

# Strahlerosion

## Jet Erosion

### Kurzfassung / Summary

Tiefgetauchte Strahlen können auf beweglichen Gewässer-  
sohlen erhebliche Auskolkungen hervorrufen. Die Erosions-  
wirkung ist stark abhängig von der Größe des hydrodynamischen  
Sohldrucks und der Durchlässigkeit des körnigen Sohl-  
materials. Abhängig von der Intensität des Strahlengriffs  
bilden sich zwei charakteristische Kolkformen mit unter-  
schiedlichem Auskolkungsverhalten aus. Periodische Pulsatio-  
nen der Strahlgeschwindigkeit verändern das Strömungsfeld  
in Sohlennähe und bewirken eine Steigerung der Erosions-  
rate.

*Submerged jets impinging on a movable sediment bed have  
a strong scouring capacity. The scouring effect depends on  
the hydrodynamic wall pressure at the impinging region and  
the permeability of the bed material. Two characteristic  
scour forms with different erosion and transport pattern  
can be observed. Periodical jet velocity fluctuations improve  
the flow conditions at the bottom and enhance the scouring  
rate.*

### 1 Einleitung

Lokale Erosionserscheinungen spielen in Fließgewässern eine  
bedeutende Rolle. Neben Auskolkungen an Bauwerken sind  
diejenigen Erosionserscheinungen zu nennen, die durch einen  
strahlartigen Strömungsangriff verursacht werden, beispiele-  
weise durch tiefgetauchte Einleitungsstrahlen, Überfallstra-  
hlen an Wehranlagen, Schiffspropeller, Spülstrahlen im Be-  
reich der Naßbaggertechnik und dergleichen. Der Charakter  
der Strahlerosion wird entscheidend bestimmt durch die  
Größe des dynamischen Druckes im Auftreffpunkt des  
Strahls auf der beweglichen Sohle. Bei senkrecht auf die  
Sohle gerichteten Strahlen können die höchsten dynamischen  
Sohldrücke erzeugt werden, wobei dann die Erosion  
unter extremen Bedingungen abläuft. An Einleitungsbauwer-  
ken treten in der Regel stationäre Strahlströmungen auf,  
während bei technisch erzeugten Strahlströmungen häufig  
mit einer Überlagerung von Pulsationen unterschiedlicher  
Frequenz gerechnet werden muß.

Um grundlegende Kenntnisse über Strahlerosionen zu gewin-  
nen, wurden im Rahmen eines experimentellen Forschungs-  
projekts systematische Untersuchungen an einem senkrecht  
auf eine bewegliche Sohle gerichteten tiefgetauchten Was-  
serstrahl durchgeführt. Das Ziel der Untersuchungen war  
die quantitative Erfassung des zeitlichen Verlaufs der Ero-  
sion in Abhängigkeit von der Intensität des Strahlengriffs  
(Durchfluß  $Q_0$ , Abstand der Düse zum Sedimentbett  $l_0$ ,  
Düsendurchmesser  $d_0$ ) bei kontinuierlichen und pulsieren-  
den Strahlgeschwindigkeiten ( $u_0 = \text{const.}$  bzw.  $u = \bar{u}_0 \cdot (1 +$   
 $+\alpha \cdot \sin 2\pi ft)$ ) und den Eigenschaften des Sohlmaterials  
(Quarzsand mit der Sinkgeschwindigkeit  $w_s$ ). Um den engen  
Zusammenhang zwischen Strömung und Erosion herausar-  
beiten zu können, wurden detaillierte Strömungsmessungen  
an einem Luftprallstrahl durchgeführt, der auf eine senk-  
recht zur Strahlachse ausgerichtete sandrauhe Sohle auf-  
trifft, wie dies der Situation zu Beginn des Erosionsvor-  
gangs entspricht. Die Forschungsarbeiten wurden im Son-  
derforschungsbereich '80 im Rahmen des Teilprojekts B2.

unter Leitung des Zweitautors durchgeführt. Die Unters-  
uchungsergebnisse sind im wesentlichen in zwei Dissertatio-  
nen enthalten, wobei die Erosion in der Arbeit des Erst-  
autors [4] und das Strömungsfeld in der Arbeit von Leister  
[5] behandelt wird.

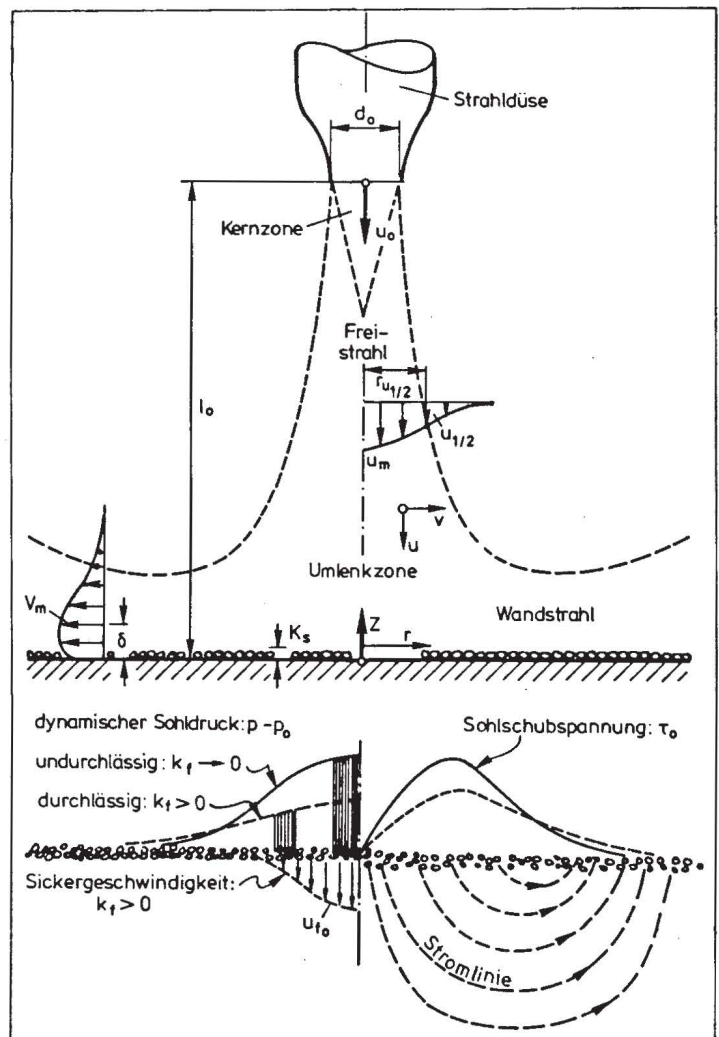
### 2 Prallstrahl

Durch den konzentrierten Sohlangriff des Strahls ist die  
Wechselwirkung von Strömung, Sediment und Sohlverfor-  
mung besonders stark ausgeprägt. Diese Zusammenhänge  
werden im folgenden aufskizziert, wobei zunächst das Druck-  
und Geschwindigkeitsfeld des Prallstrahls bei sandrauer ebe-  
ner Sohle ohne Durchlässigkeit und anschließend der Ein-  
fluß der Durchlässigkeit des beweglichen Sohlmaterials auf  
die sohlnahe Strömung beschrieben wird. Aufbauend auf  
dieser Darstellung wird der Einfluß der Pulsation auf das  
Strömungsfeld im interessierenden Umlenkbereich erläutert.

#### Sohldruck und Sohlschubspannung

Tiefgetauchte Prallstrahlen weisen vier charakteristische Strö-  
mungsbereiche auf (Bild 1): Anlaufbereich unmittelbar hin-

Bild 1: Definitionsskizze



ter der Strahldüse mit einem scherfreien Potentialkern, Freistrahlerbereich mit vollturbulenter Strömung und hydrostatischen Druckverhältnissen, Umlenkbereich mit starker Stromlinienkrümmung und ausgeprägtem Druckfeld, Wandstrahlbereich mit entsprechend hohen und rasch abfallenden radialen Geschwindigkeiten in Sohlennähe. Für die Strahlerosion ist der Umlenkbereich entscheidend. Die Erosion wird eindeutig bestimmt durch die Strömungsverhältnisse zu Beginn des Strahlengriffs ( $t \rightarrow 0$ ), das heißt bei ebener Sohle mit entsprechender Sandrauheit. Der Einfachheit halber wird zur Beschreibung der Charakteristik des Strömungsfelds des Prallstrahls von einer undurchlässigen Sohle ( $k_f \rightarrow 0$ ) ausgegangen. Die relevanten Strömungsgrößen an der Sohle sind der dynamische Sohlendruck ( $p - p_0$ ), die radiale Strömungsgeschwindigkeit  $v$  sowie die Wandschubspannung  $\tau_0$ , wobei jede dieser Größen eine Funktion ist des Düsenabstands  $l_0$ , des Düsendurchmessers  $d_0$ , des Korndurchmessers  $d_s$ , der Radialkoordinate  $r$  sowie der Pulsationsfrequenz  $f$  und -amplitude ( $\Delta u_0 = u_{\max,0} - u_{\min,0}$ ). Durch die Wahl geeigneter Bezugsgrößen läßt sich dieser Zusammenhang darstellen in der Form:

$$\left. \begin{array}{l} p - p_0 / \frac{\rho}{2} \bar{u}_0^2 \\ \tau_0 / \frac{\rho}{2} \bar{u}_0^2 \\ v_m / \bar{u}_0 \end{array} \right\} = f \left( \frac{l_0}{d_0}, \frac{d_s}{d_0}, \frac{r}{l_0}; \frac{f d_0}{\bar{u}_0}, \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0} \right) \quad (1)$$

Ein qualitatives Bild dieser Strömungsgrößen ist in Bild 1 skizziert. Bild 2 zeigt die radiale Verteilung der mittleren Wandschubspannung  $\tau_0$ . Diese weist ein ausgeprägtes Maximum auf, wobei gleichzeitig ein erheblicher Einfluß der Größe des Kornmaterials, das quasi als Sohlrauheit wirkt, auf die Wandschubspannung zu erkennen ist. Im Auftreffpunkt des Tauchstrahls erreicht der dynamische Sohlendruck den Maximalwert, er fällt dann in radialer Richtung sehr rasch auf den hydrostatischen Umgebungsdruck  $p_0$  ab (Bild 3). Entsprechend dem dynamischen Druckverlauf ( $p - p_0$ ) tritt im Umlenkbereich eine starke Beschleunigung und im Wandstrahlbereich eine stetige Verzögerung der Radialgeschwindigkeit  $v$  auf, die im Abstand der maximalen Wandschubspannung in unmittelbarer Sohlennähe ihren Maximalwert erreicht.

#### Sickerströmung

Die Erosionswirkung des Strahlengriffs hängt entscheidend von der Größe und Richtung der Strömungskraft ab, die auf das einzelne Sandkorn ausgeübt wird. Die resultierende Strömungskraft wird maßgeblich von der Durchlässigkeit des Sohlmaterials beeinflusst. Bei sehr feinen Materialien

Bild 2: Einfluß der Sohlrauheit  $k_s$  bzw. der Korngröße auf die Wandschubspannung

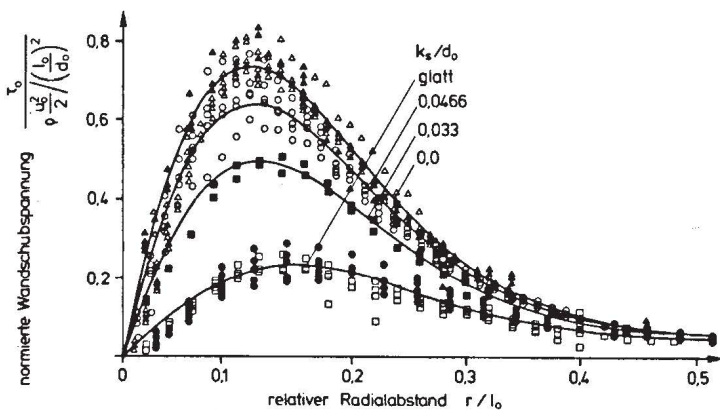
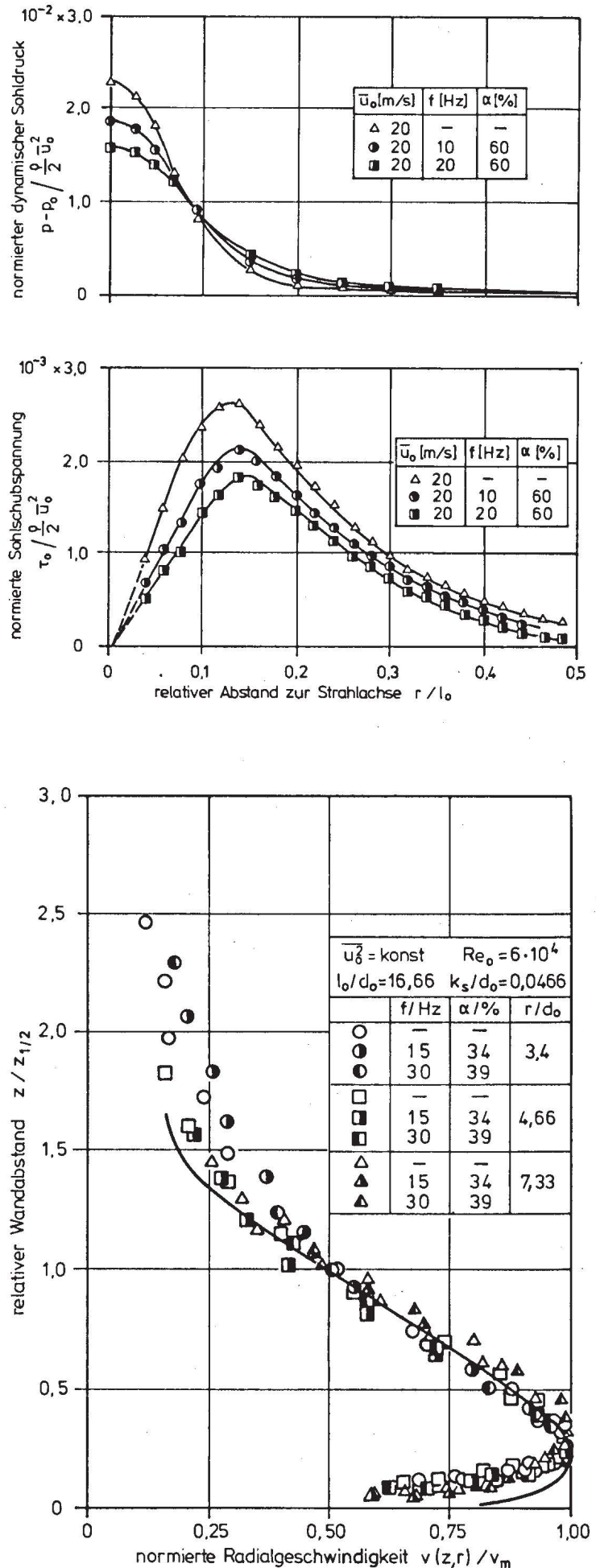


Bild 3: Pulsationseffekt auf Druckfeld, Sohl Schubspannung und Radialgeschwindigkeit





mit einer vernachlässigbaren Durchlässigkeit ( $k_f \rightarrow 0$ ) ist das Strömungsbild praktisch identisch mit demjenigen bei undurchlässiger Sohle. Unter diesen Bedingungen ist im wesentlichen nur die Wandschubspannung für den Sedimenttransport maßgebend. Das Druckfeld spielt hierbei keine unmittelbare Rolle, es sei denn, daß bei einer entsprechenden Überlastung eine grundbruchartige Herauslösung des Sohlmaterials eintritt. Bei Sohlmaterialien im Bereich der Sandfraktion tritt der Durchlässigkeitseffekt deutlich in Erscheinung. Durch das Zusammenwirken von Durchlässigkeit und Druckfeld des Strahls kommt es zu einer Sickerströmung im Bereich des Auftreffpunkts (Bild 1). Mit zunehmender Korngröße des Sohlmaterials wird diese Sickerströmung intensiviert bei gleichzeitiger Reduktion der Radialgeschwindigkeit in Sohlhöhe. Die Sickerströmung hat eine vertikal nach unten gerichtete Kraftkomponente auf das Einzelkorn zur Folge, so daß es zu einer Anpressung der Körner an die Sohle kommt, was sich erosionshemmend auswirkt. Bei extrem durchlässigen Böden, beispielsweise Feinkies, übt der Erosionsstrahl nur noch eine vertikal nach unten gerichtete Belastung auf das Sohlmaterial aus. Durch die Induzierung der Sickerströmung wird ein entsprechend großer Teil der Energie des Erosionsstrahls im Bereich des Sickerkörpers durch Zähigkeitswirkungen dissipiert und steht für den eigentlichen Erosionsvorgang daher nicht mehr zur Verfügung. Im Grenzfall wird der Erosionsstrahl zu einem Injektionsstrahl, wobei dann nicht mehr von einer hydromechanischen Erosion im eigentlichen Sinne gesprochen werden kann.

Der Einfluß der Durchlässigkeit des Sandbettes kann durch das Verhältnis der maximalen Sickergeschwindigkeit  $u_{f0}$  zur maximalen Radialgeschwindigkeit  $v_m$  durch die maximale dynamische Sohlendruckhöhe im Auftreffzentrum  $(p - p_0) / \rho \cdot g$  ausgedrückt werden kann. Damit ergibt sich ein charakteristisches Geschwindigkeitsverhältnis von

$$\frac{u_{f0}}{v_m} \text{ proportional } \frac{k_f}{b \cdot g} \sqrt{(p_{\max} - p_0) / \rho} \quad (2)$$

Hieraus zeigt sich, daß der Sickerströmungseffekt proportional zum Durchlässigkeitsbeiwert  $k_f$ , proportional der Wurzel aus dem Strahlstaudruck und umgekehrt proportional zur Breite  $b$  des Druckfeldes im Auftreffquerschnitt ansteigt.

#### Strahlpulsation

Durch Strahlpulsationen (Geschwindigkeitsoszillationen) wird das Strömungsfeld vom Anlaufbereich bis zum Wandstrahlbereich deutlich beeinflusst. Im Bereich des Freistrahls wurden von Favre-Merinet [2] umfangreiche experimentelle Untersuchungen über den Pulsationseinfluß durchgeführt. Der für die Erosion interessante Bereich der Strahlumlenkung und des Wandstrahls wurde von Leister weitergehend untersucht. Die wichtigsten experimentellen Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden. Der Vergleich kontinuierlicher und pulsierender Strahlen mit gleich großem mittleren Austrittsimpuls ( $\rho Q \bar{u}_0 = \text{const}$ ) zeigt, daß die monofrequente Strahlpulsation sehr rasch in höher- und niederfrequente turbulente Energie eingespeist wird und die erhöhte Turbulenz zu einer stärkeren Strahlausbreitung führt. Zufolge des größeren Aufweitungswinkels ist die Achsgeschwindigkeit pulsierender Strahlen entsprechend kleiner. Bei gleichem Abstand der Strahldüse zur Sohle erzeugt der pulsierende Strahl demnach einen geringeren Staudruck bei gleichzeitiger Verbreiterung der Umlenkzone (Bild 3). Entsprechend der Abnahme des maximalen Sohlendrucks im Auftreffzentrum des Strahls wird die maximale Sohlschubspannung reduziert. Die Verteilung der Radialgeschwindigkeiten im Wandstrahlbereich bleibt jedoch in universeller Form erhalten. Die erhöhte Ausbreiterungsrate des Erosionsstrahls bewirkt eine Vergleichmäßigung der Sohlbelastung. Die Ergebnisse zeigen, daß in erster Linie durch eine Steigerung der durch die Strouhalzahl  $Sr$  ausgedrückten Pulsationsfrequenz

eine Verbreiterung des Auftreffbereichs zu verzeichnen ist, während die Pulsationsamplitude eine untergeordnete Bedeutung hat. Die Messungen der periodischen und stochastischen Geschwindigkeitsschwankungen weisen im gesamten Wandstrahlbereich noch eine deutlich höhere turbulente Energie auf. Ein deutlicher Unterschied in der Turbulenzstruktur zwischen kontinuierlichen und pulsierenden Strahlen ist in der Zweipunktkorrelation der radialen Geschwindigkeitsfluktuationen im Bereich des Wandstrahls festzustellen. Durch die periodische Pulsation wird entlang des Umfangs eine signifikante Vergrößerung der Korrelation der radialen Fluktuationen im Abstand  $r$  von der Strahlachse erreicht. Bei erodibler Sohle wird hierdurch die Effektivität des Strahlgriffs gesteigert.

### 3 Kolkformen und Zeitgesetz

Zur Beschreibung der Strahlerosion sind neben den relevanten Parametern des Strömungsfelds auch diejenigen der Sickerströmung sowie die Sedimenteigenschaften und der Zeitparameter erforderlich. Der Einfluß der zähigkeitsdominierten Sickerströmung wird durch die Reynoldszahl des Kornmaterials ( $Re_s \equiv w \cdot d_s / \nu$ ) und die Sedimenteigenschaften bei gleichförmigem Sohlmaterial durch das Verhältnis der Strahlgeschwindigkeit zur mittleren Sinkgeschwindigkeit des Sohlmaterials  $u_0/w$  ausgedrückt. Bei großer Ungleichförmigkeit des Sediments trifft eine selektive Erosion mit Abpflasterungseffekt auf [7], was jedoch hier nicht Gegenstand der Untersuchung ist. Sämtliche geometrischen Abmessungen des strahlinduzierten Kolkes lassen sich demnach durch Erweiterung der Beziehung (1) unter Vernachlässigung des Rauheitseinflusses wie folgt beschreiben (vergleiche Bild 4):

$$\left. \begin{array}{l} z_0 / l_0 \\ r_0 / l_0 \\ \psi / 2\pi d_0^3 \end{array} \right\} = f \left( \frac{l_0}{d_0}, \frac{\bar{u}_0}{w}, \frac{w d_s}{\nu}, \frac{w t}{d_0}, \frac{f d_0}{\bar{u}_0}, \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0} \right) \quad (3)$$

wobei der Pulsationseinfluß durch die Strouhalzahl ( $Sr \equiv f d_0 / \bar{u}_0$ ) und den Amplitudenparameter ( $\alpha \equiv \Delta u / \bar{u}_0$ ) ausgedrückt wird.

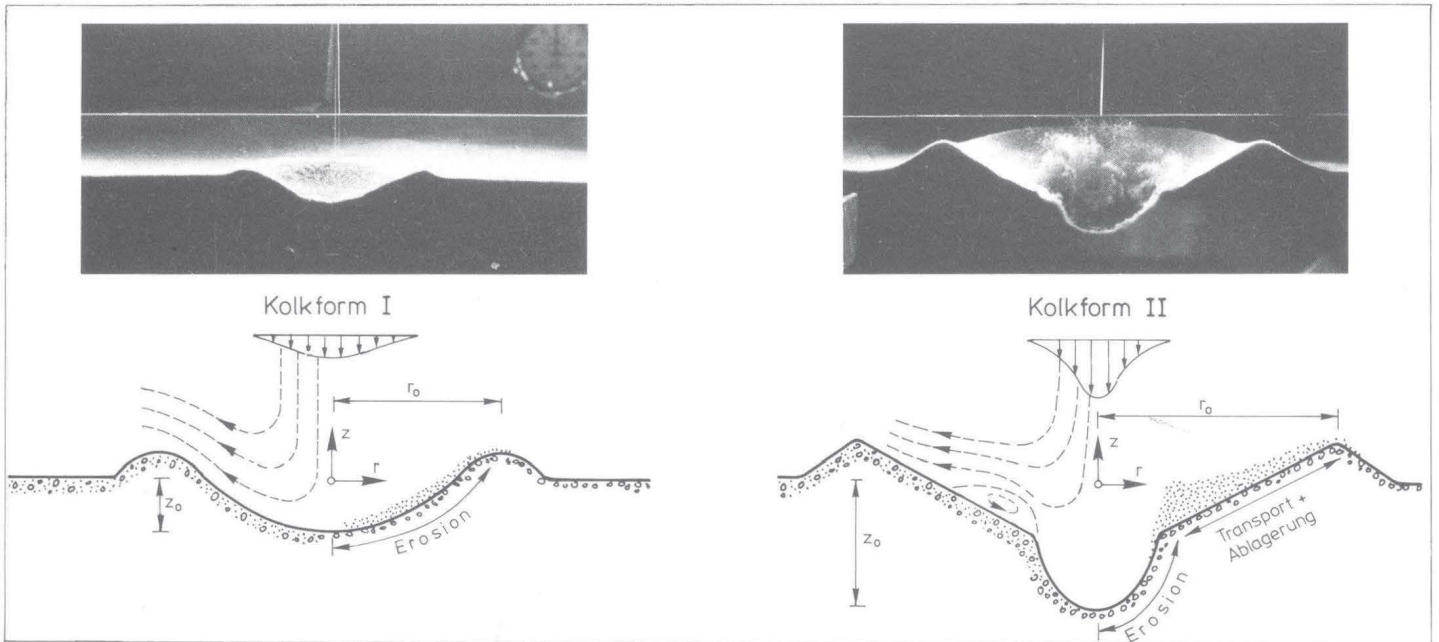
Die vom Strahl erzeugten Kolkformen sowie der zeitliche Ablauf der Erosion hängen entscheidend vom Verhältnis der maximalen Radialgeschwindigkeit an der Sohle zur Sinkgeschwindigkeit  $v_m/w$  ab. Dieses Geschwindigkeitsverhältnis kann durch einen Druckparameter  $k_0$  ausgedrückt werden, welcher die kombinierte Wirkung der Größen  $l_0/d_0$  und  $\bar{u}_0/w$  beinhaltet:

$$k_0 \equiv \frac{p_{\max} - p_0}{\rho w^2} = \text{konst.} \left( \frac{v_m}{w} \right)^2 \quad (4)$$

Hierin ist  $(p_{\max} - p_0)$  der maximale Sohlendruck auf der Strahlachse für den Referenzfall einer undurchlässigen Sohle ( $Re_s \equiv w d_s / \nu \rightarrow 0$ ). Der Einfluß der Durchlässigkeit wird durch den Wert der Reynoldszahl des Kornmaterials  $Re_s$  ausgedrückt. Die Entwicklung des Kolkes mit dem dimensionslosen Zeitparameter  $(w t / d_0)$  wird vollständig beschrieben durch die Beziehung

$$\left. \begin{array}{l} z_0 / l_0 \\ r_0 / l_0 \\ \psi / 2\pi d_0^3 \end{array} \right\} = f \left( k_0, Re_s, \frac{w t}{d_0}, Sr, \alpha \right) \quad (5)$$





$$1,2 \approx \frac{p_{\max} - p_0}{\frac{\rho}{2} w^2} \approx 3,0 : \frac{z}{z_0} = \varphi_I \left( \frac{r}{r_0} \right)$$

$$\frac{p_{\max} - p_0}{\frac{\rho}{2} w^2} \approx 6,5 : \frac{z}{z_0} = \varphi_{II} \left( \frac{r}{r_0}, \frac{p_s}{\frac{\rho}{2} w^2} \right)$$

Bild 4: Einfluß des Druckparameters auf die Kolkform ( $Re_s = 140$ )

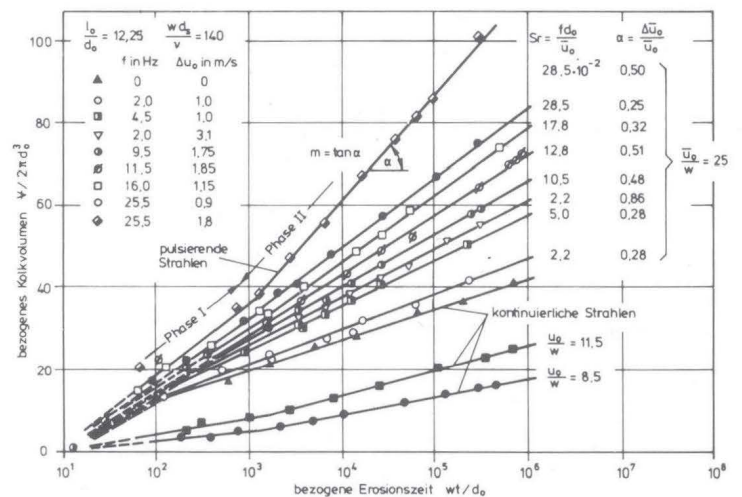
Die absoluten Abmessungen des Kolks, beispielsweise Kolkvolumen, Kolkdurchmesser und Kolktiefe, sind dann nur noch eine Funktion der Ausdehnung des dynamischen Druckfelds, welche direkt proportional zum Düsenabstand  $l_0$  ist.

Im folgenden wird der Einfluß des Druckparameters  $k_0$  für eine konstante Reynoldszahl des Korns  $Re_s = 140$  beschrieben. Dies entspricht der Situation eines Sandbetts mit einem mittleren Korndurchmesser von 1,2 mm, das einem vertikalen Erosionsstrahl mit konstantem Düsenabstand  $l_0$  ausgesetzt ist. Bei schwachem Strahlengriff, das heißt bei Druckparametern ( $k_0 < \text{ca. } 1,2$ ) sind die Strömungskräfte am Einzelkorn unterkritisch, so daß auch keine Erosion eintritt. Bei stärkerem Strahlengriff mit Druckparametern  $k_0$  zwischen 1,2 und 3 stellt sich die Kolkform I ein, die dadurch gekennzeichnet ist, daß der Erosionsstrahl im Umlenkbereich an der Sohle stets anliegt und das Sohlmaterial gleichsam in Form von Geschiebe aus dem Strahlzentrum zum Kolkkrater im Abstand ( $r = r_0$ ) transportiert wird (Bild 4). Der durch die Ausdehnung der Druckzone festgelegte Kolkradius  $r_0$  bleibt während des gesamten Erosionsvorgangs konstant, innerhalb dieses Einflußradius kommt es bei fortschreitender Erosionszeit zu einer allmählichen Eintiefung der Sandsohle mit einer affinen Kolkform I nach Bild 4. Die typische Strahlerosion wird dann erreicht, wenn der Druckparameter größer als ca. 6,5 ist. Unter diesen Bedingungen tritt die Kolkform II auf, die durch eine ausgeprägte Eintiefung im Strahlzentrum und eine mit der Erosionszeit wachsende Vergrößerung des Kolks mit dem Radius  $r_0$  gekennzeichnet ist. Bezüglich des Transports des Sohlmaterials sind hier signifikante Unterschiede im Vergleich zur Kolkform I festzustellen. Das Sohlmaterial wird im Kolkzentrum erodiert und im Ablösungspunkt der Strömung in suspendierter Form radial nach außen transportiert. Die Feststofftransportrate im Kontrollquerschnitt über dem Kolkkrater im Abstand  $r_0$  trägt zur Vergrößerung des Kolks bei. Sie ist gleichbedeutend mit der Volumenvergrößerung des Kolks pro Zeiteinheit. Der Böschungswinkel außerhalb des Kraters entspricht dem inneren Reibungswinkel des Sohlmaterials, während der Böschungswinkel innerhalb des Kraters wegen der in radialer

Richtung abnehmenden Sedimentationsrate etwas geringer ist. Nach einer gewissen Anlaufphase stellt sich ein dynamisches Ähnlichkeitsprofil entsprechend Bild 4 ein. Die absoluten Abmessungen des Kolks nehmen auch hier proportional mit der Ausdehnung des Druckfelds zu Beginn der Erosion zu. Bei extrem hohen Druckparametern wird lediglich im Strahlzentrum eine tiefe Erosionsmulde geschaffen, wobei jedoch das erodierte Volumen relativ klein ist und der Kolk bereits nach sehr kurzer Einwirkzeit den Endzustand erreicht. Unter diesen extremen Bedingungen wird ein Großteil der Strahlenergie in die induzierte Sickerströmung übertragen und dort dissipiert.

Beim Erosionsstrahl zeigt sich ein Zeitgesetz ähnlich wie bei anderen lokalen Auskolkungsvorgängen. Sämtliche Dimensionen einschließlich des Kolkvolumens wachsen mit dem Logarithmus der Erosionszeit (Bild 5). Im Anfangsstadium einer jeden Strahlerosion tritt die Kolkform I auf. Bei

Bild 5: Zeitliche Entwicklung des Kolkvolumens für kontinuierliche und pulsierende Erosionsstrahlen





Strahlen, für die der Druckparameter  $k_0$  über einem bestimmten Wert liegt, tritt anfänglich die Kolkform I und mit Fortschreiten der Erosionszeit die Kolkform II auf.

Bei halblogarithmischer Darstellung sind die den Kolkformen zugeordneten Erosionsphasen I und II durch die unterschiedlichen Steigungen der Geraden deutlich zu erkennen. Aus dem logarithmischen Zeitverhalten der Erosion geht klar hervor, daß unmittelbar nach Erosionsbeginn die Volumenvergrößerung des Kolks pro Zeiteinheit am größten ist. Die Auskolkungsrate ist somit in der Erosionsphase I mit noch nahezu horizontaler Sedimentsohle am größten. Bei Erosionsbeginn ist die Beeinträchtigung des Erosionsvorgangs durch die Sickerströmung am geringsten und der angelegte Prallstrahl besitzt bei nahezu ebener Sohle die günstigsten Transportbedingungen. Bei typischer Strahlerosion ( $1,2 < k_0 < 15$ ) stellt sich erst nach langer Erosionszeit ( $wt/d_0 > 10^6$  nach Bild 5) der stationäre Endkolk ein.

#### 4 Erosion durch kontinuierliche Strahlen

Kontinuierliche Strahlen mit konstantem Durchfluß (Austrittsgeschwindigkeit ( $u_0 = \text{const.}$ ) und Düsendurchmesser ( $d_0 = \text{const.}$ ) erzeugen bei Verringerung des Düsenabstands  $l_0$  eine Erhöhung des Sohldrucks bzw. Druckparameters  $k_0$  bei gleichzeitiger Reduktion der Ausdehnung des dynamischen Druckfelds, was gleichbedeutend ist mit einer Reduktion der Strahlengriffsfläche an der Sohle. Im Gegensatz hierzu ist die Situation zu unterscheiden, bei der für einen festen Düsenabstand und Düsendurchmesser ( $l_0$  und  $d_0$  konstant) der Durchfluß bzw. die Strahlgeschwindigkeit  $u_0$  gesteigert wird. Unter diesen Bedingungen bleibt die Strahlengriffsfläche konstant, während sich mit der Steigerung des Durchflusses der dynamische Sohldruck ( $p - p_0$ ) und somit das Erosionspotential entsprechend erhöht. Das aus der jeweiligen Konfiguration resultierende Kolkvolumen  $V$  ist in Bild 6 quantitativ dargestellt. Bei Abstandsverhältnissen  $l_0/d_0$  unter einem bestimmten Grenzwert beginnt die Erosion. Das absolute Maximum des Erosionsvolumens wird stets im Bereich relativ großer Düsenabstände erreicht, bei denen der Druckparameter  $k_0$  etwa 2,2 beträgt. Unter diesen Bedingungen ist keine Ablösung des Prallstrahls an der Sohle vorhanden, so daß die Strahlenergie „optimal“ für die Erosion eingesetzt werden kann. Durch eine weitere Verringerung des Düsenabstands  $l_0$  steigt zwar der Druckparameter  $k_0$  und damit auch die an der Sohle verfügbare Strahlenergie, die Erosionswirkung des Strahls nimmt jedoch deutlich ab. Die Abnahme des Erosionseffekts ist gekoppelt mit dem Übergang zur Kolkform II, bei der der Erosionsstrahl in zunehmendem Maße eine Umlenkung über  $90^\circ$  erfährt und die Transportbedingungen für das erodierte Sohlmaterial durch den Kontrollquerschnitt am Kolkkrater zunehmend ungünstiger werden.

Bei einem Druckparameter von  $k_0 = 8,4$  wird bei Kolkform II ein relatives Maximum erreicht, nach dessen Überschreitung das Erosionsvolumen stetig abnimmt und letztlich auf Null zurückgeht zufolge des weiteren Druckanstiegs im Auftreffpunkt. Bei großen Reynoldszahlen ( $Re_s > \text{ca. } 900$ ) ist der Einfluß der Zähigkeit vernachlässigbar, wobei dann die Kolkform I dominiert. In Ergänzung zu dem beschriebenen Einfluß des Düsenabstands zeigt sich, daß bei einem vorgegebenen Sediment ( $w = \text{const.}$ ) durch Steigerung der Strahlgeschwindigkeit im wesentlichen eine stetige Vergrößerung des Erosionsvolumens ohne Auftreten eines Maximalwerts erreicht wird. Auch hier ist ein sehr enger Zusammenhang zwischen der Strahlgeschwindigkeit und der jeweils erzeugten Kolkform zu erkennen. Es ist interessant festzustellen, daß bei einer Steigerung des Geschwindigkeitsverhältnisses  $u_0/w$  von ca. 15 bis ca. 25 nach dem Übergang zur Kolkform II das Erosionsvolumen praktisch konstant bleibt, obwohl die Strahlgeschwindigkeit nahezu verdoppelt bzw. die Ausgangsleistung des Strahls um das Achtfache erhöht wurde.

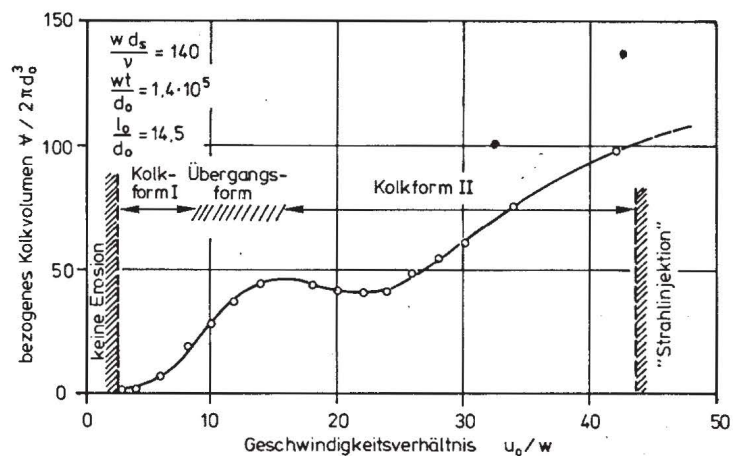
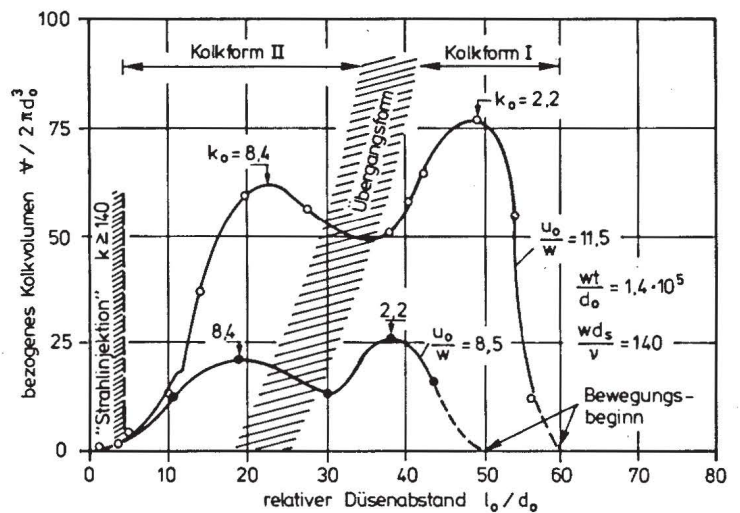


Bild 6: Einfluß von Düsenabstand und Strahlgeschwindigkeit auf die Erosion

Diese Feststellung unterstreicht die enorme Bedeutung des Druckfelds und des hieraus resultierenden Sohlprofils im Hinblick auf die Effizienz des Erosionsstrahls. Bei extrem großen Strahlgeschwindigkeiten ( $u_0/w > \text{ca. } 45$ ;  $w \cdot d_s/v = 140$ ) wird ein „Injektionsstrahl“ erzeugt, wobei die hierbei auftretenden Sohldeformationen nicht mehr mit dem Konzept des Feststofftransports adäquat beschrieben werden können.

#### 5 Erosion durch pulsierende Strahlen

Aus der gewonnenen Kenntnis, daß die Pulsation des getauchten Strahls zu einer Verbreiterung des Druckfelds bei gleichzeitiger Verringerung des Staudrucks führt und der Tatsache, daß optimale Erosionsbedingungen bei kleinen Staudrücken ( $k_0$  ca. 2,2) erreicht werden, muß bei sonst gleichen Bedingungen durch die Pulsation eine Vergrößerung des Erosionsvolumens erwartet werden. Neben der pulsationsbedingten Veränderung der mittleren Strömungsgrößen wirkt sich auch die Erhöhung der Intensität und Korrelation der turbulenten Bewegungen erosionssteigernd aus. Die kombinierte Wirkung beider Mechanismen kommt durch die Steigerung der Erosionsrate im Vergleich zum kontinuierlichen Strahl zum Ausdruck (Bild 5).

Die Pulsation bewirkt in beiden Erosionsphasen eine Steigerung der Erosionsrate, wobei sowohl mit wachsender Pulsationsfrequenz als auch Pulsationsamplitude die Erosionsrate zunimmt. Nach sehr langen Erosionszeiten (beispielsweise bei  $w \cdot t/d_0 = 10^6$ ) kann bei Strahlen mit gleicher mittlerer Austrittsgeschwindigkeit  $\bar{u}_0$  durch eine ausgeprägte Pulsation das Kolkvolumen um den Faktor 2 bis 3 gesteigert wer-



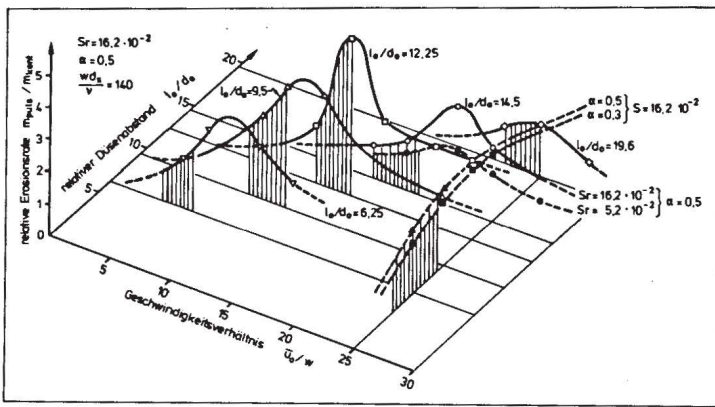


Bild 7: Erosionssteigerung zufolge Strahlpulsation in Abhängigkeit von Düsenabstand und Strahlgeschwindigkeit

den. Da die typische Strahlerosion mit der Kolkform II gekoppelt ist, läßt sich hier ein Vergleich der Erosionswirkung zwischen kontinuierlichen und pulsierenden Strahlen am besten anstellen. Die Erosionssteigerung durch die Pulsation ist sehr stark abhängig vom Geschwindigkeits- und Abstandsparameter ( $u_0/w$ ,  $l_0/d_0$ ). Die Erosionsuntersuchungen zeigen deutlich, daß eine maximale Steigerung der Erosionsrate  $m$  (siehe Bild 5) dann erreicht wird, wenn die Pulsation das Druck- und Geschwindigkeitsfeld in Sohlnähe so stark verändert, daß ein Übergang von der Kolkform II in die Kolkform I erzwungen wird. Für einen Quarzsand mit einem Korndurchmesser von 1,2 mm wurde das absolute Maximum der Pulsationswirkung bei einem Abstandsparameter ( $l_0/d_0$  ca. 12) und einem Geschwindigkeitsparameter ( $u_0/w$  ca. 16) festgestellt (Bild 7). Unter diesen Bedingungen wird der Druckparameter  $k_0$  durch die Pulsation optimal beeinflusst, so daß eine erhebliche Steigerung der Erosion durch eine Verbreiterung der Strahlengriffsfläche erreicht wird. Darüber hinaus kann festgestellt werden, daß auch auf der Basis gleicher mittlerer Leistung der Strahlen

$$N = \beta \frac{\pi}{4} d_0^2 \frac{\rho}{2} \bar{u}_0^3 \quad (6)$$

mit  $\beta = 1,0$  ( $Sr = 0$ );  $\beta = 1,8$  ( $Sr = 0,003$ )

der pulsierende Strahl eine größere Erosionsrate bewirkt als der kontinuierliche Strahl.

## 6 Zusammenfassung

In einer grundlegenden Studie über das Erosionsverhalten tiefgetauchter Wasserstrahlen wurde das mittlere, pulsierende und turbulente Strömungsfeld zu Beginn der Erosion unter vereinfachten Bedingungen einer nicht durchlässigen Sohle und darauf aufbauend die zeitliche Entwicklung des Kolks für gleichförmige Sohlmaterialien experimentell untersucht. Der Einfluß der Strahlparameter und Sedimentparameter auf den Erosionsvorgang wurde quantifiziert, und der beherrschende Einfluß des Druckfelds im Umlenkbereich des Strahls durch einen signifikanten Druckparameter beschrieben. Die Ergebnisse ermöglichen eine quantitative Übertragung auf Naturabmessungen, solange das Sohlmaterial eine relativ enge Sieblinie besitzt und nichtkohäsive Eigenschaften aufweist. Die wichtigsten Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden:

- Der Auskolkungsvorgang folgt einem logarithmischen Zeitgesetz.
- Das Erosionsvermögen eines Strahls hängt von dessen Impulsfluß, dem Düsenabstand zur Sohle und von den Eigenschaften des Sohlmaterials ab.
- Mit steigender Reynoldszahl des Korns, das heißt mit zu-

nehmender Durchlässigkeit des Sohlmaterials, geht die Erosionswirkung des Strahls stetig zurück.

- Der Druckparameter  $k_0$  bestimmt die Kolkform und die Wirksamkeit des Erosionsstrahls. Für ( $k_0 = 1,2$  bis 3) liegt ein schwach ausgeprägter radialer Sohldruckgradient mit optimaler Abstimmung von Erosion und Transport vor, so daß ein maximales Kolkvolumen bei relativ geringer Kolkentiefe erreicht wird.
- Für  $k_0$  zwischen 6,5 und 45 liegt ein hoher Sohldruckgradient vor, der zwar zu starker Sohleintiefung im Zentrum führt, aber infolge der starken Strahlumlenkung nur ein vergleichsweise geringes Kolkvolumen erzeugt.
- Für extreme Werte des Druckparameters ( $k_0 > ca. 140$ ) tritt im Auftreffpunkt eine Art Grundbruch im bodenmechanischen Sinne auf, gefolgt von einem „Injektionsstrahl“, der das Sohlgefüge stark auflockert, aber keinen Materialtransport liefert.
- Durch eine periodische Geschwindigkeitspulsation des Strahls wird eine Vergleichmäßigung des Sohlgriffs erreicht und damit günstigere Erosions- und Transportbedingungen geschaffen, die zu einer Vergrößerung des Kolkendvolumens um den Faktor 2 bis 3 führen.

## Schrifttum

- [1] Rouse, H.: „Criteria for Similarity in the Transportation of Sediment“, Proc. of Hydr. Conf., Pasadena, 1942
- [2] Favre-Marinet, M. et al.: „Jets Instationnaires“, Etudes No. 2, Structure Des Jets Pulsants, Université Grenoble, Octobre 1971 et Juin 1972
- [3] Westrich, B., H. Kobus: „Erosion of a Uniform Sand Bed by Continuous and Pulsating Jets“, Proc. IAHR Congress, 1973, Istanbul
- [4] Westrich, B.: „Erosion eines gleichkörnigen Sandbettes durch stationäre und pulsierende Strahlen“, Bericht SFB 80/ET/17, Universität Karlsruhe, 1974
- [5] Leister, P.: „Impuls- und Stofftransport in pulsierenden Prallstrahlen“, Bericht SFB 80/ET/85, Universität Karlsruhe, 1977
- [6] Kobus, H., P. Leister, B. Westrich: „Flow Field and Scouring Effects of Continuous and Pulsating Jets“, IAHR Journal, 1979, Vol. 17
- [7] Min, W.C., J. Kabir: „Impingement of Water Jets on Nonuniform Streambed“, ASCE Journal of the Hydraulics Division, April 1983

Anschriften der Verfasser: Dr.-Ing. Bernhard Westrich, Institut für Wasserbau, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 61, D-7000 Stuttgart 80, Prof. Dr. Helmut Kobus, Institut für Wasserbau, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 61, D-7000 Stuttgart 80