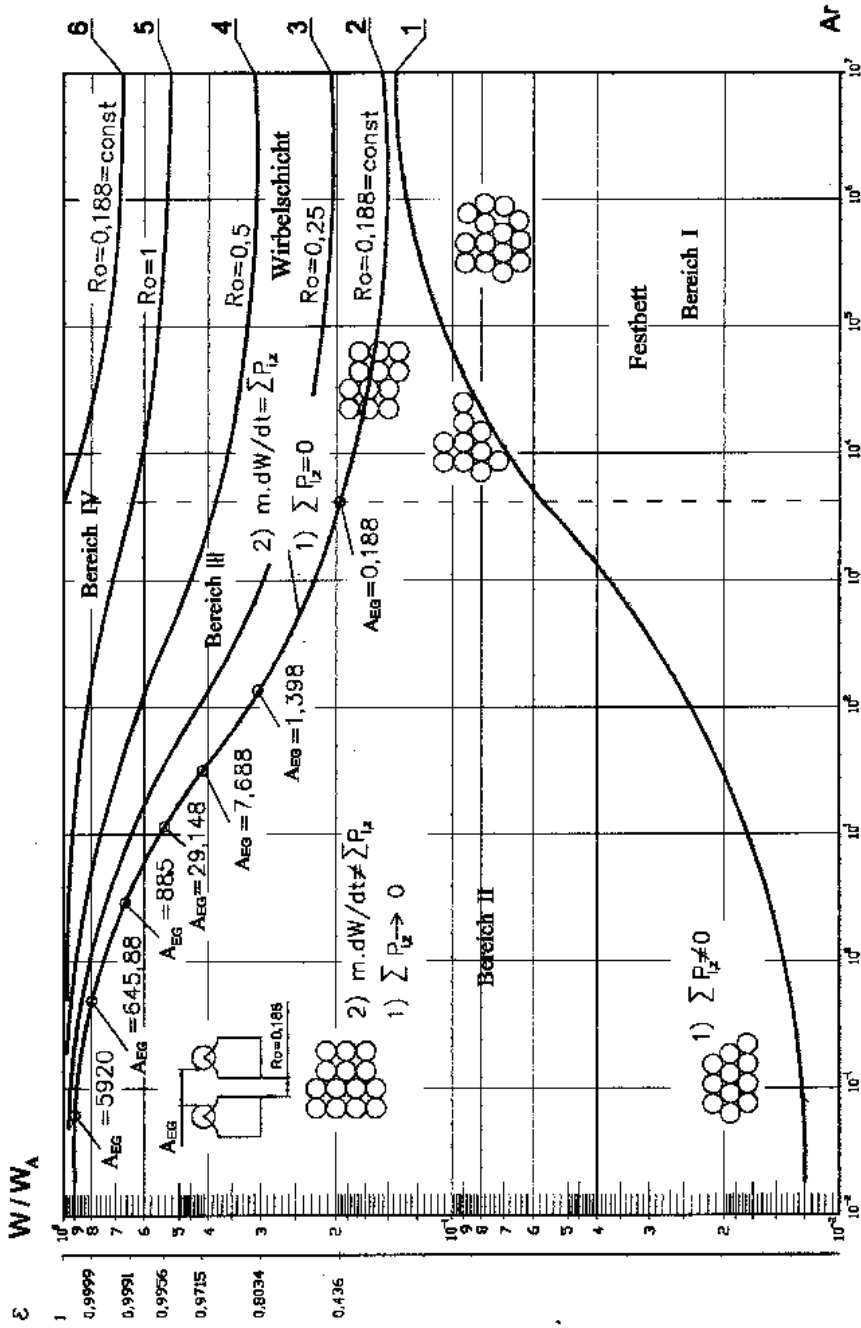


Abb. 5 Relative Fluidgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Archimedes-Zahl
 1 – w_{vp}/w_A ; 2 – $w_{Schl,ASF}/w_A$; 3 – w_{Schl}/w_A bei $Ro = 0,25$; 4 – w_{Schl}/w_A bei $Ro = 0,5$; 5 – w_{Schl}/w_A bei $Ro = 1$; 6 – w_E/w_A (nach Gl. 11)

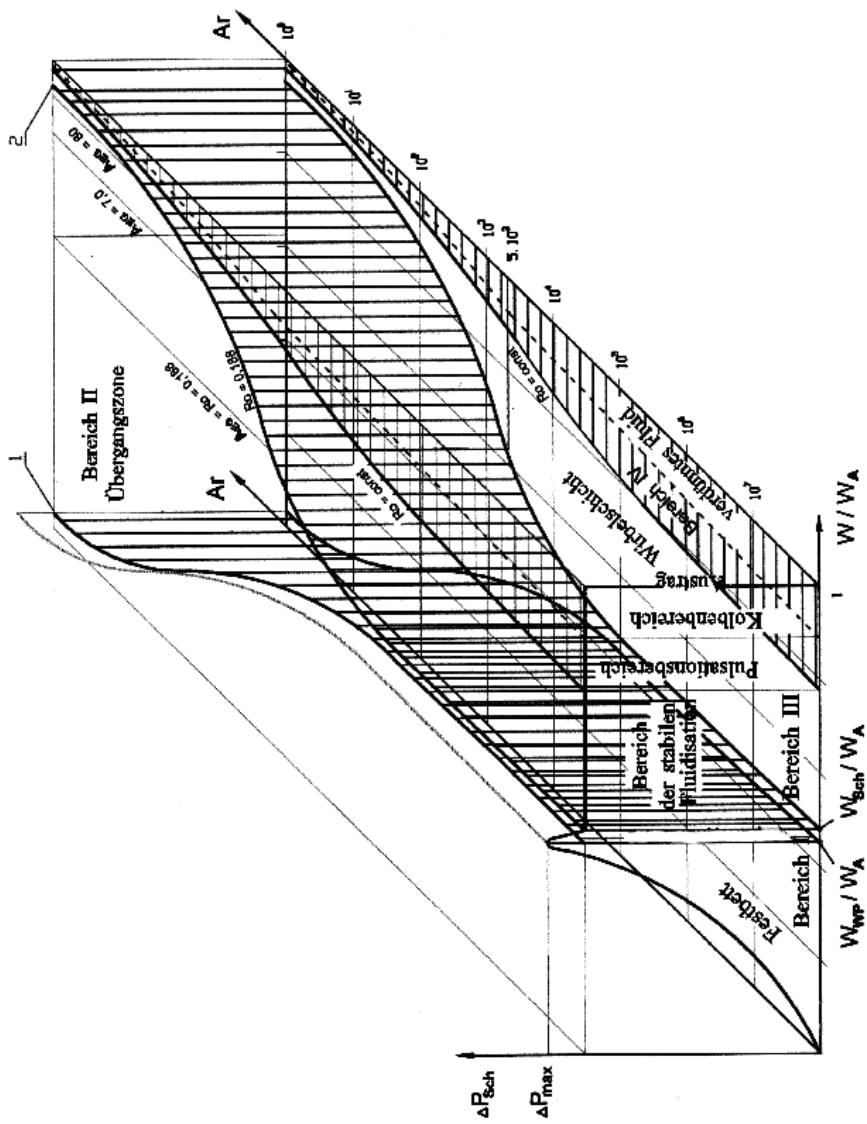


Abb. 6 Dreidimensionale Darstellung des ΔP - w/w_A -Ar-Diagramms:

1 — W_{wp}/W_A ; 2 — $W_{sch,ASF}/W_A$

Bereich nicht gar beobachtet, weil der Abstand zwischen w_{wp} und w_{ASF} klein ist. Infolgedessen wurde die Annahme getroffen, dass die Wirbelpunktgeschwindigkeit eigentlich die minimale Geschwindigkeit zu Beginn der stabilen Fluidisation ist. Für das laminare Gebiet ist der Abstand zwischen w_{wp} und w_{ASF} relativ groß. Die minimale Arbeitsgeschwindigkeit wurde nach Mitev [5] folgendermaßen berechnet:

für $Ar > 5 \cdot 10^3$ oder $\zeta \leq 1$

$$\frac{w_{Ein,ASF}}{w_A} = \frac{X_0}{1 + Ro} \quad (21)$$

und für $Ar \leq 5 \cdot 10^3$ oder $\zeta > 1$

$$\frac{w_{Ein,ASF}}{w_A} = \frac{X_0}{1 + X_0}, \quad (22)$$

wobei
$$X_0 = Ro \sqrt{\frac{Ro}{1 + Ro} \left(1 + \frac{\zeta_E}{Ro} \right)}.$$

Der Bodendruckverlust und die Existenzbereiche der Schicht werden von der Fluid-geschwindigkeit am Anströmboden w_{Ein}/w_A beeinflusst. Nach Gleichung (14) lässt sich w_{Ein} berechnen, wobei

$$\zeta = \frac{4}{3} \frac{Ar}{Re^2} \quad (23)$$

$$N = \frac{H_0}{d}. \quad (24)$$

Die relative Geschwindigkeit des Fluides im Querschnitt der ruhenden Schicht, ausgedrückt durch die Fluideintrittsgeschwindigkeit w_{Ein} , ist

$$w_{Sch} = w_{Ein} \frac{A_{Ein,0}}{(1 + Ro)} \quad (25)$$

bzw. geschrieben als Re-Kriterium

$$Re_{Sch} = Re_{Ein} \frac{A_{Ein,0}}{(1 + Ro)} \quad (26)$$

$$Re_{Sch} = Re_{Ein} G. \quad (27)$$

Während die minimale Relativgasgeschwindigkeit im Querschnitt der ruhenden Schicht einen wesentlichen Einfluss auf die Bestimmung der Gasmenge hat, die für das gleichmäßige Wirbeln des Materials nötig ist, erweist sich die Eintrittsgasgeschwindigkeit am Eintrittsboden als eine der Bestimmungsgrößen für die Bildung der Arbeitsbereiche der Schicht.

Abbildung 7 zeigt das $Re_{Ein,ASF} - G - Ar$ -Diagramm (s. Abb. 7a) und das $Re_{Sch,ASF} - G$ -Diagramm (s. Abb. 7). Das Diagramm stellt die pneumatischen Regimes der Wirbelschicht (s. Abb. 7, Kurven a und b), des prismatischen (s. Abb. 7, Kurve e und f) und des konischen Apparates (s. Abb. 7, Kurven c und d) dar [5]. Dieses Diagramm für verschiedene Bauformen von Fluidisationsapparaten erlaubt die Beschreibung des pneumatischen Zustandes der Feststoffteilchen, die die gleiche

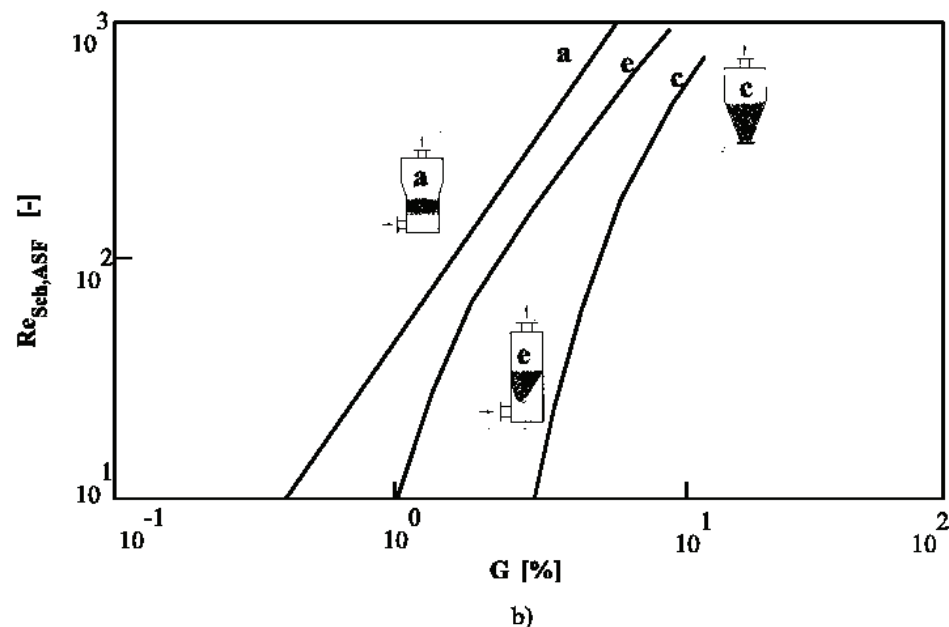
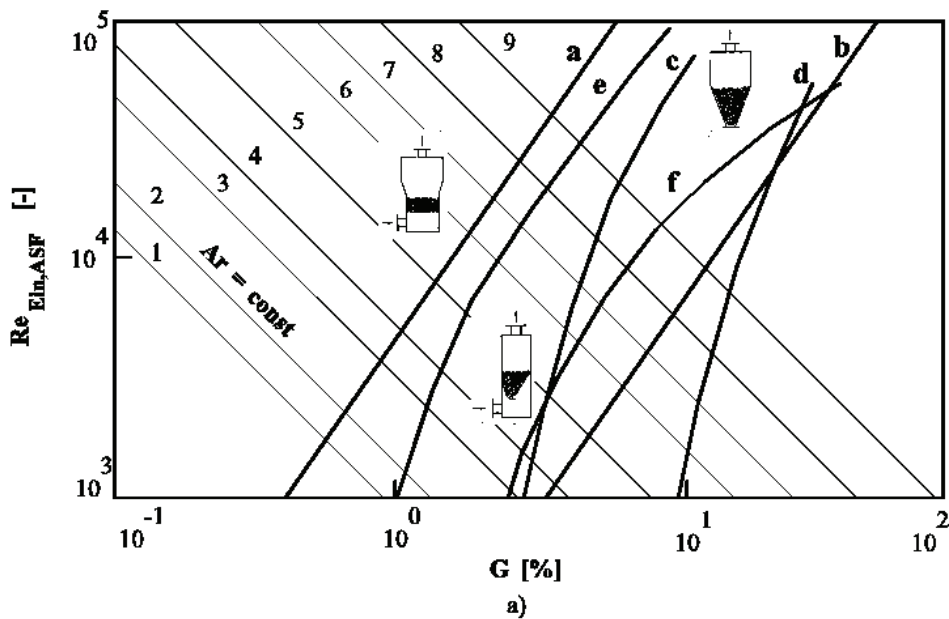


Abb. 7 Zusammenhang

a – $Re_{Ein,ASF}-G-Ar$; b – $Re_{Sch}-G$ für Wirbelschicht (Kurven a und b);
 prismatische (Kurven e und f) und konische Apparate (Kurven c und d) nach Mitev [5]

Archimedeszahl haben, aber sich in verschiedenen Apparatekonstruktionen befinden. $Re_{Ein,ASF}$ ist die Reynoldszahl am Gaseintritt zu Beginn der stabilen Fluidisation und wurde für alle experimentellen Kurven nach der Gleichung

$$Re_{Ein,ASF} = \frac{w_F d_p}{\nu_F} \quad (28)$$

berechnet.

Hierin sind w_F die Eintrittsgasgeschwindigkeit, d_p der Partikeldurchmesser und ν_F die kinematische Viskosität des Gases.

Es lassen sich folgende Bereiche unterscheiden: die Kurven a, c und e sind die Grenzen zwischen der Kanalbildung und der stabilen Arbeit der Wirbelschicht, des prismatischen Apparates und des konischen Apparates; der Bereich zwischen den Kurven a und b ist der Bereich der stabilen Arbeit der Wirbelschicht. Für die prismatischen Apparate liegt dieses Gebiet zwischen den Kurven e und f, und für die konischen Apparate zwischen c und d; hinter den Kurven b, d und f ist das Pulsationsgebiet.

3 ERGEBNISSE

Abb. 8 zeigt den Vergleich zwischen den theoretisch berechneten Grenzen der stabilen Arbeit der Wirbelschicht (Linien a und b) und den experimentell bestimmten Grenzen der stabilen Arbeit für Strahlschichtapparate unterschiedlicher Bauarten. Die Linien a, c, e, g und i zeigen den Anfang der stabilen Fluidisation (ASF). Diese Linien verbinden die Punkte für ASF bei verschiedenen Archimedeszahlen. Sie können auf theoretischem oder experimentellem Wege ermittelt werden. Die Koordinaten des Punktes AFS, die auf den Linien a, c, e, g und i liegen, wurden folgendermaßen bestimmt:

für die Wirbelschicht durch die Gleichungen (Kurve a) [5]

$$\text{Re}_{\text{Ein,ASF}} = X_0 \text{Re}_A \frac{G}{1 + \text{Ro}} \quad (29)$$

$$G = \frac{X_0}{1 + \text{Ro}} \frac{1}{\sqrt{\zeta N}}; \quad (30)$$

für prismatische Apparate mit einem Gaseintritt (Kurve e) [4]

$$\text{Re}_{\text{Ein,ASF}} = 12,2 \text{Re}_A G^{-0,8} \quad (31)$$

$$G = 3,9 \cdot 10^{-3} \text{Ar}^{0,443} + 1,1 \quad (32)$$

mit folgendem Gültigkeitsbereich: d_p von 0,36 mm bis 9 mm; ρ_p von 1200 kg/m³ bis 2700 kg/m³; Ar von $2,2 \cdot 10^3$ bis $6,6 \cdot 10^7$; H_0 von 105 mm bis 390 mm; α von 10° bis 40°; $\rho_F = 1,2 \text{ kg/m}^3$; $\nu_F = 15,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$; A_{Ein} bis $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ bis $20 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$;

für konische Apparate (Kurve c) [4]

$$\text{Re}_{\text{Ein,ASF}} = 12,2 \text{Re}_A G^{-0,8} \quad (33)$$

$$G = 1,09 \cdot 10^{-3} \text{Ar}^{0,507} + 4,1; \quad (34)$$

mit dem Gültigkeitsbereich: d_p von 0,36 mm bis 9 mm; ρ_p von 1200 kg/m³ bis 2700 kg/m³; Ar von $2,2 \cdot 10^3$ bis $6,6 \cdot 10^7$; H_0 von 105 mm bis 390 mm; α von 10° bis 40°; $\rho_F = 1,2 \text{ kg/m}^3$; $\nu_F = 15,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$; d_{Ein} von 40 mm bis 120 mm;

für prismatische Apparate mit zwei parallelen Gaseintritten (Kurve g) [8]

$$\text{Re}_{\text{Ein,ASF}} = 42,3 \text{Re}_A G^{-1,979} \quad (35)$$

$$G = 6 \cdot 10^{-8} \text{Ar} + 1,8; \quad (36)$$

mit folgendem Gültigkeitsbereich: d_p von 0,47 mm bis 10 mm; ρ_p von 794 kg/m³ bis 2469 kg/m³; Ar von $8,5 \cdot 10^3$ bis $2,6 \cdot 10^7$; H_0 von 10 mm bis 180 mm; $\alpha = 25^\circ$; $\rho_F = 1,2 \text{ kg/m}^3$; $\nu_F = 15,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$; A_{Ein} bis $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ bis $18 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$;

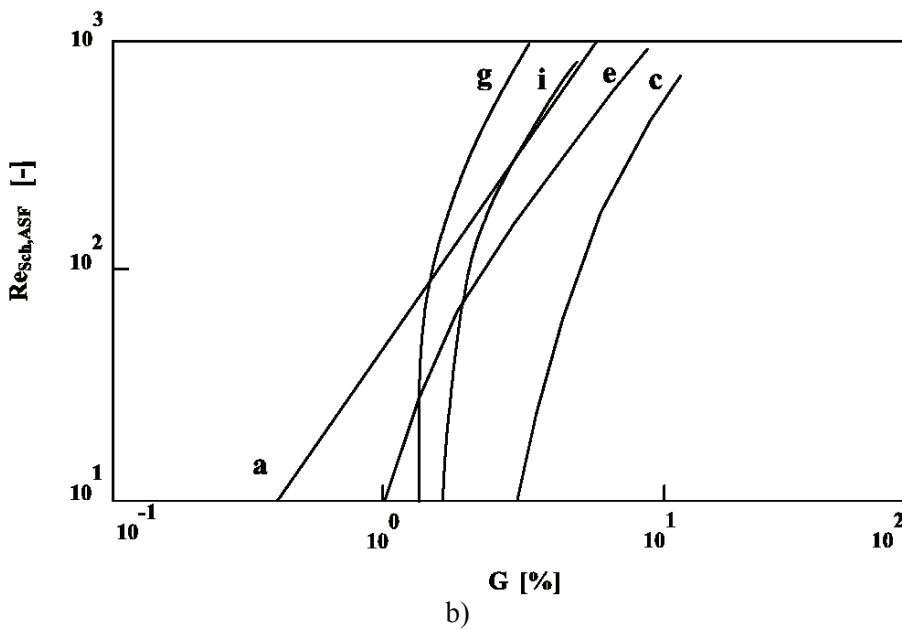
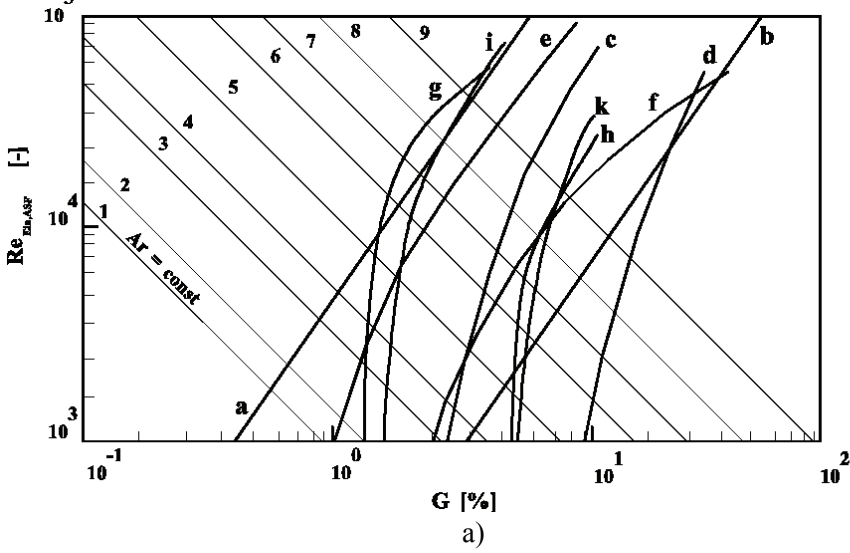
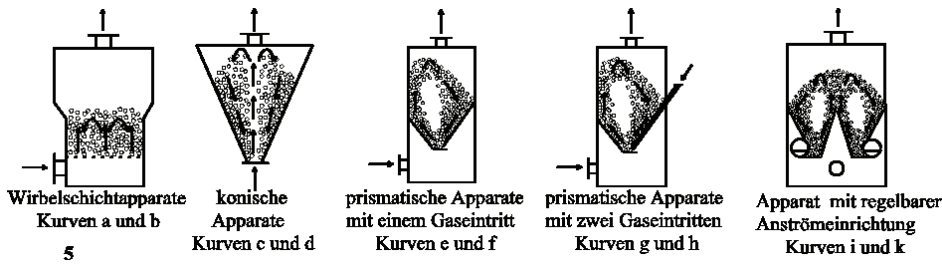


Abb. 8 Vergleich zwischen den Grenzen der stabilen Fluidisation für Wirbelschichtapparate und unterschiedliche Bauformen von Strahlschichtapparaten in den Koordinaten:
 a – $Re_{ASF}-G-Ar$; b – $Re_{Sch,ASF}-G$

für den Strahlschichtapparat mit regelbarer Anströmeinrichtung (Kurve i) [9, 10]

$$\text{Re}_{\text{Ein,ASF}} = 290,65 \text{Re}_A G^{-2,9803} \quad (37)$$

$$G = 9 \cdot 10^{-8} \text{Ar} + 2,3; \quad (38)$$

mit folgendem Gültigkeitsbereich: d_p von 0,47 mm bis 6,64 mm; ρ_p von 1257 kg/m³ bis 2469 kg/m³; Ar von $8,5 \cdot 10^3$ bis $12,2 \cdot 10^6$; H_0 von 10 mm bis 180 mm; $\alpha = 56^\circ$; $\rho_F = 1,2 \text{ kg/m}^3$; $v_F = 15,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$; A_{Ein} bis $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ bis $9,7 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$;

Die Kurven a, c, e, g und i (s. Abb. 8b) wurden für jeden Apparatetyp nach den Gleichungen (26) und (27) berechnet.

Die in der Abb. 8 dargestellten Arbeitsbereiche der Wirbelschicht und der Strahlschicht ermöglichen den Ergebnisvergleich der selben Vorgänge, die in unterschiedlichen Apparatekonstruktionen ablaufen und unterstützen auf diese Weise die Auswahl des optimalen Apparates. Die Arbeitsbereiche der Wirbelschicht und der Strahlschicht überdecken sich teilweise. Die Existenzgrenzen der Arbeitsbereiche hängen von der Apparatekonstruktion und der Schichthöhe ab.

In Abb. 9 werden die Kurven, die den Anfang der stabilen Fluidisation für die Wirbelschicht (Kurve 2) kennzeichnen, mit denen für unterschiedliche Konstruktionen von Strahlschichtapparaten (Kurven 3, 4, 5, 6) verglichen. Es ist zu sehen, dass im turbulenten Bereich bei $\text{Ar} > 10^3$ die Kurve für konische Apparate über den Kurven 2, 4, 5 und 6 liegt. Das bedeutet, dass bei gleichen Archimedeszahlen die Geschwindigkeit $w_{\text{Ein,ASF}}$ für konische Apparate größer als für die anderen Apparatekonstruktionen ist. In konischen Apparaten wird mehr Energie für eine stabile Fluidisation gebraucht als bei den anderen Apparatekonstruktionen.

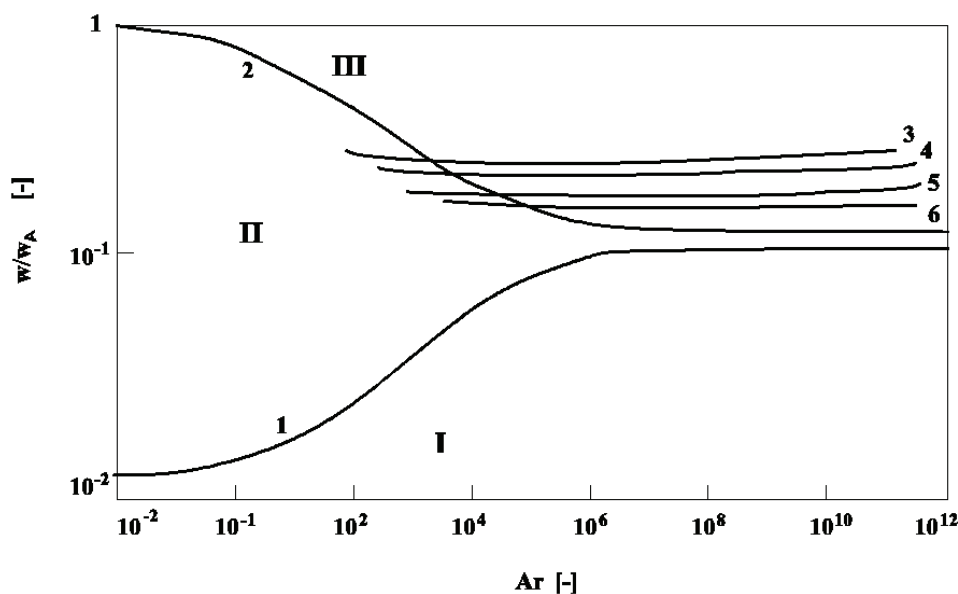


Abb. 9 Relative Fluidgeschwindigkeiten unterschiedlicher Apparatekonstruktionen:

1 – w_{wp}/w_A für Wirbelschicht; 2 – $w_{\text{Sch,ASF}}/w_A$ für Wirbelschicht; 3 – $w_{\text{Sch,ASF}}/w_A$ für konische Apparate; 4 – $w_{\text{Sch,ASF}}/w_A$ für prismatische Apparate; 5 – $w_{\text{Sch,ASF}}/w_A$ für prismatische Apparate mit regelbarer Anströmeinrichtung; 6 – $w_{\text{Sch,ASF}}/w_A$ für prismatische Apparate mit zwei parallelen Gaseingängen; I – Festbett; II – Übergangszone; III – Bereich der stabilen Fluidisation

4 ZUSAMMENFASSUNG

Strahlschichtapparate zur intensiven Kontaktierung von Fluid-Feststoff-Systemen befinden sich bereits in einigen Bereichen der Technik im Einsatz. Für die Lösung verschiedener technischer Probleme wurde eine Reihe konstruktiver Varianten entwickelt.

Die Prozessbedingungen in einer Strahlschicht hängen sehr von den pneumatischen Arbeitsregimes ab. Die Ermittlung dieser Regimes zeigt die Möglichkeit für die Realisierung gleicher Prozesse in verschiedenen Apparatekonstruktionen für gegebene pneumatische Wärme- und Stoffübergangsprozesse.

In dem vorliegenden Beitrag wurden die Arbeitsregimes verschiedener Strahlschichtbauarten durch $\Delta P-w$ -, $Re_{\text{Ein,ASF}}-G-Ar$ - und w/w_A-Ar -Diagramme dargestellt und mit denen für die Wirbelschicht verglichen. Die Arbeitsregimes der Wirbelschicht und der Strahlschicht überdecken sich teilweise. Bei Archimedeszahlen kleiner als $Ar < 10^4$ wurde eine breite Übergangszone beobachtet, in der die Schicht instabil fluidisiert. Bei Archimedeszahlen größer als $Ar > 10^6$ wurde die Übergangszone nicht beobachtet und die stabile Fluidisation beginnt schon kurz nach dem Durchbrechen des Festbetts.

Es wurden Gleichungen für die Berechnung der Reynoldszahl zu Beginn der stabilen Fluidisation und für die Berechnung des Simplex G für prismatische Apparate mit zwei Gaseintritten und mit regelbarer Anströmeinrichtung formuliert.

Literatur

[1] Olazar, M.; San Jose, M. J.; Aguayo, A. T.; Arandes, J. M.; Bilbao, J. Design Factors of Conical Spouted Beds and Jet Spouted Beds, *Ind. Eng. Chem. Res.* 32 (1993) S. 1245-1250.

[2] Markowski, A.; Kaminski, W. Hydrodynamic Characteristics of Jet-Spouted Beds, *Can. J. Chem. Eng.* 61 (1983) S. 377-381.

[3] Mathur, K. B.; Epstein, N. Spouted Beds, Academic Press, New York (1974) S. 284.

[4] Romankov, P. G.; Raschkovskaja, N. B. Trocknung in Wirbelschichten 3rd ed., *Chimia, Leningrad (Russland)* (1978) S. 278.

[5] Mitev, D. T. Theoretische und experimentelle Untersuchung der Hydrodynamik, des Wärme- und Stoffüberganges in Strahlschichtapparaten (russ.) Habilitation, LTI Leningrad 1979.

[6] Mitev, D. T.; Rusev, D. R. Bestimmung der minimalen Arbeitsgeschwindigkeit in der Wirbelschicht bei Hochdruck (russ.), *Zh. Prikl. Khim.* 10 (1987) S. 2361-2366.

[7] Iordanova, E. N.; Mitev, D. T.; Mörl, L. Hydrodynamische Kennwerte eines Strahlschichtapparates mit zwei Gaseingängen, GVC-Jahrestagung, Karlsruhe 2000.

[8] Piskova, E. Untersuchung der Fluidodynamik eines Strahlschichtapparates mit zwei parallelen Gaseintritten und seine Anwendung auf die Beschichtung feindisperser Feststoffe, Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg 2002.

[9] Mörl, L.; Krüger, G.; Heinrich, S.; Ihlow, M.; Iordanova, E. Steuerbare Gasanströmeinrichtung für Strahlschichtapparate, Deutsches Patent 10004939 (2001).

[10] Mörl, L.; Krüger, G.; Kojouharov, K. Entwicklung neuer Anströmböden für Wirbelschichten – Beispiel: Strahlschichtapparat, Internationales Innovationsseminar, Magdeburg Oktober (2000).

- [11] Olazar, M.; San Jose, M. J.; Aguayo, A. T.; Arandes, J. M.; Bilbao, J. Stable Operation Conditions for Gas-Solid Contact Regimes in Conical Spouted Beds, *Ind. Eng. Chem. Res.* 31 (1992) S. 1784-1792.
- [12] Čatipović, N. M.; Jovanović, G. N.; Fitzgerad, T. J. Regimes of Fluidisation for Large Particles, *AIChE J.* 24 (1978) S. 543-547.
- [13] Grace, J. R. Contacting Models and Behavior Classification of Gas-Solid and Other Two-Phase Suspensions, *Can. J. Chem. Eng.* 64 (1986) S. 353-363.
- [14] Kunii, D.; Levenspiel, O. *Fluidisation Engineering* 2nd ed., Butterworth – Heinemann, Stoneham (USA) (1991) S. 491.
- [15] Ergun, S. Fluid Flow through Packed Columns, *Chem. Ing. Prog.* 48 (1952) S. 89-94.
- [16] Mitev, D. T. Bestimmung der Arbeits- und Optimalgeschwindigkeit des Fluides in Wirbelschicht- und Strahlschichtapparaten (bulg.), *GWHTI – Burgas* 19 (1984) 1, S. 9-18.
- [17] Goroschko, W. D.; Rosenbaum, R. B.; Todes, O. M. *Neft i Gas* 1 (1958) S. 125.
- [18] Geldart, D. *Gas Fluidization Technology*, Wiley, New York (1986).

Область устойчивого псевдооживления в различных конструкциях аппаратов фонтанирующего слоя

Е. Пискова¹, Д. Митев¹, Л. Мёрль², Г. Крюгер¹

*Университет Отто-фон-Герике,
Институт процессов и аппаратов и экологии,
Магдебург, Германия (1);
Институт Ассен Златаров, Бургас, Болгария (2)*

Ключевые слова и фразы: гидродинамика; минимальная скорость псевдооживления; режим фонтанирования; фонтанирующий слой.

Аннотация: Проведены экспериментальные исследования аэродинамики различных видов фонтанирующих слоев. Целью работы было исследование и расчет аэродинамических режимов работы различных видов фонтанирующих слоев и сравнение с областью устойчивого псевдооживления вихревого слоя. С помощью техники фонтанирующего слоя могут быть реализованы лучшие условия тепло- и массопередачи по сравнению с другими способами контакта между жидкостью и твердым материалом. Техника фонтанирующих слоев используется тогда, когда в вихревом слое не может быть реализован гомогенный и устойчивый режим, т.е. при соотношении длины и диаметра частиц значительно больше единицы и в случае, когда полидисперсные системы и материалы склонны к образованию каналов.

В статье представлены режимы работы различных видов фонтанирующих слоев с помощью диаграмм $\Delta P-w$ и $Re-G-Ag$, которые сравниваются с диаграммами для вихревого слоя. Сформулированы уравнения для расчета числа Рейнольда, соответствующего началу устойчивого псевдооживления, и для расчета симплекса G для призматического аппарата с двумя входами для газа и с регулируемым устройством ввода.

The Area of Stable Fluidization in Various Designs of Apparatuses of Spouted Bed

E. Piskova¹, D. Mitev¹, L. Merl², G. Kruger¹

The Otto-von-Guericke-University' Magdeburg, Germany (1);

Assen Zlatarov Institute, Burgas, Bulgaria (2)

Key words and phrases: spouted bed; hydrodynamic; fluid flow regimes; minimum spouting velocity.

Abstract: Experimental studies of the pneumatics in different spouted bed apparatuses have been studied. The operation spouting regimes have been determined in different spouted bed constructions and have been compared with the conventional fluidized bed. The spouted bed techniques are used when in the fluidised bed a homogeneous and stable flow regime is not observed as, for example, in the cases of non-spherical particles and in polydisperse and feindisperse systems. Consequently, original hydrodynamics correlations to calculate the Reynolds number, corresponding to the stable fluidization, and for the calculation of the simplex G have been proposed. The pneumatic regimes of different constructions spouted beds are demonstrated through ΔP -w- and Re-G-Ar-diagramms.

Domaines de la pseudo-liquidation dans les différentes constructions des appareils des couches d'éruption

Résumé: Sont exécutées les études expérimentales de la pneumatique de différents types des couches d'éruption. Au centre de cet ouvrage se trouve l'étude et le calcul du régime pneumatique du fonctionnement de différents types des couches d'éruption et la comparaison avec le domaine de la pseudo-liquidation stable de la couche de tourbillons. A l'aide de la technique d'étude des couches d'éruption on pourrait réaliser les conditions plus ou moins meilleurs du transfert de masse et de chaleur par comparaison avec d'autres moyens de contact entre le liquide et le matériel solide. La technique d'étude des couches d'éruption est employée lorsque dans la couche de tourbillons on ne peut pas réaliser le régime stable homogène, c'est à dire lorsque le rapport de la longueur et du diamètre des particules est beaucoup plus qu'une unité et lorsque les systèmes de polydispersion et les substances peuvent former un canal.

Dans le présent rapport sont présentés les régimes du fonctionnement de différents types des couches d'éruption à l'aide de diagrammes ΔP -w- et Re-G-Ar qui sont aussi comparés avec les diagrammes pour une couche de tourbillons. On a formulé les équations pour le calcul du nombre de Reynolds pour le commencement de pseudo-liquidation stable et le calcul du G pour un appareil prismatique à deux entrées.