

EINE THEORIE ZUR VERDICHTUNG DUKTILER METALLPULVER

H. F. FISCHMEISTER und E. ARZT

Institut für Metallkunde, Montanuniversität Leoben, Österreich

Aus einer Analyse der Teilchenverformung während des Pressens wird folgendes Modell abgeleitet: Im "Stadium der Kontaktverformung" (relative Dichte bis 0.92) ist der Pressdruck bestimmt durch die Zahl und Größe der Kontaktflächen je Teilchen und durch die Fließspannung des Teilchenmaterials. Zahl und Größe der Kontaktflächen werden mit Hilfe der Radialdichteverteilung einer Zufallspackung von Kugeln berechnet. Im anschließenden Endstadium (relative Dichte über 0.92) ähnelt der Verformungsvorgang jenem der Extrusion durch die Fläche einer Pore. Eine physikalisch fundierte Pressgleichung wird entwickelt, die beide Stadien umfaßt und sich auch auf nichtkugelige Pulver übertragen läßt.

A MODEL FOR THE COMPACTION OF DUCTILE SPHERICAL POWDERS

An analysis of particle deformation during compaction leads to the following model: in the "stage of contact deformation" (relative density up to 0.92), the pressure is determined by the number and size of contact faces per particle, and by the flow stress of the particle material. The number and size of contacts are calculated using the radial distribution function of a random dense sphere packing. In the final stage of compaction (relative density above 0.92), the deformation process is modelled by extrusion through the pore surface. A compaction equation encompassing both stages is presented. It is found applicable also to non-spherical powders.

ТЕОРИЯ УПЛОТНЕНИЯ ВЯЗКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ

На основе анализа деформации частиц при уплотнении выводится следующая модель: В "стадии контактной деформации" / относительная плотность до 0.92 / давление прессования определяется числом и площадью контактных плоскостей на частицу и пределом текучести вещества частиц. Число и площадь контактных плоскостей определяются с помощью функции распределения радиусов случайного ансамбля шаров. В последующей конечной стадии / относительная плотность выше 0.92 / процесс деформации описывается прессованием через пористую плоскость. Выводится физически обоснованное уравнение уплотнения, применяемое для обеих стадий а также для порошков, не состоящих из шаров.

E I N L E I T U N G

Die Versuche zur quantitativen Beschreibung der Pulververdichtung lassen sich in zwei Kategorien einteilen:

- (a) ANPASSFORMELN: mathematische Funktionen, deren prinzipieller Verlauf dem typischer Preßkurven von vorneherein einigermaßen ähnelt, werden durch Justieren von Parametern dem tatsächlichen Verlauf angepaßt. Die Parameter haben zunächst keinen Bezug zu den aus physikalischer Sicht ausschlaggebenden Pulvereigenschaften (Form und Packung der Teilchen, Fließspannung und Kaltverfestigung des Teilchenmaterials). Bestenfalls läßt sich ein solcher Bezug empirisch durch Korrelationsanalysen herstellen (1,2), wobei aber der Wert der Korrelationen häufig dadurch beeinträchtigt ist, daß sich in einem Parameter die Auswirkungen verschiedener Pulvereigenschaften überlagern. Bekannte Vertreter dieses Typs sind die Preßformeln von Balshin (3) und Kawakita (4).
- (b) PHYSIKALISCHE MODELLE: Hier liegt die Schwierigkeit vor allem im Erfinden eines physikalisch sinnvollen und mathematisch tauglichen Ersatzsystems, das bei überschaubarer Geometrie ähnliche Verformungsvorgänge durchmachen kann, wie sie sich im Pulver abspielen. Der bekannteste Ansatz dieser Art stammt von Torre (5). Sein Modellsystem ist eine Hohlkugel, deren Hohlraum die gesamte Porosität der Pulverschüttung symbolisiert. Mit einer empirisch begründeten Modifikation nach Heckel (6) erhält man die Formel

$$1 - D = U = U_0 \exp \left(- \frac{1}{3\sigma} \cdot p \right) \quad [1]$$

(D = relative Dichte = Scheindichte / Dichte des Teilchenstoffes; U = Porosität, U_0 = eigentlich Ausgangsporosität, aber zum Anpaßparameter umfunktioniert; p = Preßdruck; σ = eigentlich Fließgrenze des Teilchenwerkstoffes aber häufig als zweiter Anpaßparameter benutzt)

Gl.1 eignet sich trotz der gewaltigen Vereinfachung

recht gut zur Beschreibung des Verdichtungsverhaltens im Dichtebereich vieler technischer Preßteile. Die starke Vereinfachung des Modells verwischt allerdings den Bezug der Parameter U_0 und σ zu den Pulvereigenschaften so stark, daß Parameter-Unterschiede nur bei Vergleichen zwischen stark verschiedenen Pulvern der Tendenz nach sinnvoll deutbar sind. Feinere Unterschiede, wie sie sich etwa zwischen verschiedenen Chargen kommerzieller Eisenpulver ergeben, lassen sich kaum kausal auswerten. Schließlich gilt die Formel nach Torre-Heckel nur für einen begrenzten (allerdings technisch wichtigen) Bereich von Druck und Dichte. Heute, wo sich die Technik zunehmend hohen und höchsten Dichten zuwendet, fällt diese Begrenzung immer stärker ins Gewicht.

Versuche und grundsätzliche Überlegungen haben dazu geführt, drei Stadien des Verdichtungsverhaltens zu unterscheiden:

- (1) Teilchenumlagerung durch Gleitbewegungen zwischen den Teilchen (1,6,8)
- (2) Verformung in der Umgebung der Teilchenkontakte (1,9-12)
- (3) Ausfüllen der verbleibenden Hohlräume durch starkes örtliches Fließen (13)

Das Stadium der Teilchenumlagerung ist vor allem bei kompliziert geformten Teilchen stark ausgebildet. Bei kugeligen Teilchen verformbarer Metallpulver kommt die Teilchengleitung, wie wir an anderer Stelle gezeigt haben (8), nach geringem Druckanstieg zum Stillstand. Die Kontaktverformung setzt gleich zu Anfang ein, allerdings zunächst nur an wenigen Teilchen. Verdichtung durch Umlagerung wird daher bei verformbaren Pulvern nie allein auftreten, sondern immer in Überlagerung mit der Kontaktverformung.

Für das Stadium der Kontaktverformung und für das Endstadium wird in dieser Arbeit ein Modell vorgestellt, das es gestattet, für den einfachen Fall gleichgroßer Kugelteilchen den Verdichtungsvorgang einigermaßen streng - d.h. mit einem Minimum von Vereinfachungen und ohne willkürlich anzupassende Parameter -

zu beschreiben. Es scheint, daß dieses Modell auch noch für kugelige Pulver mit technisch üblichen Größenverteilungen und sogar (wenngleich mit abfallender Näherungsgüte) auch für irreguläre Teilchenformen verwendet werden kann.

MODELL FÜR DIE VERDICHTUNG DURCH KONTAKTVERFORMUNG

Wir gehen davon aus, daß der Preßdruck p im Volumen des Preßlings gleichmäßig verteilt ist. Druckabfall infolge von Reibungsverlusten im Pulver und an der Werkzeugwand mußte durch Einsetzen des örtlich wirksamen Druckes (14) berücksichtigt werden. Das einzelne Teilchen erfährt diesen Druck in der Weise, daß es an z Kontaktstellen der Größe $a_1 \dots a_z$ mit Kräften $f_1 \dots f_z$ belastet ist.

Dabei stellt sich die Größe jeder Kontaktfläche so ein, daß der Verformungswiderstand des Teilchens der aufliegenden Kraft das Gleichgewicht hält.

Wenn alle Teilchen gleich viele Kontaktflächen (\bar{z}) von gleicher Größe (\bar{a}) ausgebildet hätten, wäre zu schreiben

$$\bar{f} = \frac{P}{\bar{z} \bar{a}} \quad [2]$$

Die Größen \bar{z} , \bar{a} , \bar{f} können als (porositätsabhängige) Ersatzgrößen für das Verhalten aller Teilchenkontakte zur Berechnung des Verdichtungsdruckes verwendet werden.

In einer früheren Arbeit (8) haben wir die Zahl und Größe der Kontaktflächen (einschließlich ihrer Häufigkeitsverteilungen $N(z)$ und $N(a)$) für verschiedene Verdichtungsstadien eines kugeligen Bronzepulvers mit annähernd gleichgroßen Teilchen empirisch ermittelt. Im Schüttzustand hat die mittlere Kontaktzahl den Wert 7,3 und die Kontaktfläche den Wert Null. Beim Pressen steigt die Kontaktfläche annähernd linear, die Kontaktzahl deutlich überlinear mit der Dichte an. Bei voller Dichte entsteht ein Gefüge von Polyedern, deren mittlere Flächengröße und -zahl dem Typ eines Vierzehnflächners am nächsten kommt.

Das rasche Ansteigen der Kontaktzahl erklärt sich aus den Eigenschaften der Pulverschüttung. In ihr hat jedes Teilchen einige unmittelbar berührende Nachbarn, die die Schüttung "tragen". Ihr Zentrumsabstand vom Ausgangsteilchen beträgt genau einen Teilchendurchmesser ($2R$). Eine große Anzahl weiterer Teilchen liegt etwas weiter entfernt ($2R[1+x]$). Nach Abschluß des Umlagerungsstadiums kann die Verdichtung als eine geometrisch konforme Verkleinerung des Netzwerkes aller Teilchenzentren betrachtet werden. Bei diesem Aneinanderrücken der Teilchen entstehen neue Kontakte; ihre Zahl hängt von der ursprünglichen Verteilung $N(x)$ der Teilchenzentren ab.

Eine Schüttung gleichgroßer Kugelteilchen, wie wir sie hier betrachten, kann nach dem Modell einer dichten Zufallspackung (random dense sphere packing) beschrieben werden; für sie ist die radiale Dichteverteilungsfunktion der Teilchenzentren (RDV) bekannt (15,16). Für unser Problem interessiert nur ein verhältnismäßig enger Abstandsbereich, in dem die RDV linear angenähert werden darf:

$$z(x) = z_0 + c \cdot x \quad [3]$$

Hierbei ist $z_0 = 7,3$ die mittlere Kontaktzahl in der unverdichteten Pulverschüttung. Für den Parameter c wurde der Wert 12 festgelegt.

Als nächstes muß der Zusammenhang zwischen Dichte und Kontaktfläche berechnet werden. Aus Platzgründen kann hier nur der Ansatz skizziert werden; die gesamte Rechnung wird andernorts dargestellt (13,17). Beim Zusammenrücken ihrer Zentren würden zwei Kugelteilchen sich in kalottenförmigen Zonen durchdringen. Das Durchdringungsvolumen muß in die Umgebung der Kontaktzone verdrängt werden, ähnlich wie bei einem Brinell-Härteeindruck. Als rechnerisch einfachste Näherung verteilen wir das verdrängte Volumen in gleichmäßiger Dicke über den jeweils noch freien Teil der Teilchenoberfläche. (Eine qualitative Abschätzung anhand eines Gleitlinienmodells legt nahe, daß diese Näherung etwa ab einem Kontaktkreisdurchmesser $d = R/2$ gut sein sollte. Dies entspricht einem Zuwachs der relativen Dichte vom Schütt-

zustand ($D = 0,63$) auf $D = 0,70$. Er liegt noch innerhalb des Umlagerungsstadiums, wo das Kontaktverformungsmodell ohnehin nur als grobe Näherung gelten kann).

Durch die Materialverdrängung aus der Kontaktzone vergrößert sich der Teilchenradius außerhalb der Kontaktflächen. Der dadurch bedingte Beitrag zum Wachstum der Kontaktflächen steigt bei der Verdichtung rasch an. Der Vorgang wird beschleunigt durch das Hinzutreten neuer Kontaktflächen nach Gl.3, das immer weniger Teilchenfläche zur Verteilung des verdrängten Materials frei läßt.

Die genaue Rechnung läßt sich nur iterativ durchführen. Auf analytischem Wege konnte eine gute Näherung entwickelt werden (13,17). Sie führt zu einem komplizierten Ausdruck, der sich aber in dem interessierenden Bereich innerhalb von $\pm 4\%$ durch

$$\frac{\bar{a}(D)}{R^2} = 3 (D - D_0) \quad [4]$$

wiedergeben läßt.

Fig. 1 vergleicht berechnete und gemessene Werte des Produktes ($\bar{a} \cdot \bar{z}$) als Funktion der Dichte für Preßlinge aus dem erwähnten, kugelförmigen Bronzepulver. (Darin kommt allerdings nicht zum Ausdruck, daß im Dichtebereich des Endstadiums ($D > 0,92$) die berechnete Funktion $\bar{a}(D)$ nach oben, die Funktion $\bar{z}(D)$ nach unten von den Meßwerten abweicht).

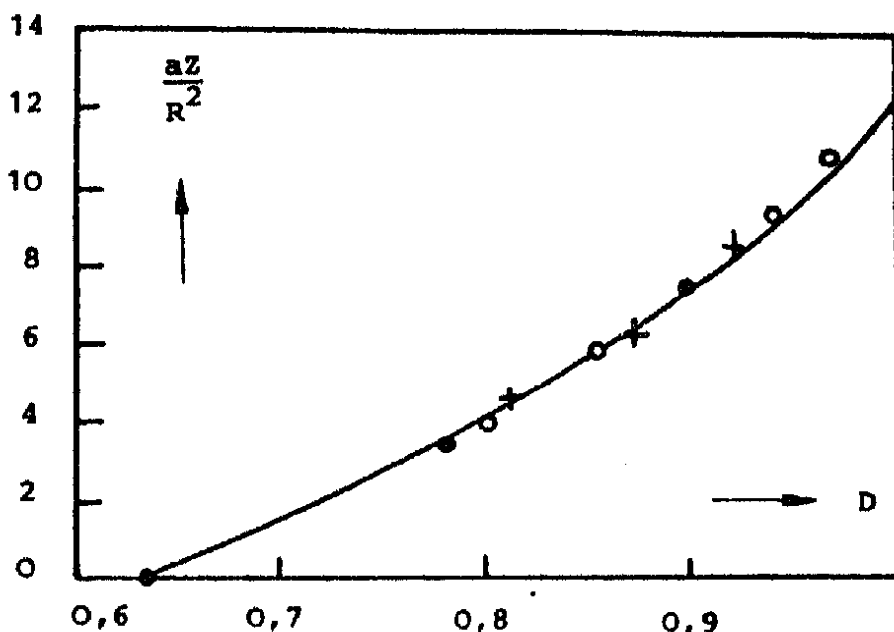


Fig. 1

Gesamte Kontaktfläche als Funktion der relativen Dichte für Preßlinge aus kugeligem Bronzepulver
 o isostatisch gepreßt, gesiebt ($R=142 \mu\text{m}$)
 ● axial gepreßt, gesiebt ($R=142 \mu\text{m}$)
 + axial gepreßt, ungesiebt

Durch Polynomanpassung des exakten Ausdruckes für (\bar{z}, \bar{a}) erhält man eine für praktische Zwecke taugliche Näherung ($\pm 4\%$):

$$\frac{\bar{a} \bar{z}}{R^2} = \frac{D-D_0}{D} [145(D-D_0)^2 + 16] \quad [5]$$

Wir haben nun mit (\bar{a}, \bar{z}) die gesamte belastete Fläche des mittleren Teilchens. Zur Berechnung des Preßdruckes nach Gl. 2 brauchen wir noch die Kontaktkraft \bar{f} . Da das Verformungsfeld jenem eines Brinelleindruckes ähnelt, setzen wir an:

$$\bar{f} = 3 \cdot \sigma(\bar{a}) \cdot \bar{a} \quad [6]$$

wobei die Fließspannung σ wegen der Kaltverfestigung des Pulvers mit der Größe der Kontaktfläche und daher mit der erreichten Dichte variiert. Im Fall unseres Bronzepulvers läßt sich die Fließkurve des Teilchenmaterials linear annähern:

$$\sigma = \sigma_0 + h \cdot \epsilon \quad [7]$$

($\sigma = 200$ MPa, $h = 1300$ MPa). Die äquivalente Dehnung ϵ läßt sich aus der Teilchenabplattung und damit aus der erreichten Dichte errechnen (13); die Richtigkeit wurde durch Vergleich mit Mikrohärtemessungen an den Kontaktflächen von Teilchen aus Preßlingen bestätigt. Eine gute Annäherung für den komplizierten, exakten Ausdruck ist

$$\epsilon = 22,2 \cdot \left(\sqrt[3]{\frac{D}{D_0}} - 1 \right)^3 \quad [8]$$

Somit ergibt sich der Preßdruck für ein Kollektiv von Teilchen im Stadium der Kontaktverformung zu

$$p = 3 \sigma(D) \cdot \frac{\bar{a}(D) \cdot \bar{z}(D)}{4\pi R^2} \cdot D \quad [9]$$

Der Term $\sigma(D)$ ergibt sich aus Gl. 7 und 8.

Damit läßt sich die Preßdruck-Dichtekurve unseres Kugelpulvers bis zu Dichten von etwa 0,92 in guter Übereinstimmung mit den Messungen beschreiben. - Bei höheren Dichten bleibt der so berechnete Preßdruck zunehmend hinter dem gemessenen zurück. Dies führen wir auf das Inkrafttreten eines andersartigen Verdichtungsmechanismus im Endstadium zurück.

VERDICHTUNGSMODELL FÜR DAS ENDSTADIUM

Was das Endstadium vom vorhergehenden Stadium der Kontaktdeformation unterscheidet, ist die Behinderung des Fließens durch Überlappung der Verformungszonen. Sie tritt in Kraft, wenn benachbarte Kontaktflächen aneinanderstoßen. Dabei treffen je drei Teilchen längs einer Tripellinie zusammen; die Tripellinien geben sich im metallographischen Schliffbild als Tripelpunkte zu erkennen. Die Abweichung der nach Gl. 9 berechneten Preßkurve von den Messungen fällt mit dem ersten Auftreten solcher Tripelpunkte im Schliff zusammen. Dort, wo drei Teilchen aneinanderstoßen, kann plastisches Fließen nur mehr längs der Tripellinie geschähen. Der Verformungswiderstand solcher Teilchengruppen wird deutlich höher sein als für jene, die sich noch im Stadium der Verformung freier Kontakte befinden.

In Teilchengruppen mit Tripellinien wird der Fließvorgang vergleichbar der hydrostatischen Extrusion durch eine Öffnung von der Größe der Pore. Bei der Extrusion ist der Verformungswiderstand bestimmt durch die Fließspannung und das Verhältnis der kraftbeaufschlagten Fläche zum Austrittsquerschnitt:

$$p = 2 \cdot \sigma \cdot \ln \frac{A_1}{A_2} \quad [10]$$

Für das Flächenverhältnis kann man ansetzen:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{(\bar{a} \cdot \bar{z})_1}{(\bar{a} \cdot \bar{z})_1 - (\bar{a} \cdot \bar{z})_D} \quad [11]$$

wobei der Index 1 für den Zustand voller Dichte, der Index D für den jeweiligen Verdichtungszustand steht.

Der Fließwiderstand eines Körpers, der zu einem Volumenanteil f_h aus "hartem" Material (σ_h) und zum Anteil $(1-f_h)$ aus "weichem" Material (σ_w) besteht, kann nach einer häufig bestätigten Mischungsregel (18) wie folgt angesetzt werden:

$$\sigma = (1-f_h) \sigma_w + f_h \sigma_h \quad [12]$$

Für σ_w wird Gl. 9 einzusetzen sein, für σ_h Gl. 10 und 11.
Für die Größe $(\bar{a}\bar{z})$, die in beiden Termen vorkommt, kann Gl. 5 verwendet werden.

Nun muß noch der Volumenanteil f_h der "harten" (bis zur Bildung von Tripellinien verdichteten) Bereiche ermittelt werden. Man kann ihn nach der Länge der Tripellinien im Einheitsvolumen des Preßlings ($L_V^{tr}(D)$) bemessen, die man zur Tripellinienlänge bei voller Dichte ins Verhältnis setzt:

$$f_h = \frac{L_V^{tr}(D)}{L_V^{tr}(D=1)} \quad [13]$$

Bei voller Dichte ist die Tripellinienlänge im Einheitsvolumen gegeben durch das Verhältnis von Kantenlänge zu Volumen eines vierzehnflächners. Bei unvollständiger Verdichtung (D) fehlen Tripellinien überall dort, wo sich anstelle von Polyederecken noch Poren befinden. Die exakte Berechnung (17) muß der aus der Zufallspackung resultierenden Größenvariation dieser Poren Rechnung tragen. Eine brauchbare Näherungsformel für f_h ist:

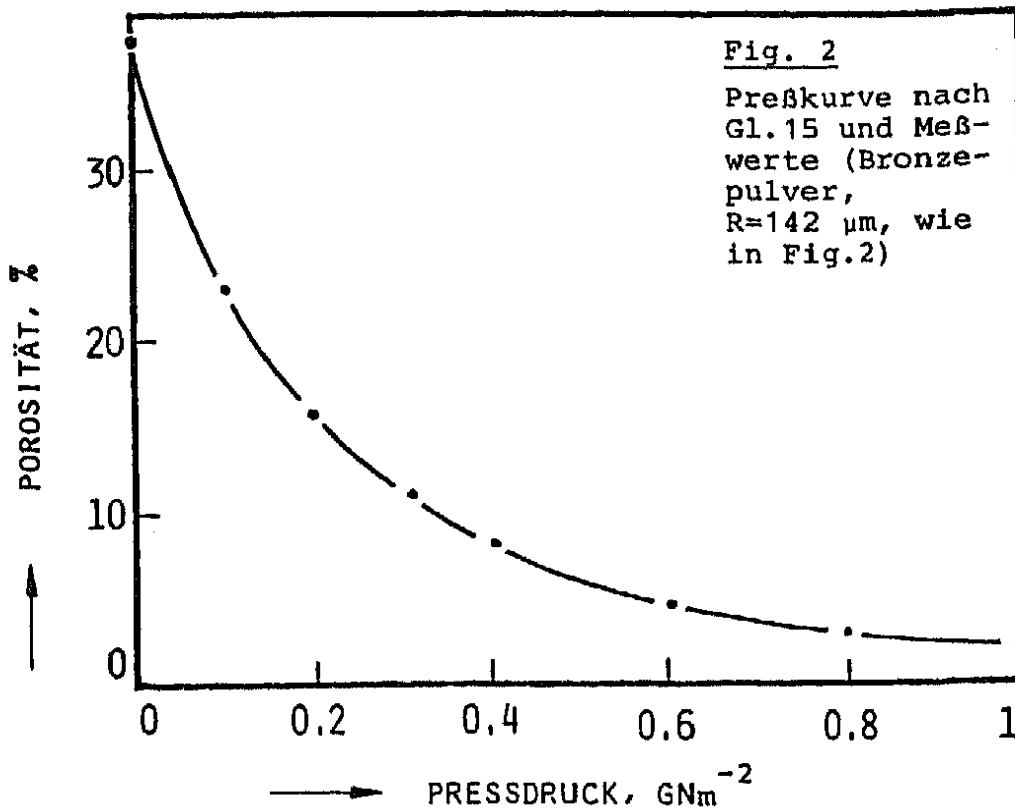
$$f_h(D) = 1953 \cdot (D - D_0)^3 \quad [14]$$

Damit haben wir sämtliche Bausteine für eine Preßformel, die sowohl das Stadium der Kontaktverformung wie das Endstadium mit Fließbehinderung umgreift:

$$p(D) = \sigma(D) \left[(1 - f_h) \frac{3(\bar{a}\bar{z})_D}{4\pi R^2} \cdot D + f_h \cdot 2 \ln \frac{(\bar{a}\bar{z})_1}{(\bar{a}\bar{z})_1 - (\bar{a}\bar{z})_D} \right] \quad [15]$$

Sämtliche darin enthaltenen Funktionen sind bekannt (Gl. 7, 8 für $\sigma(D)$; Gl. 5 für $(\bar{a}\bar{z})$; Gl. 14 für f_h).

Man beachte, daß der Inhalt der eckigen Klammer ausschließlich von der Geometrie (Kugelform der Teilchen, dichte Zufallspackung) bestimmt ist und zu einer universellen werkstoffinvarianten Funktion zusammengefaßt werden kann. Die Werkstoffdaten (Fließgrenze und Verfestigungskoeffizient) sind im ersten Term enthalten. Die Formel enthält keine willkürlich wählbaren Parameter. Trotzdem gibt sie, wie Fig. 2 zeigt, das tatsächliche Preßverhalten eines Kugelpulvers sehr gut wieder.



ANWENDUNG AUF REALE PULVER

Schwankungen der Teilchengröße und (mäßige) Abweichungen von der Kugelform werden sich vor allem auf die Packungsverhältnisse und damit auf die Ausgangsdichte D_0 sowie auf die Parameter z_0 und c der RDV auswirken. Der Grundgedanke des Modells - Steigerung des Widerstandes gegen die Verdichtung durch zunehmende Größe und Zahl der Kontaktflächen - könnte bei nicht zu extremen Teilchenformen und Größenverteilungen erhalten bleiben. Das legt es nahe, die exakte Preßgleichung für Kugelteilchen (Gl. 15) zur Basis eines physikalisch fundierten Anpaßverfahrens zu machen, wobei man hoffen könnte, aus den Werten der Anpaßparameter Schlüsse auf echte Pulvereigenschaften ziehen zu können.

Die Parameter D_0 , z_0 und c können voneinander nicht unabhängig sein. Zwar gibt es noch kein mathematisches Modell und nicht genügend empirische Daten zur Festlegung ihres Zusammenhanges, aber man wird nicht fehlgehen, wenn man eine relativ enge statische Kopplung zwischen ihnen annimmt. Begnügt man sich rea-

listischerweise mit der modellmäßigen Erfassung der Verdichtungsstadien nach Abschluß der Umlagerung, so wird der Variationsbereich der Packungsparameter noch weiter eingeengt werden.

Proberechnungen, bei denen c von 0 bis 30, z von 5 bis 9 und D_0 von 0,4 bis 0,8 variiert wurde, zeigten, daß die Preßkurve am schwächsten von c und am stärksten von D_0 beeinflusst wird. Dies und die vermutete Kopplung zwischen den Packungsparametern legt den Gedanken nahe, bei der Erweiterung der Gleichung 15 zunächst nur D_0 als Anpassparameter zu benutzen.

Dieser Ansatz wird gestützt von der Überlegung, daß die ausschlaggebende Größe in unserem Modell das Produkt von Kontaktzahl und Kontaktfläche ist. Zwar werden beide Größen in realen Pulvern breitere Verteilungen aufweisen als bei den gleichgroßen Kugelteilchen, für die das Modell entwickelt wurde. Das Produkt zweier schwankungsbehafteter Variablen hat aber eine schmälere Verteilung als die Ausgangsgrößen selbst; deshalb erscheint es zulässig, das Produkt $(\bar{a} \cdot \bar{z})$ ohne Rücksicht auf die geometrie- und packungsbedingte Verbreiterung der Verteilungen $N(a)$ und $N(z)$ durch einen einzigen Wert zu ersetzen. Anpassversuche müssen zeigen, ob dabei für seine Dichteabhängigkeit die Funktion des Kugelmodells (Gl. 5) übernommen werden darf.

Um dies zu überprüfen, wurden Messungen von $(\bar{a} \cdot \bar{z})$ an Preßkörpern ausgeführt, die aus ungesiebten Proben des gleichen Pulvers hergestellt waren, das bei der Entwicklung des Kugelmodells für Preßversuche mit engen Siebfraktionen benutzt worden war. Die Ergebnisse (Kreuze in Fig. 1) fallen im Rahmen der Meßgenauigkeit völlig mit denen von den engen Siebfraktionen zusammen.

Fig. 3 zeigt Meßwerte, die von James (19) an einem atomisierten Zinkpulver mit unregelmäßig geformten, länglichen Teilchen erhalten wurden, eingetragen in ein Kurvennetz, das sich durch Abwandlung von D_0 aus Gl. 15 ergibt. Im mittleren Druckbereich entspricht der Kurvenverlauf analog Gl. 15 gut dem Preßverhalten dieses Pulvers. Extrapolation auf $p = 0$ ergibt einen fiktiven Wert für die Ausgangsdichte, dessen Abstand von der wahren

Fülldichte als Maß für die Teilchenanordnung gedeutet werden könnte.

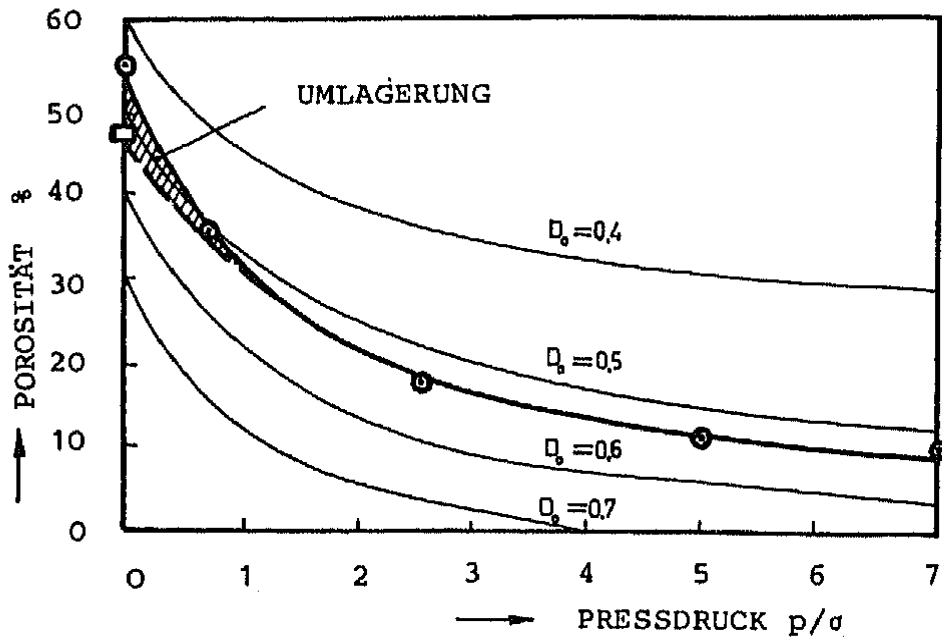


Fig. 3

Preßdaten für Zn-Pulver (19) im Kurvennetz nach Gl. 15.

Anpassungsversuche für eine Reihe von Pulvern sehr verschiedener Werkstoffe und Teilchenform - bis hin zu technischem Eisenpulver - brachten ähnliche Resultate. Die anfängliche Abweichung von der angepaßten "Normalkurve" ist deutlich mit der Teilchenform korrelierbar, was die Deutung dieser Abweichung als ein Maß für die Teilchenumlagerung unterstützt.

Wir halten es deshalb für sinnvoll, das hier skizzierte Modell auch für unregelmäßig geformte technische Pulver (abgesehen von extremen Teilchenformen) als Näherungsmodell vorzuschlagen.

PROJEKTFÖRDERUNG

Diese Arbeit wurde vom österreichischen Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (Projekt 3181) gefördert.

L I T E R A T U R

- 1) JAMES, P.J., Powder Met.Int. 4 (1972) 193
- 2) BRACKPOOL, J.L., Mod.Dev.Powder Metall. 5 (1971) 423
- 3) BALSHIN, M.Yu., Vestnik Metalloprod. (1938) 124
- 4) KAWAKITA, K., J.Japan.Soc.Powder Met. 10 (1963) 71, 236
- 5) TORRE, C., Berg- u.Hüttenm.Mh. 93 (1948) 62
- 6) HECKEL, R.W., Trans.AIME 221 (1961) 671, 1001
- 7) DONACHIE, M.J., BURR, M.F., J.Met. 15 (1963) 849
- 8) FISCHMEISTER, H.F., ARZT, E., OLSSON, L.R.,
Powder Met. 21 (1978) 179
- 9) KAKAR, A.K., CHAKLADER, A.C., J.Appl.Phys. 38 (1967) 3223
- 10) KAKAR, A.K., CHAKLADER, A.C., Trans.Aime 242 (1968) 1117
- 11) SUNDSTRÖM, B., FISCHMEISTER, H.F., Powd.Met.Int. 5 (1973) 171
- 12) HEWITT, R.L., WALLACE, W., MALHERBE, M.C., Powd.Met. 17 (1974) 1
- 13) ARZT, E., FISCHMEISTER, H.F., Vortrag bei der pulvermetallur-
gischen Tagung London 1979 (wird veröffentlicht in Powder
Metallurgy)
- 14) TRAIN, D., HERSEY, J.A., Powd.Metall.No.6 (1960) 20
- 15) SCOTT, G.D., Nature 194 (1962) 956
- 16) BERNAL, J.D., Proc.Roy.Soc.Lond. A 280 (1964) 299
- 17) ARZT, E., Dissertation, Univ.Wien und Montanuniv.Leoben 1980
- 18) FISCHMEISTER, H., KARLSSON, B., Z.Metallk. 68 (1977) 311
- 19) JAMES, P.J., Powder Met. 20 (1977) 199