

# Berechnungsmethode für Luftschleier-Strömungen zur Auslegung von Preßluft-Ölsperren

Eine Berechnungsmethode für die durch einen Luftschleier induzierte Wasserströmung wird hergeleitet und als Grundlage zur Bemessung von Preßluft-Ölsperren benutzt. Die Abhängigkeit der maximalen Oberflächengeschwindigkeit von dem Luftstrom und von der Wassertiefe wird diskutiert; das Ergebnis wird mit empirischen Formeln und den verfügbaren Natur- und Labormessungen verglichen. Widersprüchlichkeiten der herkömmlichen Formeln finden eine Erklärung, die Übereinstimmung zwischen Messungen und Berechnung ist zufriedenstellend.

A method for predicting the water flow induced by an air-bubble system is derived and used as a basis for the design of pneumatic oil barriers. The dependence of the maximum water velocity at the surface upon both the air discharge and the water depth is discussed, the results are compared with empirical formulas and available field and laboratory data. Discrepancies of traditional formulas find an explanation; the agreement between measurements and analysis is satisfactory.

## 1. Einleitung

Luftschleier haben im Wasserbau mannigfache Verwendung gefunden [1]; so zum Beispiel bei der Eisfreiheit von Gewässern, zum Verhindern von Schlackeintrieb in Hafenbecken, zur künstlichen Sauerstoffanreicherung in Gewässern oder als „Unterwasserzaun“ auf Fischfarmen. Ganz besonders hat sich der Luftschleier im Einsatz als Ölsperre [2] bewährt, da eine Preßluft-Ölsperre keinerlei Behinderung der Schifffahrt mit sich bringt, einfach zu bedienen und stets einsatzbereit ist. Die Sperrwirkung beruht darauf, daß an der Wasseroberfläche eine Strömung erzeugt wird, die dem sich ausbreitenden Ölfilm entgegenwirkt und ihn daran hindert, bis jenseits des Luftschleiers vorzudringen. Die Sperrwirkung steht dabei in direkter Beziehung zur maximalen vom Luftschleier erzeugten Geschwindigkeit an der Oberfläche oder dem maximal realisierbaren Staudruck der induzierten Wasserströmung. Zur Auslegung einer Preßluft-Ölsperre ist es daher erforderlich zu wissen, welche maximalen Oberflächengeschwindigkeiten ein Luftschleier unter gegebenen Bedingungen erzeugen kann.

Obwohl die Wirkungsweise eines Luftschleiers qualitativ geklärt ist und sich zahlreiche Luftschleieranlagen in der Praxis bewährt haben, gibt es bis heute keine zuverlässigen Bemessungsgrundlagen für solche Anlagen. Die bisher bekannten empirischen Formeln führen zu widersprüchlichen Aussagen und besitzen jeweils nur Gültigkeit in einem eng begrenzten Bereich von Wassertiefen. Noch immer werden Preßluft-Ölsperren umständlich nach Düsendurchmesser, Düsenabstand, Innendruck im Düsenrohr etc. bemessen, obwohl bekannt ist, daß einzig und allein die freigegebene Luftmenge das Strömungsbild bestimmt und die Art und Weise der Luftzugabe ohne Bedeutung ist. Noch immer findet sich als Erklärung der Wirkungsweise die Feststellung, daß Wasser von dem durch den Blasenstrom erzeugten „Hügel“ herabströmt, obwohl diese örtliche Verformung der Oberfläche nur eine Nebenerscheinung des Strömungsvorganges ist.

In der vorliegenden Arbeit soll der Versuch unternommen werden, anhand einer klaren Darstellung der Strömungsverhältnisse in einem Luftschleier in stehendem Gewässer die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Einflußgrößen und dem resultierenden Geschwindigkeitsfeld aufzuzeigen. Es wird ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Strömungsgeschwindigkeit und der sekundlichen Luftmenge  $Q_0$  sowie der Wassertiefe  $H$  hergeleitet. Für die Auslegung von Ölsperren interessiert insbesondere die maximale Strömungsgeschwindigkeit  $v_m$  an der Oberfläche, die unter den jeweiligen Umständen erreicht werden kann.

## 2. Beschreibung der Wirkungsweise eines Luftschleiers

Eine Luftschleieranlage besteht aus einer mit Düsen versehenen Druckluftleitung, die am Boden eines Gewässers verlegt (oder an Schwimmkörpern in einer bestimmten Wassertiefe aufgehängt) und von einer Kompressoranlage gespeist wird. Aus den Düsen (gebräuchliche Durchmesser 0,5 bis 3 mm, übliche Abstände 10 bis 50 cm) entströmt hierbei ein kontinuierlicher Luftstrahl, der sich infolge des plötzlichen Druckabfalls rasch ausdehnt und in Luftblasen verschiedener Größen zerfällt. Nach einem gewissen „Anlaufbereich“ (Bild 1), in dem die Druckverhältnisse und die geometrische Ausbildung der Düsen das Strömungsfeld beeinflussen, nähert sich nach [3] die Steiggeschwindigkeit des Blasenstroms einem Grenzwert, der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$ , die ausschließlich durch den Luftstrom  $Q_0$  (Strom des atmosphärischen Luftvolumens pro Zeit) bestimmt wird und von der Wassertiefe unabhängig ist<sup>1)</sup>. Die infolge Auftriebs aufsteigenden Luftblasen üben eine Kraft auf das umgebende Wasser aus, der zufolge eine Wasserströmung zustande kommt, die der Auftriebs-Strömung über einer linienförmigen Temperaturquelle (Flamme) vergleichbar ist. Hierbei ist zu beachten, daß der Impulsfluß dieser Strömung mit der Höhe über dem Düsenrohr ständig zunimmt und sehr rasch so groß wird, daß der zusätzliche Ausgangsimpuls des Düsenstrahls mit guter Näherung vernachlässigt werden kann. In diesem Strömungsfeld wird mit zunehmender Höhe eine ständig wachsende Wassermenge in eine aufwärts gerichtete Bewegung gesetzt. Da der Auftrieb der Luftblasen — charakterisiert durch den Luftstrom und die Blasensteiggeschwindigkeit — die überwiegende Ursache der Strömung ist, erscheint es gerechtfertigt, daß ausschließlich die sekundliche Luftmenge und die Wassertiefe bei der analytischen Behandlung berücksichtigt werden. Es kann mit guter Näherung angenommen werden, daß die örtlichen Verhältnisse der Luftzufuhr ohne Belang für die resultierende Strömung sind und diese lediglich im örtlich eng begrenzten Anlaufbereich beeinflussen können.

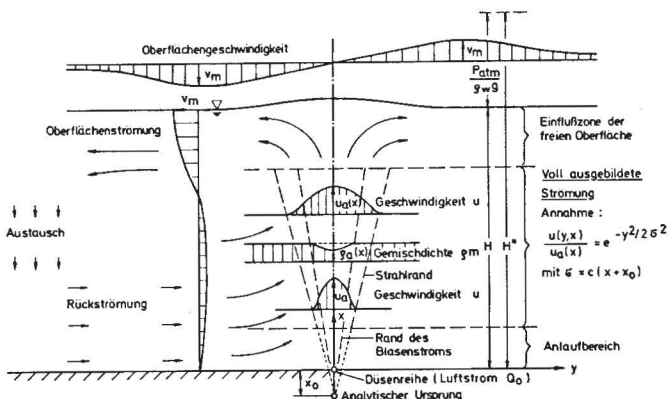


Bild 1. Definitionsskizze für das Luftschleier-Strömungsfeld

An der Wasseroberfläche tritt die aufsteigende Luft aus, während der induzierte Wasserstrahl seitlich umgelenkt wird, ähnlich wie beim Auftreffen eines Strahles auf eine Wand.

<sup>1)</sup> Untersuchungen über das Aufsteigen von Luftblasen haben bis heute noch keinen Hinweis erbracht, daß die Aufsteiggeschwindigkeit sich mit der Wassertiefe ändert, obwohl dies infolge der Änderung des Blasenvolumens mit dem Druck oder der Wassertiefe zu erwarten wäre. Dies ist verständlich, wenn man bedenkt, daß sich (mit Ausnahme extrem kleiner Blasen) die Aufsteiggeschwindigkeit nur wenig mit dem Blasendurchmesser ändert und daß dieser wiederum nur mit der dritten Wurzel des Blasenvolumens oder des örtlichen Druckes variiert.

Hierbei treten die größten Horizontalgeschwindigkeiten an der Oberfläche auf. Senkrecht über der Düsenreihe ergibt sich aus Symmetriegründen ein Staupunkt. Die Oberflächen-geschwindigkeiten erreichen in einem gewissen seitlichen Ab-stand von der Düsenreihe ihr Maximum und nehmen dann mit weiter zunehmendem Abstand kontinuierlich ab, wobei die Dicke des auf diese Art erzeugten Oberflächenstrahls ständig zunimmt. Aus Kontinuitätsgründen muß gleichzeitig in den unteren Regionen Zustromung zum Luftschleier hin herrschen, die in die Auftrieb-Strahlströmung einmündet. Die geschilderten Strömungsverhältnisse sind in Bild 1 dargestellt und in [3] im Detail beschrieben.

### 3. Diskussion verschiedener Einflußgrößen

#### 3.1. Art der Luftzugabe

Silberman [4] hat für den Zerfall von Gasstrahlen in Flüssigkeiten gezeigt, daß für den gesamten in der Praxis interessierenden Bereich von Düsendurchmessern (0,8 bis 13 mm) die resultierenden größten Blasendurchmesser und die Verteilung der Blasengrößen ausschließlich von der zugeführten Gas-menge pro Zeiteinheit abhängen und sich weder mit den Fluideigenschaften noch mit dem Düsendurchmesser ändern. Daraus folgt in Übereinstimmung mit der in Abschnitt 2 ge-ggebenen Darstellung, daß die Art der Luftzugabe keinen bzw. nur einen örtlich begrenzten Einfluß auf die Strömungsver-hältnisse haben kann. Hierauf hat als erster Baines [5] hingewiesen; inzwischen wurde dies durch zahlreiche Messungen bestätigt [6, 7]. Daß das induzierte Geschwindigkeitsfeld mit Ausnahme des düsen-nahen Bereichs ausschließlich durch den Luftstrom  $Q_0$  gekennzeichnet ist, wird aus Bild 2 ersicht-lich, wo Meßergebnisse für Geschwindigkeiten über Einzeldüsen [3] bei gleichem Luftstrom, jedoch unterschiedlicher Art der Luftzugabe dargestellt sind. Diese Tatsache vereinfacht die Behandlung des Problems wesentlich, da zur Beschrei-bung der Art der Luftzugabe mindestens vier Parameter er-forderlich sind (Düsendurchmesser, -abstand, -form, Druck im Düsenrohr), die somit aus der Betrachtung ausgeklammert werden können.

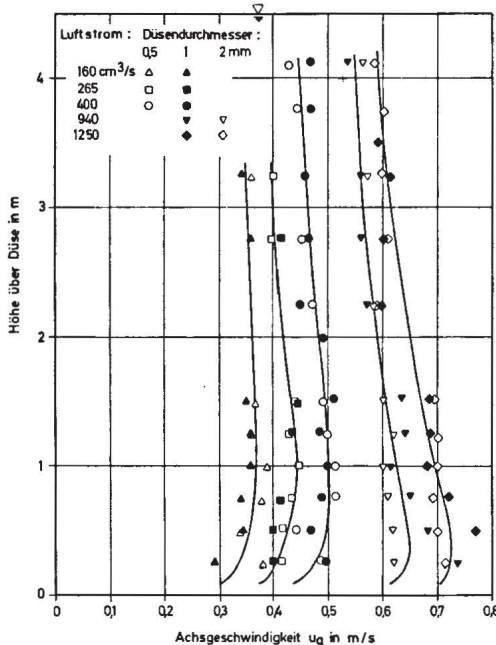


Bild 2. Vertikale Geschwindigkeitsprofile über Einzeldüsen

#### 3.2. Einfluß des Luftstroms

G. I. Taylor [8] hat die durch einen Luftschleier hervorgeru-fene Strömung in Analogie zur Konvektionsströmung über einer Wärmequelle behandelt und so gefunden, daß die re-sultierenden Geschwindigkeiten sich proportional der dritten

Wurzel der zugeführten Luftmenge pro Zeiteinheit ändern müßten. Eine Dimensionsanalyse des Strömungsvorganges führt ebenfalls zu dieser Proportionalität, indem sie die dritte Wurzel aus  $(gQ_0)$  als relevante Bezugsgröße zur dimensions-losen Darstellung von Geschwindigkeiten liefert. Alle bisher bekannt gewordenen Naturmessungen bestätigen im wesent-lichen diesen funktionalen Zusammenhang, wenngleich ver-schiedene Autoren geringfügige Abweichungen des Expo-nenten der Luftmenge von dem Wert  $1/3$  berichten. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß solche Abweichungen vermutlich auf Unzulänglichkeiten der Messungen beruhen und aus den vor-liegenden Daten nicht schlüssig nachgewiesen werden kö-nnen, da sowohl die Geschwindigkeitsmessungen unter Na-turbedingungen oft groben Fehlereinflüssen ausgesetzt sind als auch der jeweils untersuchte Luftmengenbereich eng be-grenzt ist.

#### 3.3. Einfluß der Wassertiefe

Über den Einfluß der Wassertiefe auf die resultierende Ober-flächengeschwindigkeit finden sich widersprüchliche Aussagen in der Literatur. Hensen [1] und Stehr [2] kommen aufgrund ihrer Betrachtungen zu dem Schluß, daß bei konstantem Luft-strom die resultierende maximale Oberflächengeschwindig-keit  $v_m$  mit zunehmender Wassertiefe stets wachsen müsse. Bulson [6] hingegen fand in seinen Naturversuchen eine ma-ximale Oberflächengeschwindigkeit, die für eine vorgegebene Luftmenge mit zunehmender Wassertiefe abnimmt. Eine Zu-sammenstellung verschiedener Meßergebnisse aus dem Delf-ter Waterloopkundig Laboratorium [9] zeigt bei konstantem Luftstrom zunehmende Oberflächengeschwindigkeiten mit zu-nehmender Wassertiefe bis  $H=2$  m; für größere Wassertiefen bleibt danach  $v_m$  jedoch annähernd konstant. Dieses nicht-lineare Verhalten macht deutlich, daß einfache Extrapolationen von Messungen auf Verhältnisse bei anderen Wassertiefen nicht ohne weiteres zulässig sind.

### 4. Ermittlung des durch einen Luftschleier erzeugten Strömungsfeldes

#### 4.1. Dimensionsbetrachtungen

Die sekundliche Wassermenge  $Q_W$  in  $m^3/s \cdot m$ , die eine hori-zontale Ebene im Abstand  $x$  über der Düse durchströmt (bzw. die Vertikalgeschwindigkeit  $u(y)$  in dieser Ebene) ist abhängig von dem zugeführten Luftstrom  $Q_0$  in  $m^3/s$  pro lfd. Meter, dem Düsenabstand  $x$ , der Fallbeschleunigung  $g$  und den Fluideigenschaften von Wasser und Luft:

$$Q_W \left. \begin{matrix} \left. \right\} = \left\{ \begin{matrix} f_1 \\ f_2 \end{matrix} \right\} [Q_0; x; g; \rho_W; \rho_L; \gamma_W; \sigma_{WL}] \quad (1)$$

Wählt man  $Q_0$ ,  $g$  und  $\rho_W$  als Bezugsgrößen, so ergeben sich hieraus die dimensionslosen Beziehungen

$$\left. \begin{matrix} Q_W/Q_0 \\ u(y) \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} f_3 \\ f_4 \end{matrix} \right\} \left[ \frac{x}{\sqrt[3]{gQ_0^2}}; \frac{\rho_L}{\rho_W}; \frac{Q_0}{\gamma_W}; \frac{\sqrt[3]{gQ_0^4}}{\sigma_{WL}/\rho_W} \right] \quad (2)$$

Betrachtet man stets einen turbulenten Blasenstrom von Luft in Wasser gleicher Zusammensetzung und Temperatur, dann ist

$$\frac{\rho_L}{\rho_W} = const; \frac{\sqrt[3]{gQ_0^4}}{\sigma_{WL}/\rho_W} > \frac{\sqrt[3]{gQ_0^4}}{\sigma_{WL}/\rho_W} \Big|_{kritisch}; \frac{Q_0}{\gamma_W} > \frac{Q_0}{\gamma_W} \Big|_{kritisch} \quad (3)$$

wobei das Subskript „kritisch“ den Wert der Parameter be-zeichnet, von dem aus die Kräfte infolge Oberflächenspan-nung bzw. Zähigkeit vernachlässigbar klein im Vergleich zu den Trägheitsreaktionen werden und somit der Strömungs-vorgang von diesen Parametern unabhängig wird. Hiermit

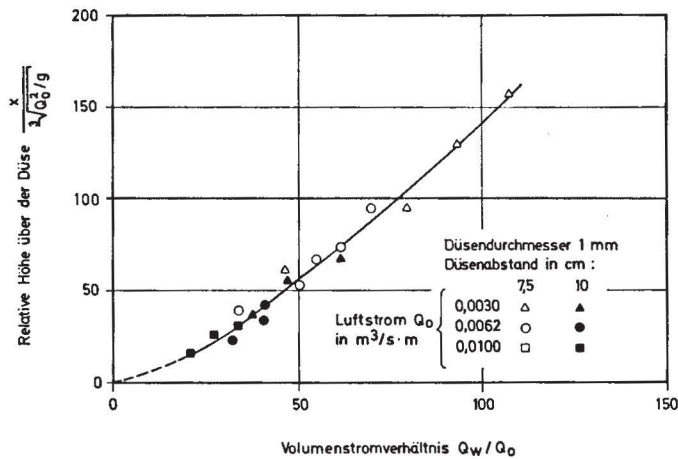


Bild 3. Volumenstromverhältnis für Düsenreihen

reduzieren sich die Beziehungen auf

$$\left. \begin{matrix} Q_W/Q_0 \\ u(y) \\ \sqrt[3]{gQ_0} \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} f \\ f' \end{matrix} \right\} \left[ \frac{x}{\sqrt[3]{Q_0^2/g}} \right] \quad (4)$$

Die Ergebnisse aus Wassergeschwindigkeits-Messungen im Labor [3] für verschiedene Werte von  $x$  und  $Q_0$  sind in Bild 3 zusammengestellt; sie zeigen für den Untersuchungsbereich einen eindeutigen Zusammenhang zwischen den beiden Parametern der Gl. (4). Betrachtet man nun die maximale Geschwindigkeit  $v_m$  an der Oberfläche ( $x=H$ ) (bzw. den seitlichen Abstand  $y_0$ , in dem dieser Wert auftritt), so ergibt sich analog

$$\left. \begin{matrix} v_m \\ \sqrt[3]{gQ_0} \\ y_0/H \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} F_1 \\ F_2 \end{matrix} \right\} \left[ \frac{H}{\sqrt[3]{Q_0^2/g}}; \frac{\rho_L}{\rho_W}; \frac{Q_0}{\gamma_W}; \frac{\sqrt[3]{gQ_0^4}}{\sigma_{WL}/\rho_W} \right] \quad (5)$$

und für einen turbulenten Luftblasenstrom in Wasser

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = F \left[ \frac{H}{\sqrt[3]{Q_0^2/g}} \right] \text{ an der Stelle } \frac{y_0}{H} = F' \left[ \frac{H}{\sqrt[3]{Q_0^2/g}} \right] \quad (6)$$

#### 4.2. Analytische Ansätze für das Geschwindigkeitsfeld

Die im folgenden skizzierte analytische Behandlung der aufwärtsgerichteten Strömung basiert auf der Vorstellung einer Auftrieb-Strahlströmung, deren Impulsfluß infolge des Auftriebs ständig wächst.

Das Inkrement  $dA$  der Auftriebskraft einer Scheibe von der Dicke  $dx$  im Querschnitt  $x$  ist

$$dA(x) = Q_0 \cdot \left( \frac{\rho_L^{atm}}{\rho_L^x} \right) \cdot \frac{dx}{\bar{u}_b} (\rho_W - \rho_L) g \quad (7)$$

wobei die örtliche Dichte der Luft im Querschnitt  $x$  durch

$$\rho_L^x = \frac{\rho_L^{atm} g}{P_{atm}} \rho_W (H^* - x) \text{ mit } H^* = H + P_{atm}/(\rho_W g) \quad (8)$$

gegeben ist. Hieraus folgt (mit  $\rho_W - \rho_L \approx \rho_W$ )

$$A(x) = \frac{P_{atm} Q_0}{\bar{u}_b} \int_0^x \frac{d\xi}{H^* - \xi} = \frac{P_{atm} Q_0}{\bar{u}_b} \ln \left( \frac{H^*}{H^* - x} \right) \quad (9)$$

Außerhalb des Anlaufbereichs (wo der Ausgangsimpuls  $M_0$  der Düse vernachlässigt werden kann) gilt dann

$$M(x) = \frac{P_{atm} Q_0}{\bar{u}_b} \ln \left( \frac{H^*}{H^* - x} \right) \quad (10)$$

Hierbei ist die Kompressibilität der Luft berücksichtigt.

Aus den Meßergebnissen [3] geht hervor, daß das Geschwindigkeitsfeld durch ähnliche Profile in Form Gauss'scher Glockenkurven beschrieben werden kann. Die Breite dieser Profile wächst außerhalb des Anlaufbereichs linear mit dem Abstand von einem „analytischen Ursprung“, der im Abstand  $x_0$  unterhalb der Düsenebene liegt (Bild 1). Dieser analytische Ursprung ergibt sich als Schnittpunkt der nominellen Strahlränder mit der Strahlachse bei einer linearen Rückwärts-Extrapolation durch den Anlaufbereich hindurch. Entsprechend wird für das Geschwindigkeitsfeld angesetzt

$$\frac{u(y, x)}{u_a(x)} = e^{-y^2/2\sigma^2} \text{ mit } \sigma = c(x+x_0) \quad (11)$$

wobei  $c$  die Zuwachsrate der Strahlbreite ist.

In [3] wurde gezeigt, daß außerhalb des Anlaufbereichs ohne Fehler  $\rho_m \approx \rho_W$  gesetzt werden kann; hiermit ergeben entsprechende Integrationen des Geschwindigkeitsprofils

$$\rho_W Q_W(x) = 2 \int_0^\infty \rho_m(y, x) \cdot u(y, x) dy = \sqrt{2\pi} \rho_W u_a(x) \cdot c(x+x_0) \quad (12)$$

und

$$M(x) = 2 \int_0^\infty \rho_m(y, x) \cdot u^2(y, x) dy = \sqrt{\pi} \rho_W u_a^2(x) \cdot c(x+x_0) \quad (13)$$

Für vernachlässigbare Druckdifferenzen im Strahl (eine Voraussetzung, die außerhalb des Anlaufbereichs gegeben sein dürfte) können nun die beiden Gleichungen (10) und (13) für den Impulsfluß  $M(x)$  gleichgesetzt werden. Hieraus erhält man die Geschwindigkeit in der Strahlachse

$$u_a(x) = \left[ \frac{P_{atm} \cdot Q_0}{\sqrt{\pi} \rho_W \bar{u}_b c} \cdot \ln \left( \frac{H^*}{H^* - x} \right) \right]^{1/2} \quad (14)$$

und hiermit aus Gl. (12) das Volumenstromverhältnis

$$\frac{Q_W(x)}{Q_0} = \left[ 2g\sqrt{\pi} \left( \frac{P_{atm}}{\rho_W g} \right) \frac{c}{\bar{u}_b Q_0} (x+x_0) \ln \left( \frac{H^*}{H^* - x} \right) \right]^{1/2} \quad (15)$$

Setzt man nun in Anlehnung an Taylor [8] an, daß die maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  mit jener Achsgeschwindigkeit gleichgesetzt werden kann, die im Falle ohne freie Oberfläche im Querschnitt der Oberfläche ( $x=H$ ) vorhanden wäre, so folgt aus Gl. (14) mit  $v_m = u_a(H)$

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = \left[ \frac{\sqrt[3]{gQ_0}}{\sqrt{\pi} \cdot \bar{u}_b \cdot c} \cdot \frac{P_{atm}/(\rho_W g)}{(H+x_0)} \cdot \ln \left( \frac{H^*}{P_{atm}/(\rho_W g)} \right) \right] \quad (16)$$

#### 4.3. Experimentelle Ergebnisse

Mit Gl. (16) liegt eine analytische Gleichung für die maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  vor, in der drei empirische Werte enthalten sind: die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$ , die Zuwachsrate  $c$  der Strahlbreite und der Abstand  $x_0$  des analytischen Ursprungs von der Düse. Zur Bestimmung dieser Werte wurden zahlreiche Versuche [3] für verschiedene Düsendurchmesser und Düsenabstände bei Wassertiefen bis zu 4,5 m durchgeführt; der Luftstrom wurde von Null bis 0,78  $m^3/min \cdot m$  variiert. Mit Hilfe der in den Bildern 4 bzw. 5 dargestellten Beziehungen zwischen  $\bar{u}_b$  bzw.  $c$  und dem Luftstrom ergibt sich danach für den gesamten Untersuchungsbereich

$$\left[ \frac{\sqrt[3]{gQ_0}}{\sqrt{\pi} \cdot \bar{u}_b \cdot c} \right]^{1/2} = 1,75 = const; \quad x_0 = 0,8 m = const. \quad (17)$$

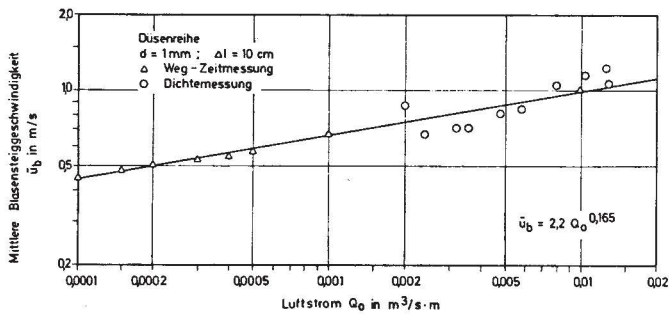


Bild 4. Mittlere Blasensteiggeschwindigkeit als Funktion des Luftstroms

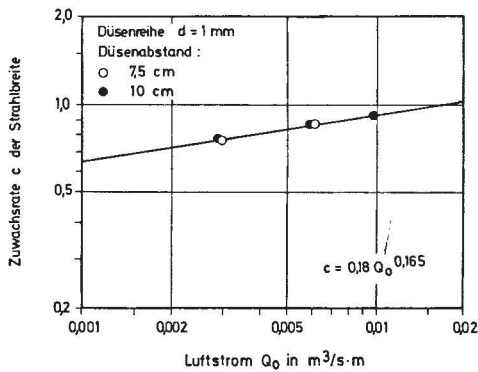


Bild 5. Zuwachsrate der Strahlbreite als Funktion des Luftstroms

Besondere Beachtung verdient hierbei die Tatsache, daß keiner der empirischen Werte von der Wassertiefe abhängig ist; es erscheint daher zulässig, die analytischen Ansätze mit den bei Wassertiefen bis zu 4,5 m gewonnenen Werten auch auf größere Wassertiefen anzuwenden. Die Beziehungen (17) zeigen keine Abhängigkeit vom Luftstrom im untersuchten Bereich; vergleichbare Messungen an Einzeldüsen [3] wurden auch für sehr große sekundliche Luftmengen durchgeführt und ergaben für den gesamten Meßbereich entsprechende Beziehungen zwischen  $\bar{u}_b$  bzw.  $c$  und dem Luftstrom. Es kann daher angenommen werden, daß die Beziehungen (17) für alle praktisch vorkommenden Luftströme Gültigkeit haben.

Mit den Werten aus Gl. (17) ergibt sich

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1,75 \sqrt{\frac{Patm / (\rho_w g)}{(H+x_0)} \ln \left( 1 + \frac{H}{Patm / (\rho_w g)} \right)} \quad (18)$$

Diese Beziehung erlaubt eine Berechnung der maximalen Oberflächengeschwindigkeit einer Luftschleieranlage in erster Näherung, und zwar für beliebig große Wassertiefen (nach unten begrenzt durch den Anlaufbereich, im allgemeinen einige dm) und für alle praktisch interessanten Luftströme.

#### 4.4. Vergleich der hergeleiteten Beziehung mit empirischen Formeln

Zum direkten Vergleich mit Gl. (18) werden die bisher bekannten empirischen Formeln dargestellt in der Form

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = F(H) \quad (19)$$

wobei der Quotient auf der linken Seite eine dimensionslose Größe ist. In der Literatur finden sich folgende Formeln: Kurihari [7]:

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 2,14 H^{2/3} \quad (H \text{ in } m) \quad (20)$$

Delfter Formel [9]:

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1,31 Q_0^{0,04} \quad \text{für } H \geq 2m \quad (Q_0 \text{ in } m^3/s \cdot m) \quad (21)$$

Bulson [6]:

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1,46 \left( \frac{H+H_0}{H_0} \right)^{-1/3} \quad (H_0 = 10m) \quad (22)$$

Stehr (weiterentwickelt aus der von Krolewski [10] angegebenen Form):

unterkritisch (Schallgeschwindigkeit an der Düse nicht erreicht)

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1,34 \left[ \frac{(z/l)^2}{F_D} \right]^{0,033} \cdot \left[ \frac{(p_i/p_a)^{0,286-1}}{(p_i/p_a)^{1,46}} \right]^{0,033} \cdot \left[ \frac{(1+0,1H)^{0,067}}{(1+0,05H)^{0,4}} H^{0,4} \right]^{0,033} \\ \approx (1,31 \pm 10\%) \frac{(1+0,1H)^{0,067}}{(1+0,05H)^{0,4}} H^{0,4} \quad (H \text{ in } m)$$

überkritisch (Schallgeschwindigkeit an der Düse)

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1,21 \left[ \frac{(z/l)^2}{F_D} \right]^{0,033} \cdot \left[ \frac{(1+0,1H)^{0,08}}{(1+0,05H)^{0,4}} H^{0,4} \right]^{0,033} \\ \approx (1,31 \pm 10\%) \frac{(1+0,1H)^{0,08}}{(1+0,05H)^{0,4}} H^{0,4} \quad (23)$$

Hierzu ist zu bemerken, daß mit Ausnahme der Gleichung von Bulson keine der zitierten empirischen Formeln dimensionslos ist. Bulson und Kurihari haben die Abhängigkeit von der dritten Wurzel des Luftstroms bereits von vornherein in ihre Betrachtungen einbezogen, so daß dort die rechte Seite der Gleichung ausschließlich von der Wassertiefe abhängig ist, während in der Delfter Formel und in den Ausdrücken von Stehr auf der rechten Seite noch „Restglieder“ auftauchen, die von dem Luftstrom bzw. der Düsengeometrie etc. abhängig sind. Diese kommen dadurch zustande, daß die empirisch ermittelten Exponenten in der Beziehung zwischen Geschwindigkeit und Luftstrom geringfügig von dem Wert  $1/3$  abweichen, was vermutlich auf Meßfehler bzw. Unsicherheiten bei der Festlegung der Ausgleichskurven zurückzuführen ist.

Aus Gl. (23) wird ersichtlich, daß auch in den Formeln von Stehr als wesentliches Element die dritte Wurzel des Luftstromes implizit enthalten ist; die Restglieder, in denen die Düsengeometrie und der Luftdruck enthalten sind, haben nur geringen Einfluß auf das Ergebnis und bewirken im praktisch interessierenden Variationsbereich allenfalls Änderungen von  $\pm 10\%$ , was bereits innerhalb der möglichen Meßgenauigkeit liegen dürfte. Demnach kann auch die langwierige Bemessung nach diesem Verfahren durch eine einfachere, direkte Methode ersetzt werden.

#### 4.5. Vergleich der berechneten maximalen Oberflächengeschwindigkeiten mit Natur- und Labormessungen

Zum Vergleich mit den verschiedenen Formeln für die maximalen Oberflächengeschwindigkeiten sind in Bild 6 Meßwerte aus Labor- und Naturmessungen für Wassertiefen von 20 cm bis 10,4 m aufgetragen, die aus verschiedenen Quellen zusammengestellt wurden.

Bei der Heranziehung von Naturmessungen bereitet die Tatsache Schwierigkeiten, daß der seitliche Abstand  $y_0$  zwischen der Luftschleierachse und dem Ort, an dem die maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  auftritt, nicht bekannt ist. Die zitierten Arbeiten enthalten hierüber keine Angaben, die Vermutung liegt nahe, daß die meisten Messungen bei seitlichen Abständen durchgeführt wurden, die von  $y_0$  abweichen: die vorliegenden Ergebnisse dürften dementsprechend niedrigere Geschwindigkeiten als  $v_m$  darstellen.

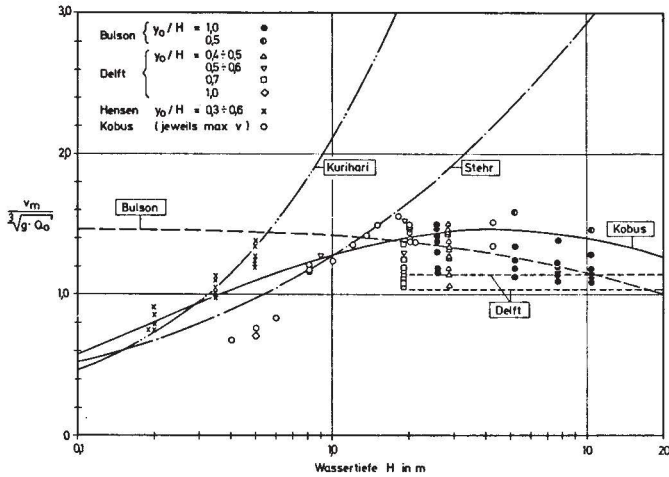


Bild 6. Maximale Oberflächengeschwindigkeit als Funktion von Luftstrom und Wassertiefe

Es läßt sich vermuten, daß der seitliche Abstand  $y_0$  in einem festen Verhältnis zu der Breite  $c(H+x_0)$  des aufwärts gerichteten Strahls an der Wasseroberfläche steht, so daß näherungsweise

$$y_0/H \propto c/Q_0 \quad (24)$$

angenommen werden kann: der dimensionslose Abstand  $y_0/H$  würde demnach mit zunehmendem Luftstrom geringfügig anwachsen. Die verfügbaren Meßergebnisse sind allerdings nicht ausreichend, um diese Vermutung zu bestätigen, sie weisen lediglich darauf hin, daß in den vorliegenden Fällen der Maximalwert  $v_m$  bei seitlichen Abständen von  $y_0/H = 0,5 \div 0,7$  erreicht ist. In Ermangelung ausreichender Meßdaten in diesem Bereich sind in Bild 6 Meßwerte bei seitlichen Abständen  $y_0/H$  von 0,4 bis 1,0 aufgetragen, wobei die meisten Naturdaten von Bulson bei  $y_0/H = 1$  aufgenommen wurden.

Aus Bild 6 wird ersichtlich, daß die hier abgeleitete Formel im gesamten Bereich von Wassertiefen eine vernünftige obere Grenze für die vorliegenden Meßwerte darstellt. Insbesondere reflektiert sie als einzige der Formeln den zunächst starken Anstieg von  $v_m$  mit der Wassertiefe (in Übereinstimmung mit Kurihari und Stehr), das Erreichen eines Maximalwertes bei  $H \approx 4,5$  m, sodann ein leichtes Abnehmen von  $v_m$  mit weiter zunehmender Wassertiefe (in Übereinstimmung mit der Delfter Formel und Bulson). Im Gegensatz hierzu gelten die zitierten empirischen Formeln jeweils nur für kleine oder große Wassertiefen und zeigen außerhalb ihres begrenzten Gültigkeitsbereichs erhebliche Abweichungen von den Meßwerten. Als Ergebnis der dargestellten Betrachtungen steht somit erstmals eine Formel zur Verfügung, von der erwartet werden kann, daß sie ausreichend genaue Vorhersagen der zu erwartenden Maximalgeschwindigkeiten für den gesamten Bereich möglicher Wassertiefen liefert. Selbst im Bereich sehr kleiner Wassertiefen ist die Übereinstimmung mit den Messungen angesichts der Tatsache noch befriedigend, daß hier die Voraussetzungen der analytischen Behandlung nicht mehr erfüllt sind.

## 5. Neue Berechnungsmethode für Preßluft-Ölsperren

### 5.1. Zusammenhang zwischen Luftzugabe und Luftstrom

Liegen für eine Preßluftanlage Angaben über Düsendurchmesser, Düsenabstand, Düsenform, Innendruck in der Luftleitung und Wassertiefe vor, so kann die freigegebene sekundliche Luftmenge pro Längeneinheit am besten aus einer für die gewählten Düsen experimentell bestimmten Eichkurve ermittelt werden. Ein Beispiel hierfür ist in Bild 7 dargestellt. Da die Druck- und Dichteverhältnisse vor und hinter der Düse

eindeutig festliegen, liefert die Eichkurve direkt den von einer Einzeldüse freigegebenen Luftstrom, die sekundliche Luftmenge pro Längeneinheit ergibt sich dann hieraus nach Division durch den Düsenabstand. Liegen keine entsprechenden Eichkurven vor, dann läßt sich der freigegebene Luftstrom auch näherungsweise mit Hilfe der theoretischen Geschwindigkeit  $U$  in der Düse und eines Durchflußbeiwertes  $C_D$  berechnen, welcher von der Form der Düse abhängt und üblicherweise zwischen 0,5 und 0,9 liegt. Der Luftstrom pro Längeneinheit ergibt sich aus

$$Q_0 = n \cdot C_D \cdot \left( \frac{p_i}{p_{atm}} \right) \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot U = n \cdot C_D \cdot \left( \frac{p_i}{p_{atm}} \right) \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot U \quad (25)$$

wobei  $n$  die Anzahl der Düsen pro Längeneinheit und  $d$  der Düsendurchmesser ist. Die theoretische Geschwindigkeit  $U$  in der Düse ist in Bild 8 als Funktion des absoluten Druckverhältnisses ( $p_a/p_i$ ) dargestellt.

In der Regel wird jedoch der verfügbare Luftstrom pro Längeneinheit aus der Kapazität der Kompressoranlage und der Gesamtlänge der Sperre bekannt sein, und die Fragestellung lautet nunmehr, bei gegebenem Luftstrom und gegebener Wassertiefe entweder für einen bestimmten (durch die Kompressoranlage und die Verluste im Leitungssystem nach oben begrenzten) Innendruck eine geeignete Wahl für Düsendurchmesser und Düsenabstand zu treffen, oder aber für vorgegebene Düsendurchmesser und -abstände den resultierenden Innendruck an den Düsen der Leitung zu ermitteln. Diese Fragen können sowohl anhand von Düsen Eichkurven als auch mit Hilfe von Gl. (25) beantwortet werden.

Die Dimensionierung einer Preßluftanlage sollte stets so erfolgen, daß über die gesamte Länge der Anlage eine gleichmäßige Wirkung erzielt wird, was in den meisten Fällen gleichbedeutend mit einer gleichmäßigen Luftabgabe über die Länge ist. Bei Preßluftleitungen mit großen Druckverlusten

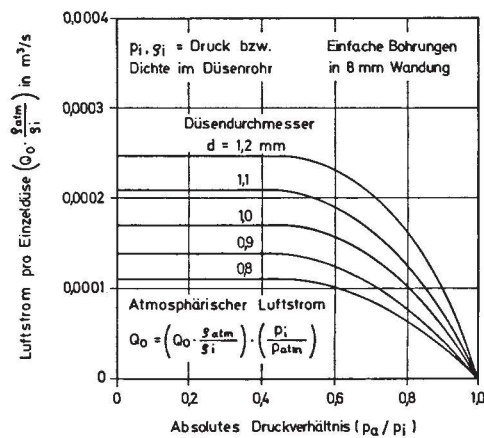


Bild 7. Typische Düsen Eichkurven

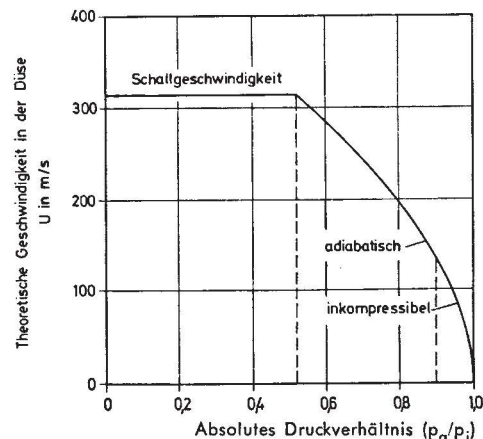


Bild 8. Theoretische Geschwindigkeit in der Düse

oder bei beträchtlichen Unterschieden in der Wassertiefe können die Druckverhältnisse über die Länge der Anlage erheblich variieren: dies führt bei gleichmäßiger Auslegung der Düsen zu unterschiedlicher Luftabgabe und somit zu „schwachen Stellen“ in der Sperre. Es ist daher ratsam, die Änderung der Druckverhältnisse über die Länge zu berücksichtigen und gegebenenfalls die Auslegung der Düsenabstände oder der Düsendurchmesser abschnittsweise so zu variieren, daß letztlich eine gleichmäßige Luftabgabe erreicht wird.

## 5.2. Erforderliche Oberflächengeschwindigkeit für eine Preßluft-Ölsperre

Eine Ölschicht breitet sich in ruhendem Wasser so lange aus, bis die Schichtdicke so klein geworden ist, daß sich die resultierenden Kräfte auf den Ölfilm infolge Druckunterschieds und infolge Oberflächenspannung das Gleichgewicht halten. Wegen der geringen Dichte  $\rho_M$  des Öls liegt die Oberfläche einer Ölschicht der Dicke  $D$  um das Maß  $\delta$  höher als der Wasserspiegel, wobei (siehe Bild 9)

$$D \cdot \rho_M g = (D - \delta) \rho_W g \quad \therefore \quad \delta = D \left( \frac{\rho_W - \rho_M}{\rho_W} \right) \quad (26)$$

Bei einer Oberflächenspannung  $\sigma_{ML}$  des Öls gegen Luft und  $\sigma_{MW}$  gegen Wasser ist das Gleichgewicht der Kräfte auf die Ölschicht gegeben durch

$$\frac{\rho_M g \cdot D^2}{2} - \frac{\rho_W g (D - \delta)^2}{2} = \frac{\rho_M g \cdot D^2}{2} \left( 1 - \frac{\rho_M}{\rho_W} \right) = \sigma_{ML} + \sigma_{MW} \equiv \sigma_M \quad (27)$$

und die Gleichgewichts-Schichtdicke in ruhendem Wasser ergibt sich zu

$$D_0 = \sqrt{\frac{2\sigma_M}{\rho_M g} \cdot \frac{\rho_W}{(\rho_W - \rho_M)}} \quad (28)$$

In strömendem Wasser wirken auf den Ölfilm zusätzlich dynamische Kräfte; infolge des Staudrucks der dem Ölfilm entgegengerichteten Strömung kann eine stärkere Ölschicht zurückgehalten werden. Eine vereinfachte Impulsbetrachtung (zweidimensional) des Gleichgewichtszustandes nach Bild 9 ergibt in diesem Fall

$$\frac{\rho_W}{2} v_S^2 (D - \delta) + \frac{\rho_W g}{2} (D - \delta)^2 = \frac{\rho_M g}{2} D^2 - \sigma_M \quad (29)$$

wobei die in erster Näherung zulässigen Annahmen getroffen wurden, daß unterhalb des Querschnitts A-A in den Schnitten I und II identische Geschwindigkeitsverteilungen herrschen und daß die Reibung an der Grenzfläche zwischen Öl und Wasser vernachlässigbar ist. Etwa vorhandene Reibungskräfte erhöhen die Sperrwirkung: die vereinfachte Betrachtung liegt daher auf der sicheren Seite. Aus Gl. (29) ergibt sich mit

$$v_S = \sqrt{g D \left[ 1 - \frac{\rho_M}{\rho_W} - \frac{2\sigma_M}{\rho_M g D^2} \right]} \quad (30)$$

ein Ausdruck für die erforderliche Oberflächengeschwindigkeit zur Zurückhaltung einer Ölschicht der Dicke  $D$  mit der Dichte  $\rho_M$  und Oberflächenspannung  $\sigma_M$ . Das letzte Glied, welches den Einfluß der Oberflächenspannung wiedergibt, spielt nur bei sehr kleinen Schichtdicken eine Rolle und verschwindet mit zunehmendem  $D$  sehr rasch.

Während die Dichte verschiedener Mineralöle stark unterschiedlich ist, bewegen sich die Oberflächenspannungen stets in derselben Größenordnung: nach Stehr [2] stellt  $\sigma_M = \sigma_{ML} + \sigma_{MW} = 5 \text{ p/m}$  einen guten Mittelwert für alle gängigen Mineralöle dar (Abweichungen bis zu etwa  $\pm 10\%$ ). Wegen der relativ geringen Bedeutung der Oberflächenspannung für die Berechnung der erforderlichen Sperrgeschwindigkeiten kann daher mit ausreichender Genauigkeit dieser

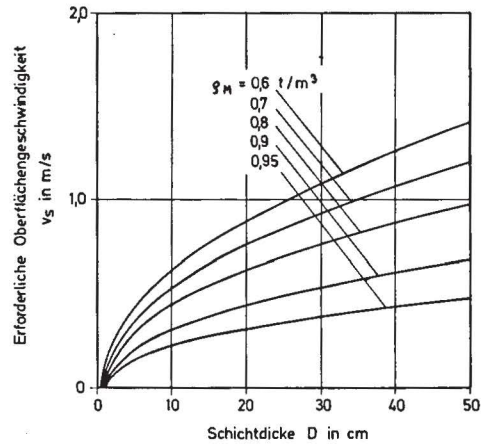
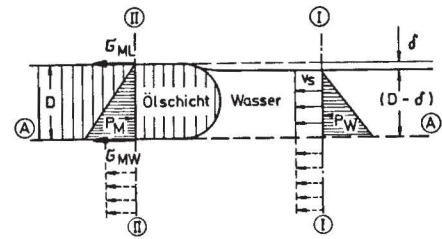


Bild 9. Erforderliche Oberflächengeschwindigkeiten für Preßluft-Ölsperren

Mittelwert für alle Mineralöle angesetzt werden. In Bild 9 ist die erforderliche Oberflächengeschwindigkeit  $v_S$  für eine Ölsperre nach Gl. (30) in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $D$  und der Dichte  $\rho_M$  des zurückzuhaltenden Ölfilms dargestellt.

## 5.3. Auslegung von Preßluft-Ölsperren

Mit Hilfe der dargelegten Berechnungsmethode für die maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  lassen sich nun Preßluft-Ölsperren einfach bemessen. Ausgangspunkt für die Auslegung ist die Schichtdicke  $D$  des zurückzuhaltenden Ölfilms; sie ergibt sich üblicherweise aus der maximal zurückzuhaltenden Ölmenge und der Oberfläche des abzusperrenden Gebiets oder Beckens mit der Annahme einer gleichmäßigen Verteilung des Öls über die gesamte Wasseroberfläche. Bild 9 liefert für diese Schichtdicke und die Dichte  $\rho_M$  der zurückzuhaltenden Mineralölsorte die erforderliche Oberflächengeschwindigkeit  $v_S$  der Preßluft-Ölsperre. Diese Sperrgeschwindigkeit  $v_S$  darf bei einer voll wirksamen Preßluftsperrung keinesfalls unterschritten werden. Andererseits stellt die maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  nach Gl. (18) einen zeitlichen Mittelwert dar, der beträchtlichen Schwankungen unterworfen sein kann: die der Bemessung zugrunde gelegte Maximalgeschwindigkeit  $v_m$  muß daher um einen Sicherheitsfaktor  $\epsilon$  höher liegen als die erforderliche Sperrgeschwindigkeit  $v_S$

$$v_m = \epsilon \cdot v_S \quad ; \quad \epsilon > 1,0 \quad (\text{z.B. } 1,5) \quad (31)$$

Bedenkt man, daß im praktischen Betrieb außerdem eventuell einzelne Düsen verstopft sein können, so erscheint der von Stehr [2] vorgeschlagene Wert  $\epsilon = 1,5$  als angebracht.

Nicht berücksichtigt in diesem Beiwert ist der Einfluß eines Winddrifts auf den Ölfilm, der unter Umständen eine erhöhte Sperrgeschwindigkeit erfordert. Nach [11] hat sich aus Labor- und Naturmessungen gezeigt, daß der relative Winddrift unabhängig von den Stoffeigenschaften des Öls und unter Naturbedingungen auch unabhängig von der absoluten Windgeschwindigkeit ist. Demnach werden in der Natur Ölfilme stets mit etwa 3,3% der jeweiligen Windgeschwindigkeit verdriftet. Für Windgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 3 bis 4 m/s würde dies beispielsweise auf erforderliche Zuschläge von 10 bis 13 cm/s hinweisen.

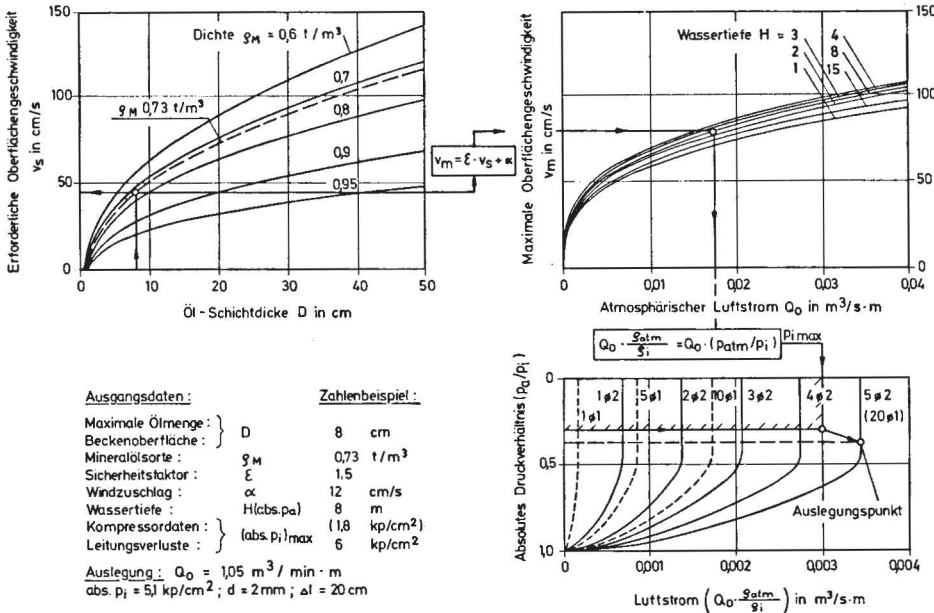


Bild 10. Nomogramm zur Auslegung von Prebluft-Ölsperren

Ebenfalls nicht berücksichtigt ist der Einfluß von Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich der Sperre. Die hier entwickelten Beziehungen gelten für Ölsperren in stehenden Gewässern; sind an der Sperre Wasserströmungen vorhanden, die nicht vom Luftschleier selbst hervorgerufen werden, so können diese erheblichen Einfluß auf die Sperrwirkung haben und diese unter Umständen völlig zunichte machen.

Nach der Wahl angemessener Sicherheitszuschläge liegt die für die Auslegung maßgebende maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  fest. Hiermit und mit dem aus Bild 6 für die vorhandene Wassertiefe ermittelten Quotienten  $v_m/(gQ_0)^{1/3}$  läßt sich der erforderliche Luftstrom  $Q_0$  bzw. nach Multiplikation mit der Länge der Sperre der Gesamtluftstrom für die Anlage berechnen.

Mit der Wahl der Kompressoranlage liegt auch der maximal erreichbare Druck in der Düsenleitung fest. Die Auswahl des Düsenrohres, der Düsendurchmesser und -abstände kann nun gemäß der unter 5.1. dargestellten Überlegungen erfolgen.

Somit ist die vollständige Auslegung einer Prebluft-Ölsperre reduziert auf vier einfache Schritte:

1. Ermittlung der erforderlichen Sperrgeschwindigkeit  $v_s$  (Bild 9)
2. Festlegung von Sicherheitszuschlägen
3. Bestimmung des erforderlichen Luftstroms  $Q_0$  aus der maximalen Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  und der Wassertiefe H (Bild 6)
4. Wahl der Anlage (Kompressor, Düsenleitung, Düsendurchmesser, -abstand) (Bild 7 und 8).

Diese Schritte sind in Bild 10 in Nomogrammform dargestellt.

#### 5.4. Zahlenbeispiel

Ein Ölhafen soll an seiner Einfahrt durch eine Prebluft-Ölsperre abgesichert werden. In dem Hafen werden Mineralöle aller Sorten umgeschlagen. Die Sperre ist so zu bemessen, daß im Falle des völligen Leerlaufes eines 1250-t-Tankers noch alles Mineralöl im Ölhafen zurückgehalten wird. Die Hafeneinfahrt ist 40 m breit und weist eine einheitliche Wassertiefe von 8 m auf. Die Beckenabmessungen sind 80 x 270 m.

(1) Ermittlung der erforderlichen Sperrgeschwindigkeit  $v_s$ : Für die Bemessung maßgebend ist die Mineralölsorte mit der kleinsten Dichte; dies sei hier Benzin mit 0,75 t/m<sup>3</sup>. Hiermit

ergibt sich bei gleichmäßiger Verteilung des Öls auf die gesamte Beckenoberfläche die Bemessungs-Schichtdicke D als Quotient aus Öl-volumen und Beckenoberfläche

$$D = \frac{1250 / 0,73}{80 \cdot 270} = 0,08 \text{ m}$$

Für diese Werte ist nach Bild 9

$$\text{erf. } v_s = 45 \text{ cm/s}$$

(2) Festlegung von Sicherheitszuschlägen:

Wählt man als Sicherheitsfaktor  $\epsilon = 1,5$  und macht für Windeffekte (die vorherrschende Windrichtung sei auf die Sperre zu gerichtet, die Bebauung bringe jedoch einen gewissen Windschutz) einen Zuschlag von 12 cm/s, so errechnet sich die maximale Oberflächengeschwindigkeit der Prebluft-Ölsperre zu

$$\text{erf. } v_m = 45 \cdot 1,5 + 12 = 80 \text{ cm/s}$$

(3) Bestimmung des erforderlichen Luftstroms: Für die Wassertiefe H = 8 m liefert Bild 6

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1,44$$

und für  $v_m = 0,8 \text{ m/s}$  folgt hieraus

$$Q_0 = 0,0175 \text{ m}^3/\text{s} \cdot \text{m} = 1,05 \text{ m}^3/\text{min} \cdot \text{m}$$

Bei einer Breite von 40 m ergibt dies einen Gesamt-Luftbedarf von

$$Q = 1,05 \cdot 40 = 42 \text{ m}^3/\text{min}$$

(4) Wahl der Anlage:

Die vorgesehene Kompressoranlage liefere 42 Nm<sup>3</sup>/min<sup>2</sup> bei einem Druck von 8 kp/cm<sup>2</sup>; die örtlichen Gegebenheiten seien so, daß im vorgesehenen Leitungssystem etwa 2 kp/cm<sup>2</sup> Druckverluste auftreten. Somit sind die Druckverhältnisse an den Düsen charakterisiert durch die Absolutwerte für

$$\text{Innendruck } p_i \leq 6 \text{ kp/cm}^2$$

$$\text{Außendruck } p_a = 0,8 + 1 = 1,8 \text{ kp/cm}^2$$

$$\text{Druckverhältnis } p_a/p_i \geq 0,3$$

Wählt man Düsen mit einem Durchmesser von d = 2 mm und einem Durchflußbeiwert  $C_D = 0,7$ , so ergibt sich die geringste Anzahl von Düsen pro Längeneinheit für den maximalen Innendruck nach Gl. (25)

$$0,0175 = n_{\min} \cdot 0,7 \left( \frac{6}{1} \right) \left( \frac{4\pi}{4} 10^{-6} \right)^{3/2} \cdot 312 \therefore n_{\min} = 4,25 \text{ Düsen/m}$$

Der zulässige Höchstabstand der Düsen beträgt demnach

$$\Delta l_{\max} = \frac{1}{n_{\min}} = 0,235 \text{ m}$$

Für die Ausführung wird ein Düsenabstand von 20 cm gewählt. Hierfür ergibt sich nach Gl. (25) wiederum ein geringerer Innendruck im Rohr (5,1 kp/cm<sup>2</sup>), so daß der vom Kompressor gelieferte Luftstrom in jedem Fall abgeführt werden kann. Vergleichsweise ergäbe sich für einen Düsendurchmesser d = 1 mm eine Düsenzah pro lfd. m von 17; in diesem Fall würden am günstigsten zwei parallele Düsenrohre mit

2) 1 Nm<sup>3</sup> = 1 Normkubikmeter = 1 m<sup>3</sup> Gas bei Atmosphärendruck und 0° Celsius

jeweiligem Düsenabstand von 10 cm (bei einem zulässigen Höchstabstand von 11,8 cm) angeordnet.

## 6. Schlußfolgerungen

Die Auslegung von Preßluft-Ölsperren kann anhand einer Berechnungsmethode erfolgen, die das Geschwindigkeitsfeld eines Luftschleiers in Abhängigkeit vom Luftstrom und der Wassertiefe angibt. Es hat sich gezeigt, daß die empirischen Bemessungsformeln unzureichend sind und insbesondere die in Deutschland gebräuchliche Bemessung nach Stehr für große Wassertiefen unrealistische Werte liefert. Die einzelnen Schritte des neuen Bemessungsverfahrens sind in Nomogrammform dargestellt.

Entgegen der bisher bestehenden Ansicht, Preßluft-Ölsperren seien um so wirkungsvoller, je größer die herrschende Wassertiefe ist, ergibt sich aus der Analyse eine optimale Wassertiefe von etwa 4,5 m. Bei vorgegebenem Luftstrom nimmt die Sperrwirkung bis zu dieser Wassertiefe zu, danach jedoch wieder ab. Dieses Ergebnis ist dann von Bedeutung, wenn die Luftleitung nicht an der Gewässersohle verlegt werden muß.

Die Kenntnis der resultierenden Oberflächengeschwindigkeit in Abhängigkeit von Luftstrom und Wassertiefe kann auch zur maßstabgerechten Darstellung von Luftschleieranlagen in wasserbaulichen Modellen herangezogen werden. Die Ähnlichkeit beschränkt sich hierbei jedoch auf die Oberflächenströmung; die Durchmischungsverhältnisse im Luftschleier lassen sich wegen der unähnlichen Blasengrößen und Luftströme nicht gleichzeitig maßstabgerecht nachbilden.

Die dargestellte Analyse ist auf Luftschleier in ruhendem Wasser beschränkt; der Einsatz in strömenden Gewässern wirft zusätzliche Probleme auf. Selbst bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten kann die Wirkung einer Preßluft-

Ölsperre stark zurückgehen und unter Umständen zu Null werden. Diese Erscheinungen werden zur Zeit an der Universität Karlsruhe im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 80 „Ausbreitungs- und Transportvorgänge in Strömungen“ untersucht.

## Schrifttum

- [1] Hensen, W.: Modellversuche mit pneumatischen Wellenbrechern. Mitt. der Hannoverschen Versuchsanstalt für Grundbau und Wasserbau, Heft 7 (Januar 1955)
- [2] Stehr, E.: Berechnungsgrundlagen für Preßluft-Ölsperren. Mitt. der Hannoverschen Versuchsanstalt für Grundbau und Wasserbau, Heft 16 (Januar 1959)
- [3] Kobus, H.: Untersuchungen über die Verminderung der besonders sinkstoffreichen Dichteströmung in Brackwassergebieten durch Luftblasenschleier. Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Berlin, Heft 50 (1969)
- [4] Silbermann, E.: Production of bubbles by the disintegration of gas jets in liquid. Proc. 5th Midwestern Conference on Fluid Mechanics, University of Mich. (1957)
- [5] National Research Council, Canada: Proceedings of the Symposium on Air Bubbling, Ottawa (1961)
- [6] Bulson, P. S.: Currents produced by an air curtain in deep water. The Dock and Harbour Authority (May 1961)
- [7] Kurihari, M.: On the Study of a Pneumatic Breakwater in Japan. Coastal Engineering in Japan, Japan SCE, Vol. VIII (1965)
- [8] Taylor, G. I.: The action of a surface current used as a breakwater. Proc. Royal Society A, Vol. 231 (1955)
- [9] Delft Waterloopkundig Laboratorium: Interner Bericht M 661 (Februar 1960)
- [10] Krolewski, H.: Auslegung einer Preßluft-Ölsperre für Binnenhäfen. Wasserwirtschaft 10 (1966)
- [11] O'Brien, J. A.: Wind Tunnel Experiments on Oil Slick Transport. Journal of Hydraulic Research, Vol. 9 No. 2 (1971)

Ein umfangreiches Literaturverzeichnis findet sich in [3]

Anschrift des Verfassers: Dr. Helmut Kobus, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, 75 Karlsruhe, Kaiserstraße 12