

ÄHNLICHKEITSKRITERIEN BEI DER PNEUMATISCHEN FÖRDERUNG

Von

L. KOVÁCS

Lehrstuhl für Wasserkraftmaschinen, Technische Universität Budapest

(Eingegangen am 23. März 1974)

Vorgelegt von Prof. Dr. L. PÁPAI

1. Einleitung

In den Grundgleichungen der pneumatischen Förderung treten für das Fördergut bzw. die Einrichtung kennzeichnende Faktoren auf, die nur im Versuch bestimmbar sind. Zur Kontrolle der weiteren Forschungsergebnisse werden eben Versuche angestellt. In vielen Fällen wird der Versuch an Modellen durchgeführt, was dessen Durchführung erleichtert.

Im Versuch werden die Einflußfaktoren nacheinander verändert und die Wirkungen auf den Prozeßverlauf gemessen. Im Falle vieler Veränderlichen müssen zahlreiche Messungen vorgenommen werden. Die Anzahl der Veränderlichen kann vermindert werden, wenn es gelingt, diese mittels Multiplizierungs- bzw. Dividierungsoperationen zu Gruppen zusammenzufassen. Diese Gruppen — im Gegensatz zu den einzelnen physikalischen Mengen — sind dimensionslos, auch ist ihre Anzahl geringer als die der Veränderlichen. Dies bedeutet, daß die in verschiedenen physikalischen Vorgängen vorkommenden Faktoren nicht vereinzelt, sondern gemeinsam durch die sogenannten dimensionslosen Gruppen auf die veränderliche Menge wirken.

Zur Bildung der dimensionslosen Gruppen kann u. a. die Ähnlichkeitstheorie verwendet werden. Die Ähnlichkeitstheorie gibt auch darüber Aufschluß, welche Gesetzmäßigkeit bei der Verfertigung des Modells befolgt werden muß, um die Ähnlichkeit der stattfindenden physikalischen Vorgänge im Modell sowie in der Großausführung zu erreichen.

Die Ähnlichkeitstheorie besagt: Zwei Erscheinungen können als ähnlich betrachtet werden, wenn die aus den für die Erscheinungen kennzeichnenden — meistens — Ableitungen und aus den Eindeutigkeitsbedingungen (aus den Anfangs- und Randbedingungen) gebildeten Invarianten zahlenmäßig übereinstimmen.

In den die Erscheinungen kennzeichnenden Gleichungen werden diejenigen dimensionslosen Veränderlichen, welche die in den Eindeutigkeitsbedingungen vorkommenden Größen enthalten, Ähnlichkeitskriterien, die übrigen aber abhängige Veränderlichen genannt.

Die Bedingung der Ähnlichkeit zweier Erscheinungen ist das Übereinstimmen der Ähnlichkeitskriterien.

2. Bezeichnungen

\bar{a}	der Beschleunigungsvektor
a_{φ}, a_r	Beschleunigungskomponenten
c_m	die Materialgeschwindigkeit
$c_{m,x}; c_{m,y}; c_{m,\varphi}; c_{m,r}$	Geschwindigkeitskomponenten des Materials
c_g	die Gasgeschwindigkeit
$c_{g,\varphi}; c_{g,r}$	Komponenten der Gasgeschwindigkeit
C	Widerstandsfaktor
d_p	Durchmesser der Partikel
$\bar{e}_{\varphi}, \bar{e}_r$	Einheitsvektoren
D	Rohrdurchmesser
$F_x; F_y$	Komponenten der Widerstandskraft
F_f	die Auftriebskraft
$F_{f,\varphi}; F_{f,r}$	Komponenten der Auftriebskraft
$Fr_{m,x} = \frac{c_{m,x}}{\sqrt{gD}}$	Froude-Zahl
$Fr_{m,y} = \frac{c_{m,y}}{\sqrt{gD}}$	Froude-Zahl
$Fr_g = \frac{c_g}{\sqrt{gD}}$	Froude-Zahl
$Fr_{m,\varphi} = \frac{c_{m,\varphi}}{\sqrt{g r_0}}$	Froude-Zahl
$Fr_{m,r} = \frac{c_{m,r}}{\sqrt{g r_0}}$	Froude-Zahl
$Fr_{g,\varphi} = \frac{c_{g,\varphi}}{\sqrt{g r_0}}$	Froude-Zahl
$Fr_{g,r} = \frac{c_{g,r}}{\sqrt{g r_0}}$	Froude-Zahl
g	Erdbeschleunigung
G_p	das Gewicht der Partikel
m_m	Masse des Materialteilchens
P, P', P_1	dimensionslose Zahlen
\bar{r}, \bar{r}_0	Radiusvektoren
t, t_0	Zeiten
w	relative Geschwindigkeit
$w_x, w_y, w_{\varphi}, w_r$	Komponenten der relativen Geschwindigkeit
ν	kinematischer Viskositätsfaktor
ρ_m	Dichte des Materialteilchens
ρ_g	Gasdichte
τ	relativer Zeitmaßstab
φ	Winkel
ω	Winkelgeschwindigkeit

3. Bewegungsgleichung der Partikel auf gerader Bahn

3.1. Bei Aufstellung der Gleichungen angewandte Vereinfachungsbedingungen

- a) Die beförderten Partikeln werden als kugelförmig betrachtet.
- b) Bei der Aufstellung der Bewegungsgleichungen werden die Partikeln so betrachtet, als bewegten sie sich in einer vertikalen Ebene. Diese wird so gewählt, daß die vertikale Entfernung zwischen dem Anfangs- und Endpunkt der Bewegungsbahn mit dem Rohrdurchmesser D genau übereinstimmt.
- c) Die durch die Rotierung der Partikel um ihre eigene Achse entstehenden und die vom Gasstrom herrührenden Kräftewirkungen werden vernachlässigt.
- d) Die Wirkungen des gegenseitigen Anpralls der Partikeln werden nicht berücksichtigt.
- e) Die Gasdichte wird als konstant betrachtet.
- f) Die Veränderung im Geschwindigkeitsprofil des befördernden Gasstroms infolge der Anwesenheit der Partikel wird außer acht gelassen.

3.2. In Abb. 1 sind die sich in der horizontalen Rohrleitung bewegenden Partikeln und die auf diese wirkenden Kräfte zu sehen. Es sind in Abb. 1/b das Geschwindigkeitsdreieck der sich auf der mit 1 bezeichneten Laufbahn bewegenden Partikel, in Abb. 1/c das der sich auf dem mit 2 bezeichneten Laufbahnabschnitt bewegenden Partikel sowie die auf die Partikel wirkenden Kräfte dargestellt.

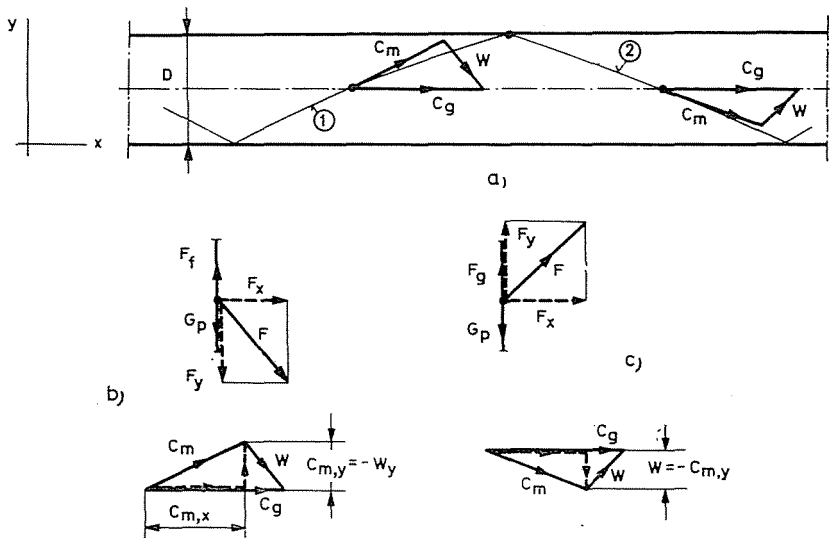


Abb. 1

Die für die sich auf der Bahn 1 bewegendende Partikel gültige Bewegungsgleichung mit Bezug auf die Richtung »x« wird wie folgt geschrieben:

$$m_m \frac{dc_{m,x}}{dt} = F_x \quad (1)$$

für die Richtung »y« aber

$$m_m \frac{dc_{m,y}}{dt} = -G_p + F_f + F_y \quad (2)$$

Die auf die Partikel wirkenden Kräfte den gewählten Richtungen x und y entsprechend sind:

$$F_x = \frac{\rho_g}{2} \frac{d_p^3 \pi}{4} C |w| w_x = \frac{\rho_g}{2} \frac{d_p^3 \pi}{4} C |w| (c_g - c_{m,x}) \quad (3)$$

$$F_y = \frac{\rho_g}{2} \frac{d_p^3 \pi}{4} C |w| w_y = -\frac{\rho_g}{2} \frac{d_p^3 \pi}{4} C |w| c_{m,y} \quad (4)$$

Die mit den Gleichungen (3) und (4) angegebenen Kräfte benutzt, werden die für die sich auf der Bahn 2 bewegendende Partikel aufgeschriebenen Bewegungsgleichungen mit den unten (1) und (2) angeführten übereinstimmen.

Der Wert des Widerstandskoeffizienten C ist nach GOLDSTEIN [1]

$$C = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re - \frac{19}{1280} Re^2 + \frac{71}{20480} Re^3 - \dots \right) \quad (5)$$

mit der Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{w d_p}{\nu} \quad (6)$$

Der Absolutwert der relativen Geschwindigkeit ist

$$|w| = [(c_g - c_{m,x})^2 + c_{m,y}^2]^{1/2} \quad (7)$$

Mit der Berücksichtigung von

$$m_m = \rho_m \frac{d_p^3 \pi}{6} \quad \text{und} \quad F_f = \rho_g g \frac{d_p^3 \pi}{6} \quad (8)$$

sowie

$$\frac{dc_{m,x}}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{C}{d_p} [(c_g - c_{m,x})^2 + c_{m,y}^2]^{1/2} (c_g - c_{m,x}) \quad (9)$$

wird

$$\frac{dc_{m,y}}{dt} = -g + \frac{\rho_g}{\rho_m} g - \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{C}{d_p} [(c_g - c_{m,x})^2 + c_{m,y}^2]^{1/2} c_{m,y} \quad (10)$$

Die die Bewegung der Partikel kennzeichnenden Gleichungen (9) und (10) können durch die Einführung des Zeitsimplexes

$$\tau = \frac{t}{t_0} \quad (11)$$

sowie der Froude-Zahl

$$Fr = \frac{c_m}{\sqrt{gD}} \quad (12)$$

umgeformt werden.

In der Gleichung (11) bedeutet » t_0 « jenes Zeitintervall, in welchem das im luftleeren Raum mit der Anfangsgeschwindigkeit »0« frei fallende Materialteilchen die Entfernung $\frac{D}{2}$ zurücklegt, das heißt

$$t_0 = \sqrt{\frac{D}{g}} \quad (13)$$

Mit den Bezeichnungen

$$Fr_{m,x} = \frac{c_{m,x}}{\sqrt{gD}}; \quad Fr_{m,y} = \frac{c_{m,y}}{\sqrt{gD}}; \quad Fr_g = \frac{c_g}{\sqrt{gD}}$$

und

$$\frac{dFr_{m,x}}{dc_{m,x}} = \frac{1}{\sqrt{gD}} \quad \text{und} \quad \frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{t_0} = \sqrt{\frac{g}{D}} \quad (14)$$

kann die für Richtung » x « gültige Bewegungsgleichung auf folgende Weise aufgeschrieben werden:

$$\frac{dFr_{m,x}}{d\tau} = \frac{3}{4} \frac{q_g}{q_m} \frac{D}{d_p} C[(Fr_g - Fr_{m,x})^2 + Fr_{m,y}^2]^{1/2} (Fr_g - Fr_{m,x}) \quad (15)$$

Mit der Bezeichnung $P = \frac{q_g}{q_m} \frac{D}{d_p}$ nimmt Gleichung (15) folgende dimensionslose Form an:

$$\frac{dFr_{m,x}}{d\tau} = \frac{3}{4} PC[(Fr_g - Fr_{m,x})^2 + Fr_{m,y}^2]^{1/2} \cdot (Fr_g - Fr_{m,x}) \quad (16)$$

Alle Systeme, in denen die Zahlenwerte von » P « und » Fr_g « übereinstimmen und die Gleichung (16) befriedigen, sind einander ähnlich. In der Gleichung werden P und Fr_g als Ähnlichkeitskriterien betrachtet, weil alle in der Gleichung vorkommenden Veränderlichen einen bestimmten Randwert besitzen, frei wählbar und von den inneren Gesetzmäßigkeiten des physikalischen Vorgangs unabhängig sind. Die Gleichung wird mit Hilfe der Funktion mit drei Veränderlichen

$$Fr_{m,x} = f(\tau, Fr_{m,y}, C; P; Fr_g) \quad (17)$$

und zwei Parametern,

$$P = \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \frac{D}{d_p} \quad \text{und} \quad Fr_g = \frac{c_g}{\sqrt{gD}}$$

gelöst.

Infolge eines ähnlichen Gedankenganges kann auch die Gleichung (10) in eine dimensionslose Gleichung umgeformt werden:

$$\frac{dFr_{m,y}}{d\tau} = -1 + \frac{\varrho_g}{\varrho_m} - \frac{3}{4} \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \frac{D}{d_p} C [Fr_g - Fr_{m,x}]^2 + Fr_{m,y}^2]^{1/2} \cdot Fr_{m,y} \quad (18)$$

Mit den Bezeichnungen der Werte

$$P_1 = \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \quad \text{und} \quad P = \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \frac{D}{d_p}$$

Gleichung (18) folgende Form erhält:

$$\frac{dFr_{m,y}}{d\tau} = -1 + P_1 - \frac{3}{4} P \cdot C [(Fr_g - Fr_{m,x})^2 + Fr_{m,y}^2]^{1/2} \cdot Fr_{m,y} \quad (19)$$

Die Ähnlichkeitskriterien sind

$$P = \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \frac{D}{d_p}; \quad P_1 = \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \quad \text{und} \quad Fr_g = \frac{c_g}{\sqrt{gD}}$$

Die Lösung der Gleichung wird durch die Funktion mit drei Veränderlichen und drei Parametern gewonnen:

$$Fr_{m,y} = f(\tau, Fr_{m,x}, C; P; P_1; Fr_g) \quad (20)$$

Um zu erreichen, daß die Laufbahnen des Teilchens in dem horizontalen Förderrohr sowohl im Modell wie auch in der Großausführung ähnlich seien, müssen neben den Eindeutigkeitsbedingungen — den Rand- und Anfangsbedingungen — auch die Ähnlichkeiten der Zahlen

$$P = \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \frac{D}{d_p}; \quad P_1 = \frac{\varrho_g}{\varrho_m}; \quad Fr_g = \frac{c_g}{\sqrt{gD}}$$

gewährleistet werden.

4. Bewegungsgleichung der Partikel auf gekrümmter Bahn im gekrümmten Strömungsfeld

In Abb. 2 sind das Geschwindigkeitsdreieck des Materialteilchens und die auf das Materialteilchen wirkenden Kräfte dargestellt. Im Polarkoordinatensystem $r - \varphi$ ist die Beschleunigung laut [2]

$$\bar{a} = (\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2)\bar{e}_r + (r\ddot{\varphi} + 2\dot{r}\dot{\varphi})\bar{e}_\varphi \quad (21)$$

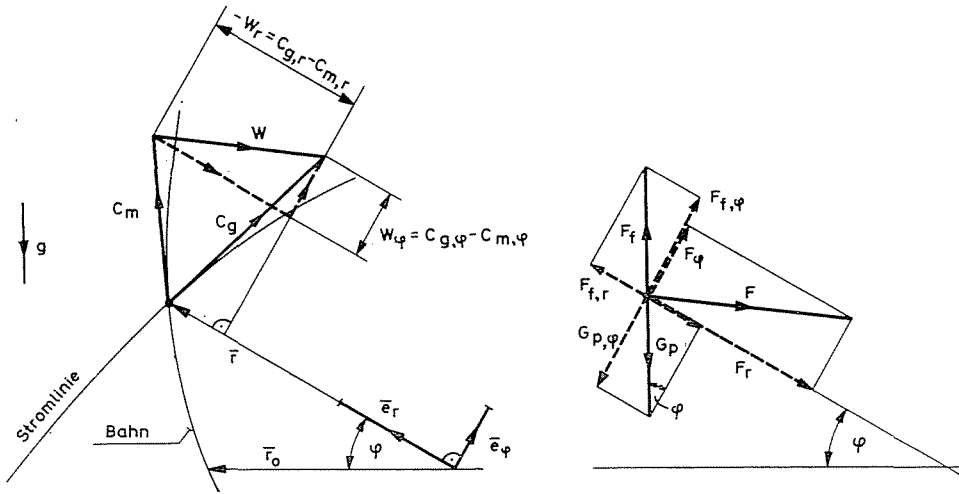


Abb. 2

Die Beiwerte der Einheitsvektoren \bar{e}_r und \bar{e}_φ sind die radiale und die senkrechte Komponente der Beschleunigung, das heißt

$$a_r = \ddot{r} - r \dot{\varphi}^2 = \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = \frac{dc_{m,r}}{dt} - c_{m,\varphi} \frac{d\varphi}{dt} \quad (22)$$

$$a_\varphi = r \ddot{\varphi} + 2 \dot{r} \dot{\varphi} = r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dc_{m,\varphi}}{dt} + \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} \quad (23)$$

Mit den Beschleunigungskomponenten in Richtung von r und φ sowie mit Hinsicht darauf, daß

$$c_{m,r} = \frac{dr}{dt}; \quad c_{m,\varphi} = r \frac{d\varphi}{dt}$$

sind, erhält die Bewegungsgleichung folgende Form:

$$m_m \left(\frac{dc_{m,r}}{dt} - \frac{c_{m,\varphi}^2}{r} \right) = F_{f,r} - (G_{p,r} + F_r) \quad (25)$$

$$m_m \left(\frac{dc_{m,\varphi}}{dt} + c_{m,r} \frac{c_{m,\varphi}}{r} \right) = F_{f,\varphi} + F_\varphi - G_{p,\varphi} \quad (26)$$

In den Gleichungen (25) und (26) können F_r und F_φ auch folgenderweise aufgeschrieben werden:

$$F_r = \frac{\rho_g}{2} \frac{d_p^2 \pi}{4} C |w| w_r = - \frac{\rho_g}{2} \frac{d_p^2 \pi}{4} C [(c_{g,r} - c_{m,r})^2 + (c_{g,\varphi} - c_{m,\varphi})^2]^{1/2} \cdot (c_{g,r} - c_{m,r}) \quad (27)$$

$$F_\varphi = \frac{\rho_g}{2} \frac{d_p^2 \pi}{4} C |w| w_\varphi = \frac{\rho_g}{2} \frac{d_p^2 \pi}{4} C [(c_{g,r} - c_{m,r})^2 + (c_{g,\varphi} - c_{m,\varphi})^2]^{1/2} \cdot (c_{g,\varphi} - c_{m,\varphi}) \quad (28)$$

Durch diese Transformationen und nach Umformung bekommen die Gleichungen folgende Formen:

$$\frac{dc_{m,r}}{dt} - \frac{c_{m,\varphi}^2}{r} = g \cdot \sin \varphi \left(\frac{\varrho_g}{\varrho_m} - 1 \right) + \frac{3}{4} \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \frac{C}{d_p} [(c_{g,r} - c_{m,r})^2 + (c_{g,\varphi} - c_{m,\varphi})^2]^{1/2} (c_{g,r} - c_{m,r}) \quad (29)$$

$$\frac{dc_{m,\varphi}}{dt} + c_{m,r} \frac{c_{m,\varphi}}{r} = g \cos \varphi \left(\frac{\varrho_g}{\varrho_m} - 1 \right) + \frac{3}{4} \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \frac{C}{d_p} [(c_{g,r} - c_{m,r})^2 + (c_{g,\varphi} - c_{m,\varphi})^2]^{1/2} (c_{g,\varphi} - c_{m,\varphi}) \quad (30)$$

Da

$$r = r_0 + \int_0^t c_{m,r} dt, \quad (31)$$

sowie

$$\varphi = \int_0^t \omega \cdot dt' = \int_0^t \frac{c_{m,\varphi}}{r} dt' = \int_0^t \frac{c_{m,\varphi}}{r_0 + \int_0^{t'} c_{m,\varphi} dt''} dt' \quad (32)$$

darum können die Gleichungen (29) und (30) auch in folgender Form angeschlossen werden:

$$\frac{dc_{m,r}}{dt} - \frac{c_{m,\varphi}^2}{r_0 + \int_0^t c_{m,\varphi} dt'} = g \cdot \sin \left[\int_0^t \frac{c_{m,\varphi}}{r_0 + \int_0^{t'} c_{m,\varphi} dt''} dt' \right] \left(\frac{\varrho_g}{\varrho_m} - 1 \right) + \frac{3}{4} \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \frac{C}{d_p} [(c_{g,r} - c_{m,r})^2 + (c_{g,\varphi} - c_{m,\varphi})^2]^{1/2} (c_{g,r} - c_{m,r}) \quad (33)$$

$$\frac{dc_{m,\varphi}}{dt} + c_{m,r} \frac{c_{m,\varphi}}{r_0 + \int_0^t c_{m,\varphi} dt'} = g \cdot \cos \left[\int_0^t \frac{c_{m,\varphi}}{r_0 + \int_0^{t'} c_{m,\varphi} dt''} dt' \right] \left(\frac{\varrho_g}{\varrho_m} - 1 \right) + \frac{3}{4} \frac{\varrho_g}{\varrho_m} \frac{C}{d_p} [(c_{g,r} - c_{m,r})^2 + (c_{g,\varphi} - c_{m,\varphi})^2]^{1/2} (c_{g,\varphi} - c_{m,\varphi}) \quad (34)$$

Die Gleichungen (33) und (34) können laut dem im Abschnitt 3.2. beschriebenen Verfahren umgeformt werden.

» t_0 « soll im relativen Zeitsimplex $\tau = \frac{t}{t_0}$ jenes Zeitintervall bedeuten, welches notwendig ist, damit das mit »0« Anfangsgeschwindigkeit in Gang

gesetzte und im luftleeren Raum frei fallende Teilchen die dem Wert $\frac{r_0}{2}$ entsprechende Entfernung zurücklegt, das heißt

$$t_0 = \sqrt{\frac{r_0}{g}} \tag{35}$$

Die Froude-Zahl soll hier auf folgende Weise ausgelegt werden:

$$Fr = \frac{c_m}{\sqrt{g \cdot r_0}} \tag{36}$$

Nach der Umformung, mit Anwendung der Bezeichnungen

$$P' = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{r_0}{d_p}, \quad P_1 = \frac{\rho_g}{\rho_m}$$

erhält man:

$$\frac{dFr_{m,r}}{d\tau} - \frac{Fr_{m,r}^2}{1 + \int_0^\tau Fr_{m,r} d\tau'} = \sin \left[\int_0^t \frac{Fr_{m,\varphi}}{1 + \int_0^{\tau'} Fr_{m,r} d\tau''} d\tau' \right] (P_1 - 1) + \tag{37}$$

$$+ \frac{3}{4} P' C [(Fr_{g,r} - Fr_{m,r})^2 + (Fr_{g,\varphi} - Fr_{m,\varphi})^2]^{1/2} (Fr_{g,r} - Fr_{m,r})$$

$$\frac{dFr_{m,\varphi}}{d\tau} + \frac{Fr_{m,r} Fr_{m,\varphi}}{1 + \int_0^\tau Fr_{m,r} d\tau'} = \cos \left[\int_0^\tau \frac{Fr_{m,\varphi}}{1 + \int_0^{\tau'} Fr_{m,r} d\tau''} d\tau' \right] (P_1 - 1) +$$

$$+ \frac{3}{4} P' C [(Fr_{g,r} - Fr_{m,r})^2 + (Fr_{g,\varphi} - Fr_{m,\varphi})^2]^{1/2} (Fr_{g,\varphi} - Fr_{m,\varphi}). \tag{38}$$

Die Lösung der Gleichung (37) wird durch die Funktion mit fünf Veränderlichen und zwei Parametern

$$Fr_{m,r} = f(\tau, Fr_{m,\varphi}, Fr_{g,r}, Fr_{g,\varphi}, C; P'; P_1) \tag{39}$$

gewonnen.

Die Lösung der Gleichung (38) aber ergibt sich durch die Funktion mit ebenfalls fünf Veränderlichen und zwei Parametern

$$Fr_{m,\varphi} = f(\tau, Fr_{m,r}, Fr_{g,r}, Fr_{g,\varphi}, C; P'; P_1) \tag{40}$$

Um die Laufbahn-Ähnlichkeit des Teilchens zu gewährleisten, muß neben den Eindeutigkeitsbedingungen auch die Ähnlichkeit der Zahlen

$$P' = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{r_0}{d_p}; \quad P_1 = \frac{\rho_g}{\rho_m}$$

gesichert werden.

Zusammenfassung

Auf die in der Abhandlung dargelegte Weise, unter Anwendung des vereinfachten mathematischen Modells des physikalischen Vorgangs sowie bei Berücksichtigung der Anfangs- und Randbedingungen werden für die pneumatische Förderung folgende Ähnlichkeitskriterien gewonnen:

$$P = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{D}{d_p} ; \quad P_1 = \frac{\rho}{\rho_m} ; \quad Fr_g = \frac{c_g}{\sqrt{gD}}$$

bzw.

$$P' = \frac{\rho_g}{\rho_m} \frac{r_0}{d_p} ; \quad P_1 = \frac{\rho_g}{\rho_m}$$

Durch diese Kriterien wird sichergestellt, daß die Laufbahnen des Teilchens sowohl im Modell wie auch in der Großausführung einander ähnlich sein werden.

Literatur

1. GOLDSTEIN, S.: The Steady Flow of Viscous Fluid past a Fixed Spherical Obstacle at Small Reynolds Numbers (Proc. Roy. Soc. A. 123 (1929) pp 225—35)
2. BUDÓ, Á.: Mechanika (Mechanik) (Tankönyvkiadó, Budapest 1952)
3. BAUER, H.: Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen (Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt am Main 1971)
4. KATTANEK—GRÖGER—BODE: Ähnlichkeitstheorie (VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1967)
5. SZŰCS, E.: A hasonlóságelmélet alapjai (Grundlagen der Ähnlichkeitstheorie (Műsz. Könyvkiadó Budapest, 1967)
6. Soo, S. L.: Fluid Dynamics of Multiphase Systems (Blaisdell Publishing Company, Waltham, Massachusetts, 1967)

Dr. László Kovács, H-1521 Budapest