

**Bemessungsgrundlagen  
und Anwendungen  
für Luftschleier im Wasserbau**

von  
**Helmut Kobus**

1973

---

**ERICH SCHMIDT VERLAG**

**WASSER UND ABWASSER  
IN FORSCHUNG UND PRAXIS**



## ÜBERBLICK

Eine semi-empirische Analyse des durch einen Luftschleier erzeugten Strömungsfeldes in einem seitlich unbegrenzten Wasserkörper wurde sowohl für Einzeldüsen als auch für Düsenreihen auf der Grundlage des heutigen Wissensstandes über das Verhalten von Gasblasen in Flüssigkeiten und über Auftriebstrahlströmungen durchgeführt. Die empirischen Beiwerte wurden aus umfangreichen Versuchen für den gesamten in der Praxis interessanten Parameterbereich ermittelt. Es ergibt sich eine für Bemessungszwecke geeignete, geschlossene Ingenieurlösung in guter Übereinstimmung mit Meßdaten.

Die Beschreibung des Strömungsfeldes dient als Grundlage für die Bemessung von Luftschleieranlagen zur Anwendung im Wasserbau und im Gewässerschutz als pneumatische Ölsperren, als Anlagen zur Eisfreihaltung, zur Beeinflussung von Dichteströmungen aufgrund von Temperatur-, Salzgehalt- oder Feststoffgehalt-Unterschieden, zur Beeinflussung von Dichteschichtungen in stehenden Gewässern, zur künstlichen Gewässerbelüftung, oder als pneumatische Wellenbrecher. Für jede dieser Anwendungen wird die Wirkungsweise und der Effekt einer Luftschleieranlage beschrieben und deren Bemessung anhand eines Zahlenbeispiels dargestellt. Die Arbeit liefert damit eine Grundlage zur Beurteilung der Einsatzmöglichkeiten für Luftschleier nach technischen und wirtschaftlichen Gesichtspunkten.

## SUMMARY

A semi-empirical analysis of the flow field induced by an air-bubble screen from both single orifices and slots (rows of orifices) in a sideways unlimited body of water has been performed on the basis of the present knowledge on the behaviour of gas bubbles in liquids and of buoyant jets. The empirical coefficients have been determined from extensive tests over the range of parameters of interest for practical applications. This leads to a closed engineering solution, suitable for design purposes and in good agreement with measurements.

The description of the flow field serves as a basis for quantitative analysis of air-bubble installations for various applications in hydraulic engineering: pneumatic oil barriers, installations for preventing ice-formation, for combatting density currents due to temperature-, salinity- or sediment concentration gradients, for density-destratification of lakes and reservoirs, for in-stream aeration, or pneumatic breakwaters. For each of these applications, the effect of an air-bubble installation is described, and the detailed design procedure is illustrated by an example. Thus the investigation yields a quantitative basis for assessing the feasibility of air-bubble installations both technically and economically.

## INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort	5
Überblick/Summary	6
Inhaltsverzeichnis	7
Verzeichnis der Bilder	11
1. Einleitung	15
1.1 Funktion und Wirkungsweise von Luftschleieranlagen	15
1.2 Anwendungen für Luftschleier im Wasserbau	16
1.3 Problemstellung	17
1.4 Zusammenfassung der Ergebnisse	18
2. Gasblasen in Flüssigkeiten	20
2.1 Allgemeines	20
2.2 Blasenbildung an Düsen	21
2.3 Düsennaher Bereich	29
2.4 Aufsteigen von Einzelblasen	30
2.5 Aufsteigen eines Blasenstroms in seitlich unbegrenztem Medium	34
3. Auftriebstrahlströmungen	39
3.1 Allgemeines	39
3.2 Dimensionsanalyse	41
3.3 Grundgleichungen	43
3.4 Axialsymmetrische Auftriebstrahlen	47
3.5 Anlaufzone für Düsenreihen	49
3.6 Plansymmetrische Auftriebstrahlen in ruhendem Medium	51
3.7 Plansymmetrische Auftriebstrahlen in einer Grundströmung	51
3.8 Einfluß der freien Oberfläche	54
4. Das Strömungsfeld eines Luftschleiers	55
4.1 Allgemeines	55
4.2 Integrale Ansätze für das Strömungsfeld	57
4.2.1 Einzeldüse	57
4.2.2 Düsenreihe	59
4.3 Diskussion der Lösungsmöglichkeiten	60
4.4 Geschlossene Näherungslösung nach dem Prinzip der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit	62
4.4.1 Einzeldüse	62
4.4.2 Düsenreihe	64
4.5 Geschlossene Näherungslösung mit relativer Schlupfgeschwindigkeit	66

4.5.1	Einzeldüse	66
4.5.2	Düsenreihe	68
4.6	Experimentelle Ergebnisse	69
4.6.1	Einzeldüse	69
4.6.2	Düsenreihe	75
4.7	Einfluß einer Querströmung	81
5.	Bemessungsgrundlagen für Luftschleier	85
5.1	Allgemeines	85
5.2	Beschreibung des Strömungsfeldes	85
5.2.1	Einzeldüse	85
5.2.2	Düsenreihe	87
5.3	Energiebedarf von Luftschleieranlagen	91
5.3.1	Einzeldüse	91
5.3.2	Düsenreihe	92
5.3.3	Vergleich einer Luftschleier-Düsenreihe mit einem plan-symmetrischen Wasserstrahl	92
6.	Auslegung der technischen Anlagen	95
6.1	Übersicht und Bemessungsverfahren	95
6.2	Zusammenhang zwischen Luftzugabeverhältnissen und Luftstrom	96
6.3	Auslegung der Düsen und Düsenrohre	98
6.4	Druckluftversorgung	100
6.5	Zahlenbeispiel	101
6.6	Übersicht über bestehende Anlagen	106
7.	Preßluft-Ölsperren	107
7.1	Zweck und Funktionsprinzip	107
7.2	Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld	107
7.3	Bemessung	109
7.4	Zahlenbeispiel	111
7.5	Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung	113
8.	Anlagen zur Eisfreihaltung	114
8.1	Zweck und Funktionsprinzip	114
8.2	Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld	116
8.3	Bemessung	118
8.4	Zahlenbeispiel	119
8.5	Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung	120
9.	Anlagen zur Beeinflussung von Dichteströmungen	121
9.1	Zweck und Funktionsprinzip	121
9.2	Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld	122
9.3	Bemessung	124
9.4	Zahlenbeispiel	126
9.5	Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung	130



10.	Anlagen zur Beeinflussung von Dichteschichtungen	132
10.1	Zweck und Funktionsprinzip	132
10.2	Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld	133
10.3	Bemessung	134
10.4	Zahlenbeispiel	135
10.5	Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung	136
11.	Anlagen zur künstlichen Belüftung	138
11.1	Zweck und Funktionsprinzip	138
11.2	Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld	139
11.3	Bemessung	140
11.4	Zahlenbeispiel	144
11.5	Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung	146
12.	Pneumatische Wellenbrecher	149
12.1	Zweck und Funktionsprinzip	149
12.2	Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld	149
12.3	Bemessung	150
12.4	Zahlenbeispiel	151
12.5	Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung	152
13.	Weitere Anwendungsmöglichkeiten für Luftschleier im Wasserbau	153
13.1	Allgemeines	153
13.2	Dämpfung von Detonationswellen	153
13.3	Lenkung von Fischen	154
13.4	Abflußmessung in Fließgewässern	154
	Schlußwort	155
	Symbolverzeichnis	157
	Literaturverzeichnis	159

## VERZEICHNIS DER BILDER

1.1	Luftblasenschleier in ruhendem Medium	15
1.2	Definitionsskizze für das Luftschleier-Strömungsfeld	16
2.1	Bereiche der Blasenbildung an Düsen	21
2.2	Quasistatische Blasenbildung	22
2.3	Übergang von der Blasen- zur Strahlbildung	24
2.4	Maximale Blasengrößen beim Strahlgasen von Luft in Wasser	27
2.5	Ausdehnung des Anlaufbereichs	29
2.6	Widerstandsdiagramm für Gasblasen in Flüssigkeiten	32
2.7	Steiggeschwindigkeit von Luftblasen in Wasser	33
2.8	Mittlere Blasensteiggeschwindigkeit über einer Einzeldüse	35
2.9	Mittlere Blasensteiggeschwindigkeit über einer Düsenreihe	35
2.10	Einfluß einer Querströmung auf die Blasensteiggeschwindigkeit über Einzeldüsen	36
2.11	Einfluß einer Querströmung auf die Blasensteiggeschwindigkeit über Düsenreihen	37
3.1	Schematische Darstellung des Anlaufbereichs für Impulsstrahlen	39
3.2	Einteilung von Auftriebstrahlströmungen	40
3.3	Plansymmetrische Strömungsfelder für Impuls- und Auftriebstrahl	42
3.4	Entstehung eines plansymmetrischen Auftriebstrahls aus einer Düsenreihe nach Liseth [46]	50
3.5	Plansymmetrischer Strahl in Querströmung: Parameterbereiche nach Cederwall	52
3.6	Von Cederwall beobachtete Strömungsformen eines plansymmetrischen Auftriebstrahls in Querströmung	53
3.7	Maximale Oberflächengeschwindigkeit bei der Umlenkung eines plansymmetrischen Strahls an einer freien Oberfläche	54
4.1	Vergleich der Näherungslösung für Einzeldüsen mit der numerischen Lösung von Cederwall und Ditmars [59]	61
4.2	Vergleich der Näherungslösung für Düsenreihen mit der numerischen Lösung von Cederwall und Ditmars [59]	62
4.3	Strahlausbreitung über Einzeldüsen	70
4.4	Einfluß des Bodenabstands der Düse auf die Strahlausbreitung	70
4.5	Einmischkoeffizient $\alpha$ für Einzeldüsen	71

4.6	Achsgeschwindigkeit über Einzeldüsen verschiedener Durchmesser	73
4.7	Relative Achsgeschwindigkeit über Einzeldüsen	74
4.8	Universelle Geschwindigkeitsverteilung über Einzeldüsen	74
4.9	Volumenstromverhältnis für Einzeldüsen	75
4.10	Stromlinienbild eines Luftschleiers in ruhendem Medium	75
4.11	Strahlausbreitung über Düsenreihen	76
4.12	Einmischkoeffizient $\alpha$ für Düsenreihen	77
4.13	Relative Achsgeschwindigkeit über Düsenreihen	78
4.14	Universelle Geschwindigkeitsverteilung über Düsenreihen	79
4.15	Volumenstromverhältnis für Düsenreihen	79
4.16	Relative Oberflächengeschwindigkeiten über Düsenreihen	80
4.17	Maximale Oberflächengeschwindigkeit als Funktion von Luftstrom und Wassertiefe	80
4.18	Stromlinienbilder eines Luftschleiers in einer Querströmung	82
4.19	Maximale Oberflächengeschwindigkeit entgegen der Querströmung	83
5.1	Beschreibung des Luftschleier-Strömungsfeldes	86
5.2	Dimensionierungstafel für Einzeldüsen	88
5.3	Dimensionierungstafel für Düsenreihen	90
6.1	Beispiel einer Luftschleieranlage	95
6.2	Luftschleieranlage in Betrieb	96
6.3	Zusammenhang zwischen Luftzugabebedingungen und Luftstrom	97
6.4	Zahlenbeispiel zur Auslegung einer Luftschleieranlage	102
6.5	Technische Angaben über bestehende Luftschleieranlagen. Tabelle aus [61]	105
7.1	Funktion einer Preßluft-Ölsperre	107
7.2	Erforderliche Oberflächengeschwindigkeiten für Preßluft-Ölsperren	109
7.3	Nomogramm zur Auslegung von Preßluft-Ölsperren	111
8.1	Eisfreihaltung durch Luftblasenschleier	114
8.2	Typische Temperaturprofile eisbedeckter Süßwasserseen	115
8.3	Physikalische Eigenschaften von Salzwasser	116
8.4	Funktionsweise eines Luftschleiers zur Eisfreihaltung	117
9.1	Dichteströmungen in Rechteckbecken	122
9.2	Beeinflussung einer Dichteströmung durch einen Luftschleier	122



9.3	Kritischer Luftstrom in Abhängigkeit vom Differenzdruck am Boden	123
9.4	Sperrwirkung in Abhängigkeit vom Luftstrom	124
9.5	Durchmischungsverlauf für verschiedene Salzgehalte $s_0$ bei jeweils optimalem Luftstrom	125
10.1	Typische Sommer-Temperaturverteilung in stehenden Gewässern	132
10.2	Mögliche Strömungserscheinungen an einem Dichtesprung	134
10.3	Möglichkeiten zur künstlichen Umwälzung dichtegesichteter Seen	137
11.1	Luftschleier zur Flußwasserbelüftung	138
11.2	Löslichkeit von Sauerstoff in Wasser	139
11.3	Sauerstoffabsorption von Luftblasen in Wasser	141
11.4	Schematische Darstellung des Belüftungssystems "Wahnbachtal-sperrenverband"	148
12.1	Beziehung zwischen Oberflächenströmung und Bemessungs-Wellenlänge nach Taylor [51]	150
12.2	Erforderlicher Luftstrom $q_{krit}$ als Funktion der Wassertiefe und der Bemessungs-Wellenlänge	151
13.1	Luftschleier zur Dämpfung von Detonationswellen	153

## 1. EINLEITUNG

### 1.1 Funktion und Wirkungsweise von Luftschleieranlagen

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)

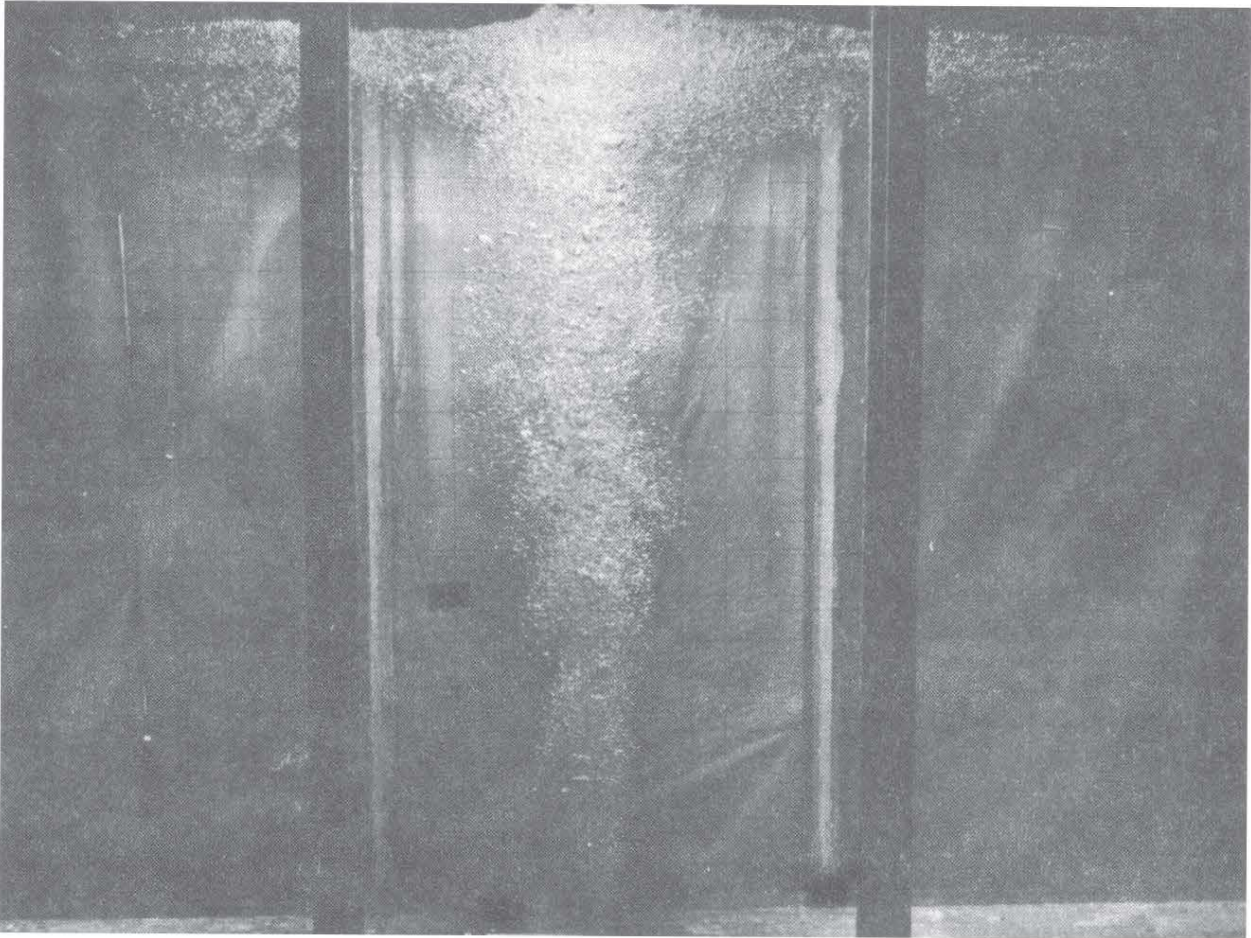


BILD 1.1: LUFTBLASENSCHLEIER IN RUHENDEM MEDIUM  
(Luftstrom  $q_0 = 0.005 \text{ m}^2/\text{s}$ , Wassertiefe  $H = 1.8 \text{ m}$ )

entströmt hierbei ein kontinuierlicher Luftstrahl, der sich infolge des plötzlichen Druckabfalls rasch ausdehnt und im Wasser in Luftblasen verschiedener Größen zerfällt. Nach einem kurzen "Anlaufbereich" (Bild 1.2), in dem die örtlichen Verhältnisse an der Düse das Strömungsfeld beeinflussen, steigt der Blasenstrom frei auf, wobei das Geschwindigkeitsfeld ausschließlich vom Luftstrom abhängig ist. Die infolge Auftriebs aufsteigenden Luftblasen üben eine Kraft auf das umgebende Wasser aus, der zufolge eine aufwärts gerichtete Wasserströmung zustande kommt, die der Auftriebströmung 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 ursprüngliche 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 versetzt. An der Wasseroberfläche tritt die aufsteigende Luft aus, während der induzierte Wasserstrahl seitlich umgelenkt wird, ähnlich wie beim Auftreffen eines Strahles auf eine Wand. Hierbei treten die größten Horizontalgeschwindigkeiten an der Wasseroberfläche auf. Senkrecht über der Düsenreihe ergibt sich aus Symmetriegründen ein Staupunkt. Die Oberflächengeschwindigkeiten erreichen in einem gewissen seitlichen Abstand von der Düsenreihe einen Maximalwert und nehmen dann mit weiter zunehmendem Abstand kontinuierlich ab, wobei die Dicke des auf diese Art erzeugten Oberflächenstrahls ständig wächst. Aus Kontinuitätsgründen muß gleichzeitig in den unteren Regionen Zuströmung zum Luftschleier hin herrschen, die in die Auftrieb-Strahlströmung einmündet (Bild 1.2).

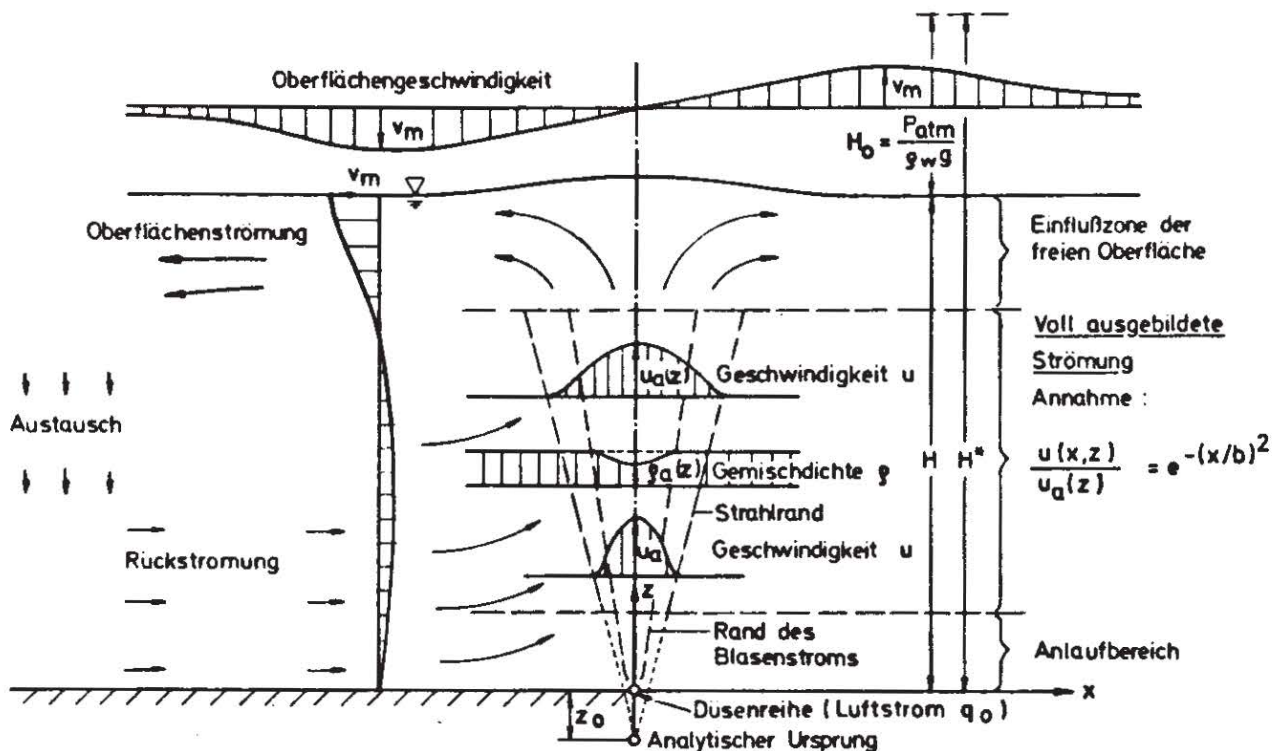


BILD 1.2: DEFINITIONSSKIZZE FÜR DAS LUFTSCHLEIER - STRÖMUNGSFELD

## 1.2 Anwendungen für Luftschleier im Wasserbau

Luftschleieranlagen bewirken bei relativ geringem Energiebedarf örtlich einen Vertikaltransport bodennaher Wasserschichten an die Oberfläche. Außerdem erzeugen sie Strömungen an der Wasseroberfläche, ohne hierfür Einbauten oder Geräte im Wasserkörper selbst (außer den an der Gewässersohle liegenden Düsenrohren) erforderlich zu machen. Beide Eigenschaften sind für eine Reihe wasserbaulicher und wassergütetechnischer Aufgaben von Interesse, so daß Luftschleieranlagen im Wasserbau und im Gewässerschutz für vielerlei Zwecke eingesetzt werden können.



Die älteste, wenngleich umstrittenste Anwendungsform des Luftschleiers ist der pneumatische Wellenbrecher. Seine Wirkung ist hauptsächlich auf die den Wellen entgegengerichtete Oberflächenströmung zurückzuführen, welche ein Aufsteilen und Brechen kurzer Wellen bewirkt. Eine Oberflächenströmung vermag auch eine sich an der Wasseroberfläche ausbreitende Ölschicht aufzuhalten: Luftschleier werden deshalb mit gutem Erfolg als "pneumatische Ölsperren" eingesetzt, die ein Vordringen des Öls über den Luftschleierquerschnitt hinaus unterbinden.

Gegen das Eindringen von Salzwasser in Süßwasserkanäle und zur Verminderung des Schlickeintriebs in Hafenbecken hat sich der Einsatz von Luftschleiern gut bewährt, weil aufgrund der starken vertikalen Durchmischung im Luftschleierbereich Dichteströmungen weitgehend unterbunden werden können. Derselbe Effekt kann auch bei Kühlwassereinleitungen zur Beeinflussung temperaturbedingter Dichteströmungen genutzt werden, beispielsweise um unerwünschte "Kurzschlußströmungen" zwischen Auslaß und Entnahme zu verhindern. Als Maßnahme zur Verbesserung der Wasserqualität in stehenden Gewässern werden Luftschleier zur künstlichen Umwälzung von Seen eingesetzt, da sie einen effizienten Austausch bodennaher und oberflächennaher Wasserschichten bewirken und damit zum Abbau unerwünschter Dichteschichtungen im Gewässer führen. Im Winter kann der Transport relativ warmen Wassers aus den tieferen Schichten genutzt werden, um Wasseroberflächen mit Hilfe von Luftschleiern bereichsweise eisfrei zu halten.

Zur künstlichen Sauerstoffanreicherung werden Luftschleier nicht nur seit langem in der Abwassertechnik, sondern auch in stehenden und fließenden natürlichen Gewässern eingesetzt. Sie dienen auch als Schutzmaßnahme bei Unterwassersprengungen, da sie wegen der Kompressibilität der Luft eine Dämpfung der Detonations-Druckwellen bewirken und so Bauwerksbelastungen abmildern oder die Erhaltung des Fischbestandes ermöglichen können. Schließlich wird im Fischereiwesen untersucht, inwiefern sich Luftschleier zur Lenkung von Fischen oder zur Absperrung von fischreichen bzw. fischfreien Gebieten eignen.

### 1.3 Problemstellung

Obwohl Luftschleier in der Praxis schon vielfach eingesetzt wurden und sich zahlreiche Anlagen gut bewährt haben, gibt es bis heute kaum allgemein gültige Bemessungsgrundlagen, nach denen solche Installationen wirtschaftlich ausgelegt werden können. Dies liegt vor allem daran, daß quantitative Angaben über das vom Luftschleier erzeugte Strömungsfeld nur sehr spärlich vorliegen. Natur- und Labor-meßdaten stehen nur in begrenztem Umfang zur Verfügung, wobei Modellversuche bislang stets daran gescheitert sind, daß sich die hieraus gewonnenen Ergebnisse nicht auf die Natur übertragen ließen. Es mangelt an einer verlässlichen analytischen Beschreibung des Strömungsfeldes mit einer geschlossenen Lösung, da numerische Lösungen für Bemessungszwecke nur bedingt geeignet sind.

Es existieren zwar einige Bemessungsformeln, doch sind diese jeweils auf eine spezifische Anwendungsform des Luftschleiers bezogen (beispielsweise auf die Beeinflussung von Dichteströmungen zur Bekämpfung von Salzwassereintrieb in Schleusen) und daher nicht allgemein verwendbar. Verschiedene empirisch entwickelte Formeln



für Preßluft-Ölsperren führen zu widersprüchlichen Aussagen und besitzen jeweils nur Gültigkeit in einem begrenzten Bereich von Wassertiefen. Bemessungsformeln für pneumatische Wellenbrecher beruhen auf stark vereinfachten Annahmen für die Luftschleierströmung und können daher nur als Näherungslösung betrachtet werden.

In der vorliegenden Arbeit wird daher der Versuch unternommen, anhand einer klaren Darstellung der Strömungsverhältnisse in einem Luftschleier die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Einflußgrößen und dem resultierenden Geschwindigkeitsfeld aufzuzeigen. Hierfür ist sowohl eine detaillierte experimentelle Untersuchung als auch eine analytische Behandlung des Luftschleier-Strömungsfeldes erforderlich. Das Ziel der Arbeit ist es, eine für Bemessungszwecke geeignete geschlossene Lösung zu entwickeln und zu zeigen, wie diese zur Auslegung von Luftschleieranlagen für die verschiedenen Anwendungen herangezogen werden kann.

Im ersten Teil der Arbeit (Kap. 2 bis 5) werden die Bemessungsgrundlagen hergeleitet. Die Kapitel 2 und 3 geben den heutigen Wissensstand über das Verhalten von Gasblasen in Flüssigkeiten und über die analytische Behandlung von Auftrieb-Strahlströmungen wieder, auf dem der eigene Beitrag basiert. Auf beiden Gebieten gibt es noch zahlreiche ungeklärte Probleme, deren Behandlung nicht Gegenstand dieser Arbeit sein kann. In Kapitel 4 wird sowohl für Einzeldüsen als auch für Düsenreihen die Analyse des Luftschleier-Strömungsfeldes und deren experimentelle Verifizierung dargestellt. Die dort erarbeiteten Lösungen sind in Kapitel 5 zusammengefaßt.

Im zweiten Teil (Kap. 6 bis 13) wird das Ergebnis der Analyse zur Entwicklung von Bemessungsverfahren für die verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten von Luftschleiern herangezogen. In Kapitel 6 werden die zur Erzeugung eines Luftschleiers erforderlichen technischen Anlagen diskutiert, und die Kapitel 7 bis 13 sind den spezifischen Anwendungsformen gewidmet, wobei jeweils auf die Besonderheiten bei der Bemessung eingegangen wird und diese anhand eines Zahlenbeispiels erläutert werden.

#### 1.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die analytische Behandlung des Luftschleier-Strömungsfeldes liefert mit Hilfe empirischer Beiwerte eine geschlossene Lösung zur Beschreibung des Strömungsfeldes. Die Beiwerte sind von der Wassertiefe unabhängig und wurden jeweils über den gesamten für die Praxis interessanten Bereich von Luftströmen experimentell bestimmt. Das Strömungsfeld - einschließlich der für Bemessungszwecke wichtigen Größen für die maximale Geschwindigkeit an der Wasseroberfläche und für die vertikal transportierte Wassermenge pro Zeiteinheit - kann damit für beliebige Luftströme und Wassertiefen ermittelt werden. Eingehende experimentelle Untersuchungen sowohl an Einzeldüsen als auch an Düsenreihen bestätigen das Ergebnis der Analyse ebenso wie ein Vergleich mit den verfügbaren Naturmeßdaten.

Das Strömungsfeld und damit die Wirkung des Luftschleiers wird ausschließlich vom

zugeführten Luftstrom bestimmt und hängt nicht von der Art der Luftzuführung ab: dementsprechend kann die technische Anlage ganz auf die örtlichen Gegebenheiten abgestimmt werden.

Die geschlossenen Lösungen erlauben trotz der mangelhaften Kenntnisse der Grundlagen und der erforderlichen Vereinfachungen stets eine für Bemessungszwecke ausreichend genaue Vorhersage der Strömungsverhältnisse. Für pneumatische Ölsperren ergibt sich ein einfaches Bemessungsverfahren in guter Übereinstimmung mit Labor- und Naturmessungen. Für die Abschätzung der Wirkung von Anlagen zur Eisfreihaltung liegt jetzt eine quantitative Grundlage vor, ebenso wie für die überschlägige Bemessung von Anlagen zur Beeinflussung von Dichteströmungen. Eine grobe Abschätzung der Wirkung von Luftschleieranlagen zur Beseitigung von Dichteschichtungen und zur Sauerstoffanreicherung in Gewässern ist möglich, obwohl in beiden Fällen noch weitere Fragen zu klären sind. Der Luftbedarf für pneumatische Wellenbrecher kann ebenfalls abgeschätzt werden.



## 2. GASBLASEN IN FLÜSSIGKEITEN

### 2.1 Allgemeines

Zum Verständnis der vorliegenden Arbeit ist es erforderlich, diejenigen Erkenntnisse über Entstehung von Gasblasen und deren Verhalten in Flüssigkeiten darzustellen, die als Grundlage und Voraussetzung zur analytischen Behandlung des Luftschleier-Strömungsfeldes dienen. Der Inhalt des folgenden Kapitels soll in diesem Sinne eingeschränkt werden.

Flüssigkeits-Gasgemische können durch Oberflächeneintrag, durch Kondensation oder durch Dispersion entstehen. Beim Oberflächeneintrag bilden sich Gaseinschlüsse an freien Flüssigkeitsoberflächen aufgrund natürlicher oder künstlich erzeugter Strömungsverhältnisse (Lufteintrag in Schußrinnen, an Überfallwehren oder Schachtüberfällen, durch zerstäubende, eintauchende oder auf Wände aufprallende Freistrahlen, durch brechende Wellen, etc.). Beim Kondensationsverfahren werden Gasblasen im Innern der Flüssigkeit durch Verdampfen, Elektrolyse oder chemische Reaktionen erzeugt, und beim Dispersionsverfahren wird Gas durch Düsen oder Filter der Flüssigkeit zwangsweise zugeführt, wie dies bei Luftschleieranlagen der Fall ist. Im folgenden werden daher ausschließlich durch Dispersion erzeugte Flüssigkeits-Gasgemische behandelt. Diese unterscheiden sich von den auf andere Art entstandenen Gemischen sehr wesentlich dadurch, daß die zugeführte Gasmenge stets eine frei wählbare Größe ist und weder von den Flüssigkeitseigenschaften noch von den Strömungsverhältnissen abhängt.

Wenn das Strömungsfeld einer mit Gasblasen durchsetzten Flüssigkeit betrachtet wird als Zusammenwirken der durch Rand- oder Anfangsbedingungen vorgegebenen Flüssigkeitsströmung, wie sie ohne Gasblasen vorhanden wäre, und der Relativbewegung der Gasblasen sowie des durch die Gasblasen induzierten Geschwindigkeitsfeldes der Flüssigkeit, dann können Strömungsprobleme mit Flüssigkeits-Gasgemischen nach der erstgenannten Komponente klassifiziert werden. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich diesbezüglich auf ruhendes Medium und eine gleichförmige Grundströmung mit freier Oberfläche.

Im Hinblick auf Luftschleieranlagen sind folgende Fragen von besonderem Interesse:

- die Entstehung von Blasen an Düsen und der Einfluß des Luftstroms, des Düsendurchmessers und der Fluideigenschaften auf die resultierenden Blasendurchmesser: insbesondere soll gezeigt werden, daß im (für Luftschleier allein interessanten) Bereich des Strahlgases die Blasengröße ausschließlich durch den Luftstrom und die Erdbeschleunigung bestimmt wird;
- die Ausdehnung des "düsen nahen Bereichs", in dem das Strömungsfeld von den örtlichen Verhältnissen der Luftzufuhr beeinflußt wird;
- das Aufsteigen von Einzelblasen und Blasenströmen: hierbei dient die Kenntnis des Verhaltens von Einzelblasen als Basis für die Betrachtung von Blasenströmen, über deren Verhalten noch sehr wenig bekannt ist.

## 2.2 Blasenbildung an Düsen

### Bereiche

Wenn durch Düsen, deren Durchmesser bis zu einigen Millimetern betragen können, Gas in eine Flüssigkeit eingebracht wird, so lassen sich je nach Luftdurchsatz verschiedene Bereiche der Blasenbildung unterscheiden. Bei hohen Luftdurchsätzen tritt ein kontinuierlicher Luftstrahl aus der Düse aus, der dann im Wasser alsbald instabil wird und in ein Blasengemisch zerfällt. Dies ist der Bereich der Strahlbildung oder des "Strahlgasens", im Gegensatz zur Blasenbildung bei kleineren Gasdurchsätzen, bei der sich von der Düse einzelne Blasen ablösen. Bei der Blasenbildung unterscheidet man den Bereich der quasi-statischen Blasenbildung bei extrem niedrigen Gasdurchsätzen, einen Anlaufbereich, in dem sich die Frequenz der Blasenbildung mit dem Luftdurchsatz verändert, einen Bereich konstanter Frequenz der Blasenbildung, und schließlich das Übergangsgebiet zum Strahlgasen.

Luftdurchsatz	steigend →					
	Blasenbildung			Strahlbildung		
Bereich	Quasistatische Blasenbildung	Schnelle Blasenbildung Bereich I	Bereich II	Übergangsgebiet	Blasenballen - bildung	Voll turbulenter Blasenstrom
Abhängigkeit der Blasen - größe vom Düsendurch - messer	ja	ja	ja	unbekannt	nein	nein
Abhängigkeit der Blasen - größe vom Luftdurchsatz	nein	nur unwesentlich	ja	ja	ja	anscheinend nein
Blasengröße	rechnerisch erfassbar	empirisch ermittelt	empirisch ermittelt		maximale Blasengröße rechnerisch erfassbar	
Merkmale	Langsame Ausbildung und Ablösung einzelner Blasen	Starke Zunahme der Blasenbildungsfrequenz bei nur leichter Zunahme der Blasengröße	Starke Zunahme der Blasen - größe bei etwa gleichbleibender Bildungsfrequenz	Zwischenblasen, Doppelblasen, Verschmelzungsvorgänge	Einzelne Blasenballen und sehr viele kleine Blasen	Nur vereinzelt Blasenballen. Die eigenerzeugte Turbulenz des Luftblasenstroms scheint die Blasen - größenverteilung zu bestimmen.

BILD 21: BEREICHE DER BLASENBILDUNG AN DÜSEN

Die Blasenbildung an Düsensystemen vollzieht sich wie bei einer singulären Düse, solange der Düsenabstand größer bleibt als der Durchmesser der erzeugten Blasen, was bei Luftschleieranlagen stets der Fall ist.

### Quasi-statische Blasenbildung

Die quasi-statische Blasenbildung findet bei Gasdurchsätzen statt, bei denen der Vorgang der Blasenbildung so langsam vor sich geht, daß in einer analytischen Behandlung die Flüssigkeitsbewegungen vernachlässigt und nur statische Gleichgewichtszustände betrachtet werden können. Hierbei ist der Einfluß von Massenkräften, statischen Drücken und Grenzflächenspannungen zu berücksichtigen. Eine entsprechende Gleichgewichtsbetrachtung liefert eine numerisch lösbare Differentialgleichung für die Positionskordinaten der Oberfläche mit dem Parameter  $(R_0/a)$ , wobei  $R_0$  der Krümmungsradius im Blasenscheitel ist und die Laplace'sche Stoffkonstante  $a$

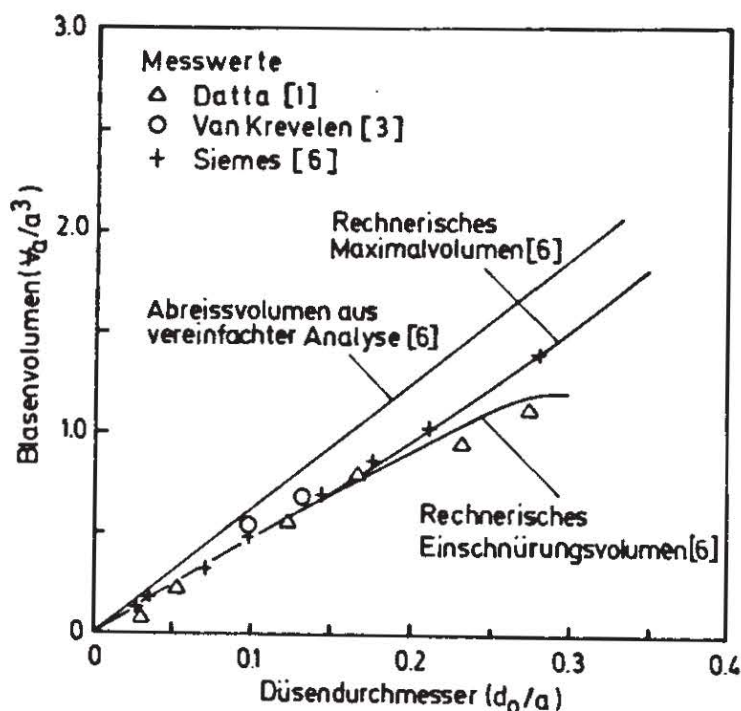
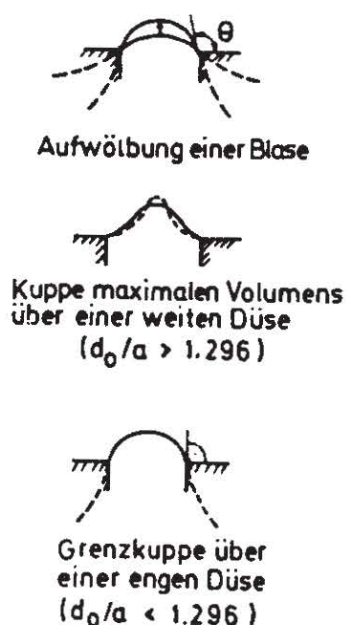


definiert ist als

$$a \equiv \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_w g}} \quad (= 3.9 \text{ mm für reines Wasser bei } 20^\circ \text{ C}) \quad (2.1)$$

Mit dieser Beziehung können sukzessive Formen der Oberfläche und nach entsprechender Integration das enthaltene Gasvolumen berechnet werden [6].

Die Blasenentstehung an einer Düse vom Durchmesser  $d_0$  geht so vor sich, daß sich eine Kuppe allmählich immer höher aus der Düse wölbt, wobei mit steigendem Innendruck  $R_0$  ständig abnimmt. Für große Düsen ( $d_0/a > 1.296$ ) erreicht das von der Düsenmündung und der Oberfläche begrenzte Volumen bei einem bestimmten  $R_0$  einen Maximalwert  $V_M$ , so daß eine weitere Verringerung von  $R_0$  eine Verminderung des umschlossenen Volumens mit sich bringen würde (Bild 2.2). Bei kleinen Düsen ( $d_0/a < 1.296$ ) nimmt das umschlossene Volumen mit abnehmendem  $R_0$  bis zu einem Randwinkel zwischen Grenzfläche und Düsenquerschnitt von  $90^\circ$  ("Grenzkuppe") ständig zu; ein Maximum des eingeschlossenen Volumens wird erst nach Überschreiten dieses Zustandes erreicht, was mit einer Zunahme von  $R_0$  verbunden wäre und deshalb zum Abreißen der Blase führt. Das Abreißen selbst ist auch bei langsamer Blasenbildung stets ein dynamischer Vorgang. Das im Zeitpunkt des Abreißen von der Düsenmündung und der Oberfläche eingeschlossene "Abreißvolumen" stimmt nicht notwendigerweise mit dem Blasenvolumen überein, da die Trennung möglicherweise nicht direkt an der Düsenmündung sondern oberhalb davon stattfindet, so daß eine Restkuppe an der Düse verbleiben könnte: das Blasenvolumen wäre demnach stets kleiner oder gleich dem Abreißvolumen.



Für destilliertes Wasser bei  $20^\circ \text{ C}$  ist

$$a = \left( \frac{2\sigma}{\rho_w g} \right)^{1/2} = 3.9 \text{ mm}$$

Blasenvolumen in Abhängigkeit vom Düsendurchmesser

BILD 2.2: QUASISTATISCHE BLASENBILDUNG (NACH SIEMES)

Düsen für Luftschleieranlagen weisen in der Regel Durchmesser unter 5 mm auf und gehören somit zur Gruppe der engen Düsen. Für diese ergibt eine vereinfachte Betrachtung aus dem Gleichsetzen von Auftrieb und Haftkraft

$$\frac{\pi}{6} d_b^3 (\rho_w - \rho_L) g = \pi d_o \sigma \quad \therefore d_b = \left[ \frac{6 \sigma d_o}{(\rho_w - \rho_L) g} \right]^{1/3} \quad (2.2)$$

was als Grenzfall der exakten Analyse für  $d_o \rightarrow 0$  gesehen werden kann.

Werden die Einzelblasen nicht durch ihren eigenen Auftrieb losgelöst, sondern durch die Wirkung einer Grundströmung  $U$ , dann ergibt ein Gleichsetzen des Strömungswiderstandes der Blase mit der Kraft infolge Oberflächenspannung

$$d_b = \left[ \frac{8 \sigma d_o}{c \rho_w U^2} \right]^{1/2} \quad (2.3)$$

wobei der Widerstandsbeiwert  $c$  von der Reynoldszahl und der Blasenform beim Ablösen abhängt. Ein Vergleich der Beziehungen (2.2) und (2.3) zeigt, daß die Querströmung  $U$  für die Blasenbildung maßgebend wird bei

$$\frac{U}{\sqrt{g a}} > \left[ \frac{64 d_o}{9 c^3 a} \right]^{1/6} \quad (2.4)$$

Mit  $c \approx 0.5$  für kugelförmige Blasen und Reynoldszahlen im Bereich  $10^3$  bis  $10^5$  ergibt sich für Düsendurchmesser im mm-Bereich in Wasser hieraus eine kritische Geschwindigkeit  $U$  von cirka 25 cm/s.

### "Schnelle" Blasenbildung

Im Bereich der "schnellen" Blasenbildung zeigt sich zunächst für kleinere Durchsätze ein Bereich starker Zunahme der Blasenbildungsfrequenz bei nur leicht zunehmender Blasengröße mit dem Durchsatz, der für größere Durchsätze übergeht in einen Bereich etwa konstanter Blasenbildungsfrequenz, wo die Zunahme des Durchsatzes ein entsprechendes Anwachsen der Blasengröße bewirkt. Die auftretende Blasenfrequenz scheint vom Düsendurchmesser und den Fluideigenschaften unabhängig zu sein. Bei weiterer Steigerung des Durchsatzes erfolgt in einem relativ breiten Übergangsbereich zunehmend unregelmäßige Blasenbildung und schließlich der Übergang zum Strahlgasen.

Von einem bestimmten Luftdurchsatz ab zeigen sich bei der Blasenbildung Verschmelzungsvorgänge: unmittelbar hinter jeder Blase löst sich eine zweite, kleinere Blase aus der Düse, welche sich nach kurzer Entfernung mit der ersten zu einer sogenannten "Doppelblase" vereinigt. Mit zunehmendem Durchsatz wächst die Größe der nachgezogenen Blase so lange, bis sie dieselbe Größe wie die erste Blase hat. Da mit steigendem Durchsatz die Blasengröße (und auch geringfügig die Frequenz) anwächst, während die Aufstiegs geschwindigkeit nur wenig zunimmt, wird der relative Abstand zwischen den Blasen immer geringer, so daß die Wahrscheinlichkeit einer Vereinigung der im Nachlauf aufsteigenden zweiten Blase mit der ersten stets zunimmt.

Der Übergang von der Blasenbildung zum Strahlgasen kündigt sich zunächst dadurch an, daß zwischen den Blasen gleicher Größe kleine Zwischenblasen in unregelmäßiger Folge gebildet werden. Dieser Übergang ist dadurch charakterisiert, daß die



dynamischen Kräfte an der Düse so weit überwiegen, daß eine Blasenbildung infolge Einwirkens der Oberflächenspannung und der Schwerkraft wegen der Massenträgheit nicht mehr auftreten kann und stattdessen ein kontinuierlicher Gasstrahl aus der Düse ausgestoßen wird. Die Grenze zwischen Blasenbildung und Strahlgasen läßt sich daher durch einen Grenzwert des Verhältnisses zwischen Trägheitsreaktion und Kraft infolge Oberflächenspannung beschreiben, welches durch die Weberzahl gekennzeichnet ist. Legt man dieser als charakteristische Geschwindigkeit das Verhältnis des Durchflusses zum Produkt aus dem Düsendurchmesser  $d_0$  und der im Bereich des Strahlgasens maßgebenden Bezugslänge  $D_Q$  (siehe Gl. 2.7) zugrunde, dann erhält man

$$W_{\text{Grenz}}^2 = \frac{Q_0^2}{d_0^2 D_Q^2 \sigma / [(\rho_w - \rho_L) d_0]} = \frac{Q_0^{6/5} \cdot g^{2/5}}{d_0 \sigma / (\rho_w - \rho_L)} = \text{const} \quad (2.5)$$

Dieser Grenzwert ergibt sich aus einem Vergleich der Beziehungen für die resultierende Blasengröße im quasi-statischen Bereich (Gl. 2.2) und beim Strahlgasen in ruhendem Medium (Gl. 2.13). Hieraus folgt [10]

$$Q_{0 \text{ Grenz}} = \left[ \frac{2.14 \sigma d_0}{(\rho_w - \rho_L) g^{2/5}} \right]^{5/6} \quad (2.6)$$

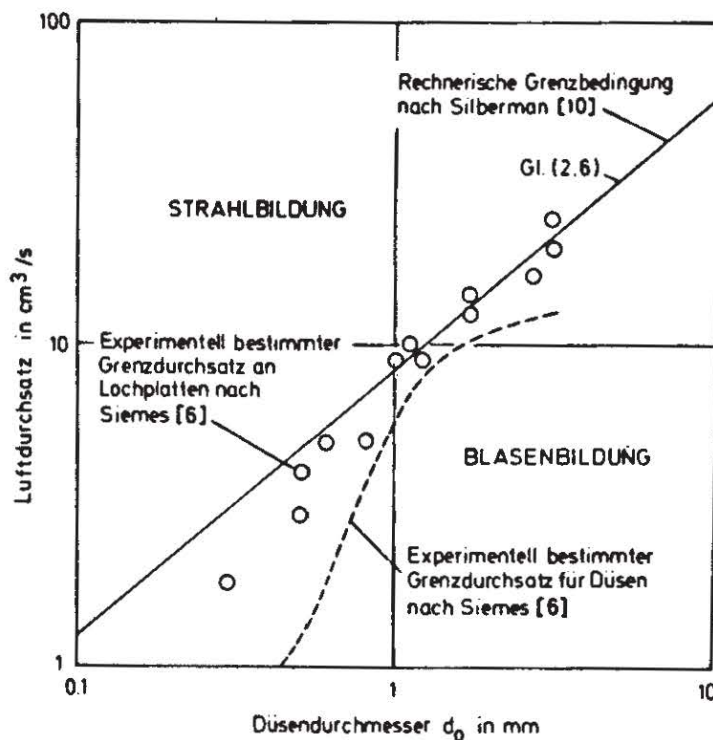


BILD 2.3: ÜBERGANG VON DER BLASEN-ZUR STRAHLBILDUNG

Die experimentelle Bestimmung des Grenzzustandes stößt auf Schwierigkeiten, da der Grenzdurchsatz an kleinen Düsen nur ungenau festgestellt werden kann, und bei großen Düsen lange vor Erreichen des Grenzdurchsatzes die gebildeten Blasen in der Strömung in kleinere zerfallen. Bild 2.3 zeigt Meßwerte für den Grenzdurchsatz im Vergleich zu der rechnerischen Grenzbedingung gemäß Gl. (2.6).

## Strahlgasen

Bei großen Durchsätzen tritt ein kontinuierlicher Gasstrahl aus der Düse aus, an dessen oberem Ende sich periodisch eine glockenartige Kuppe ausbildet, die beim Aufsteigen in Blasen verschiedener Größen zerfällt. Es zeigt sich ein periodisches Abschnüren des Strahls an ringförmigen Einbuchtungen, das manchmal zur Bildung einer großen Blase führt, jedoch auch häufig die Erzeugung von zwei oder mehr Blasen zur Folge hat. Bei dem Abreißen der Blasen vom Strahl bilden sich kleinere Blasen an der Trennfläche, und die Oberfläche der großen Blasen wird durch das zuströmende Wasser nach dem Abreißen so stark verformt, daß sich weitere kleine Blasen loslösen und die große Blase oft vollständig zerfällt. Im allgemeinen entstehen relativ wenige große Blasen (Kuppenreste), deren Größe mit dem Durchsatz wächst, sowie zahlreiche kleine Blasen mit äquivalenten Durchmessern unter 10 mm.

Beim Strahlgasen dominiert der Einfluß der Trägheitskräfte und der Schwerkraft derart, daß Zähigkeitskräfte und Oberflächenspannung vernachlässigbar klein werden. Hieraus folgt, daß der Vorgang der Blasenbildung durch eine Froude'sche Zahl charakterisiert sein muß. Der resultierende maximale Blasendurchmesser ist eine eindeutige und ausschließliche Funktion der zugeführten Luftmenge und der Erdbeschleunigung, unabhängig vom Düsendurchmesser und den Eigenschaften beider Fluide. Aus Dimensionsbetrachtungen ergibt sich somit

$$F = \frac{Q_0^2}{g d_b^5} = \text{const} \quad \text{bzw.} \quad \frac{d_b}{\sqrt[5]{Q_0^2/g}} \equiv \frac{d_b}{D_Q} = \text{const} \quad (2.7)$$

Die so definierte "Ersatzlänge"  $D_Q$  ist demnach beim Strahlgasen maßgebend für den resultierenden maximalen Blasendurchmesser, unabhängig vom Düsendurchmesser  $d_0$ . Es ist denkbar, daß das Spektrum der resultierenden Blasengrößen durch Änderung der Oberflächenspannung oder der Viskosität beeinflusst werden könnte, doch liegen hierüber keine Untersuchungen vor.

Zur analytischen Behandlung des Strahlgases muß auf eine Arbeit von Lord Rayleigh (siehe [10]) zurückgegriffen werden, der die Stabilität eines runden Gasstrahls in einer Flüssigkeit unter der Wirkung von Oberflächenspannung untersucht hat unter der Bedingung, daß Flüssigkeit und Gas keine Relativgeschwindigkeit aufweisen, daß die Schwerkraft keine Rolle spielt und daß die Dichte des Gases vernachlässigbar klein ist. Durch eine Stabilitätsbetrachtung (Einführen einer Störgröße und Gleichsetzen der Änderungen der potentiellen Energie infolge Oberflächenspannung und der kinetischen Energie zufolge der Störung) errechnete er die Wellenlänge der maximalen Anfachung einer Störung zu 6,48 mal dem Strahldurchmesser, unabhängig von den Eigenschaften der Fluide (lediglich die Größe der Anfachung hängt von der Oberflächenspannung ab).

Silberman [10] hat die Bedingungen dieser Berechnung experimentell verifiziert und die resultierende maximale Blasengröße beim Strahlgasen aus einer Düse in einer mit der Geschwindigkeit  $U$  strömenden Flüssigkeit untersucht. Nach seiner Umlenkung in Strömungsrichtung nimmt der Gasstrahl infolge Oberflächenspannung kreisförmige Gestalt an und bewegt sich nach kurzer Entfernung mit der Geschwindigkeit  $U$  der Flüssigkeit, da das Gas im Vergleich zur Flüssigkeit eine vernachlässigbar kleine Dichte hat und an der Trennfläche erhebliche Zähigkeitskräfte auf-



treten. Für den umgelenkten Gasstrahl ergibt sich demnach ein Strahldurchmesser von

$$D = \sqrt{\frac{4Q}{\pi U}} \quad (2.8)$$

wobei  $Q$  hier den Volumenstrom des Gases bei dem Druck und der Temperatur der umgebenden Flüssigkeit darstellt. Nimmt man nun an, daß eine Abschnürung des Gasstrahls nach der von Rayleigh berechneten Wellenlänge der größten Anfachung einer Störung erfolgt, dann ergibt sich das abgeschnürte Gasvolumen zu

$$V = \frac{\pi D^2}{4} \cdot 6.48 D = \frac{12.96}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{Q}{U}\right)^{3/2} \quad (2.9)$$

und bei näherungsweise kugelförmigen Blasen der Durchmesser

$$d_b = 2.4 \sqrt{Q/U} \quad (2.10)$$

Für den Fall, daß sich sowohl die Düse als auch die Flüssigkeit in Ruhe befinden und der Gasstrahl vor seinem Zerfall infolge Auftriebs aufsteigt, nehmen diese Beziehungen eine etwas andere Form an. Wegen des Auftriebs kann die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeit nie null werden, und bei vertikal gerichteten Düsen kann die Restgeschwindigkeit vom Düsenaustritt her noch beträchtliche Werte besitzen. Relativbewegung zwischen Gas und Flüssigkeit würde eine Verkleinerung der Wellenlänge der maximalen Anfachung einer Störung bewirken; mangels besserer Information wird jedoch auch hier der Wert 6.48 als Näherung beibehalten. Es wird angenommen, daß der kontinuierliche Strahl sich über eine Höhe von ein- bis zweimal dieser Wellenlänge ( $6.48 D \div 12.96 D$ ) erstreckt und jeweils in der Höhe ( $6.48 D$ ) über der Düse periodisch abgeschnürt wird. Bei Zugrundelegung dieser Konfiguration ergibt sich die Strahlgeschwindigkeit unter Vernachlässigung der Gasträgheit und der Restgeschwindigkeit vom Düsenaustritt her zu

$$U_j = \sqrt{2g \cdot 6.48 D} \quad (2.11)$$

und der Strahldurchmesser zu

$$D = \sqrt{\frac{4Q}{\pi U_j}} = \left(\frac{Q^2}{0.81 \pi^2 g}\right)^{1/5} \quad (2.12)$$

hieraus folgt für das abgeschürte Volumen und den äquivalenten Blasendurchmesser<sup>1</sup>

$$\psi = 1.46 \left( \frac{Q^2}{g} \right)^{3/5} = \frac{\pi d_b^3}{6} \quad \therefore d_b = 1.41 \left( \frac{Q^2}{g} \right)^{1/5} \quad (2.13)$$

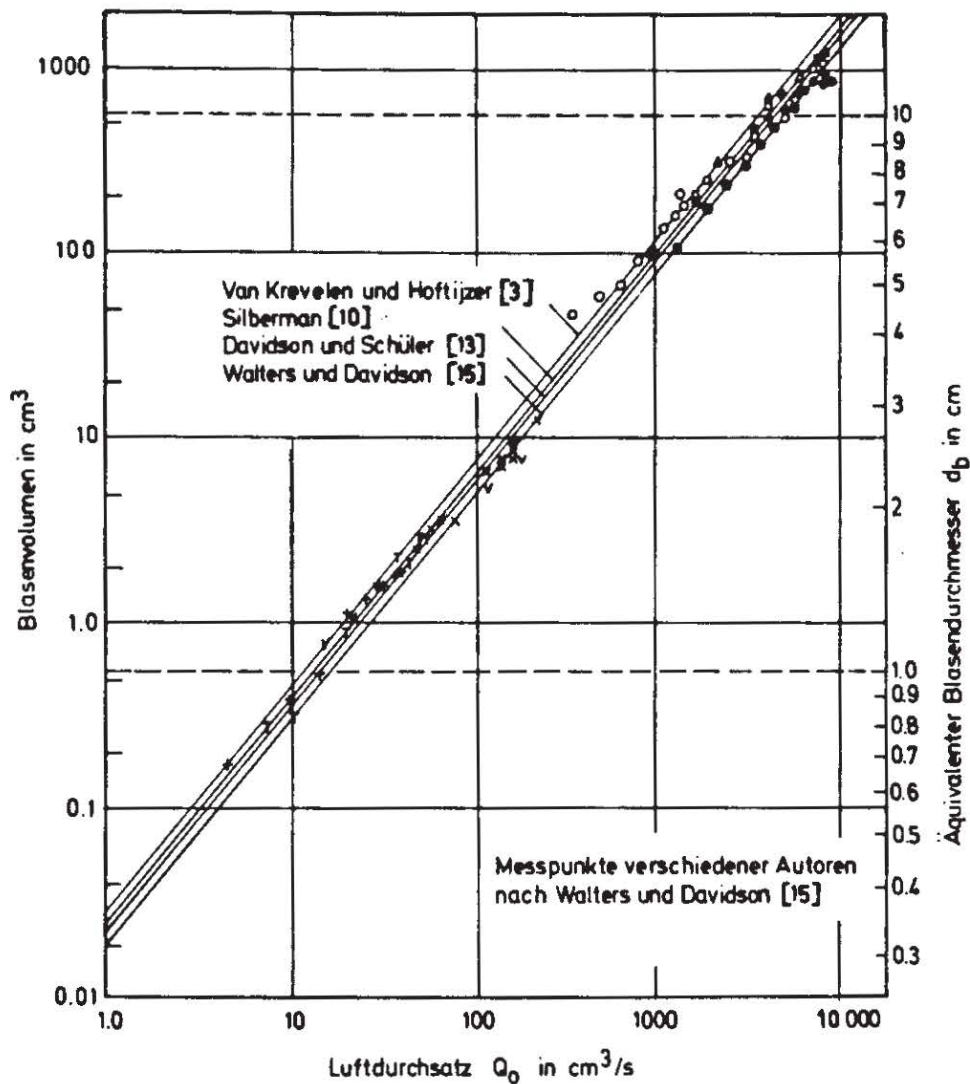


BILD 2.4: MAXIMALE BLASENGRÖSSEN BEIM STRALGASEN VON LUFT IN WASSER

Entsprechende Ausdrücke für das Blasenvolumen und damit den resultierenden äquivalenten Blasendurchmesser haben sich aufgrund unterschiedlicher Ansätze und experimenteller Untersuchungen ergeben (siehe Bild 2.4):

Van Krevelen und Hoftijzer [3] fanden für im Vergleich zur Flüssigkeitsdichte vernachlässigbar kleine Gasdichten die Beziehung  $[\psi = 1.72 (Q^2/g)^{3/5}]$ .

Davidson und Schüler [14] analysierten die Blasenbildung gemäß der vereinfachten Modellvorstellung, daß sich die Blasen als Kugeln ausbilden und sich zu jedem Zeitpunkt mit der zugehörigen Stokes' schen Geschwindigkeit aufwärts bewegen, wobei der Einfluß anderer Blasen und der Impulsfluß an der Düse vernachlässigt werden. Für nichtviskose Flüssigkeiten erhielten sie  $[\psi = 1.378 (Q^2/g)^{3/5}]$ .

Walters und Davidson [15] erhielten mit einer verbesserten Annahme für den virtuellen Massenbeiwert gute Übereinstimmung mit Messungen mit  $[\psi = 1.430 (Q^2/g)^{3/5}]$ .



Die Beziehung für die Blasenbildungsfrequenz (aus  $v \cdot f_b = Q$ )

$$f_b = \frac{1}{1.46} \left( \frac{g^3}{Q} \right)^{1/5} \quad (2.14)$$

untermauert die Beobachtung, daß bei großen Gasdurchsätzen die Blasenbildungsfrequenz vom Durchsatz nahezu unabhängig wird. Besonders hervorzuheben ist die Tatsache, daß die hier dargestellten Beziehungen weder vom Düsendurchmesser noch von den Gas- oder Flüssigkeitseigenschaften abhängig sind. Blasengröße und Frequenz werden demnach im Bereich des Strahlgasens überwiegend vom Durchsatz bestimmt, was auch die in Bild 2.4 dargestellten Messungen bestätigen. Auftretende Relativgeschwindigkeiten zwischen Flüssigkeit und Gas bewirken eine Abnahme der kritischen Wellenlängen: dementsprechend zeigen Experimente bei konstantem Durchsatz eine Verringerung der Blasendurchmesser mit abnehmendem Düsendurchmesser, was auf den zunehmenden Einfluß der Düsenaustrittsgeschwindigkeit zurückzuführen ist. Demnach kann festgestellt werden, daß der Einfluß des Düsendurchmessers im gesamten in der Praxis interessierenden Bereich (experimentell nachgewiesen bis  $d_0 = 13$  mm) klein genug ist, um als sekundär betrachtet werden zu können<sup>1</sup>.

Die hier angestellten Betrachtungen gelten jeweils für den maximal möglichen Blasendurchmesser: in Wirklichkeit entsteht beim Zerfall des Gasstrahls ein Gemisch von Blasen unterschiedlicher Größen zwischen Null und diesem oberen Grenzwert. Wie sich der Luftstrom auf die einzelnen Blasengrößen verteilt und welcher Blasendurchmesser als repräsentativ für das Gemisch angesehen werden könnte, ist noch gänzlich unbekannt. Visuelle Beobachtung weist darauf hin, daß bei großen Luftströmen die Mehrzahl der Blasen im Bereich von Durchmessern zwischen 3 und 10 mm liegt und vom Luftstrom unabhängig erscheint. Mäder [61] beobachtete sogar, daß der mittlere Blasendurchmesser bei sehr großen Durchsätzen mit zunehmendem Luftstrom geringfügig kleiner wird: bei Luftdurchsätzen, bei denen an der Düse Schallgeschwindigkeit erreicht wird, fand er für die überwiegende Anzahl der Blasen Durchmesser unter 10 mm, während sehr große Blasen nur ganz selten auftraten. Diese Erscheinungen sind vermutlich damit zu erklären, daß die Störungen infolge der eigenerzeugten Turbulenz des Blasenstroms so groß werden, daß die großen Blasen stets in eine Vielzahl kleinerer zerfallen. Neuere Untersuchungen<sup>2</sup> deuten

---

<sup>1</sup> Auch im Bereich sehr kleiner Düsendurchmesser ist keine nennenswerte Beeinflussung der Blasengrößen durch den Düsendurchmesser festzustellen: Siemes fand bei der Erzeugung von Gasblasen an Metallfilterplatten, daß eine hundertfache Vergrößerung des Porendurchmessers lediglich eine Verdoppelung des Blasendurchmessers bewirkt.

<sup>2</sup> Jezdinsky [22] hat Luftblasen verschiedener Größen durch eine Düse bzw. durch Sintermetall erzeugt und das entstandene Wasser-Luftgemisch durch ein vertikales, kreisrundes Rohr mit einer plötzlichen Erweiterung gepumpt. Es zeigte sich, daß sich hinter der Erweiterung Blasen ausbildeten, deren Größe ausschließlich vom Wasserdurchsatz und damit von den Turbulenzcharakteristiken in der Ablösezone der Querschnittserweiterung abhing, jedoch von der Art der Blasenerzeugung praktisch unabhängig war.

darauf hin, daß die Blasengrößen in einem Strömungsfeld hauptsächlich von den Charakteristiken der vorhandenen Turbulenz abhängen. Diese wiederum werden in einem ausschließlich durch den Blasenstrom erzeugten Strömungsfeld (Luftschleier in ruhendem Medium) von der Größe und Verteilung der Gasblasen bestimmt: demnach müßte sich schließlich ein Gleichgewichtszustand mit einer bestimmten Turbulenzstruktur und einer zugehörigen Blasengrößenverteilung einstellen.

### 2.3 Düsenaher Bereich

Aus den Erkenntnissen über die Blasenbildung beim Strahlgasen folgt, daß die Art der Luftzugabe keinen bzw. nur einen örtlich begrenzten Einfluß auf die Strömungsverhältnisse haben kann. Daß das induzierte Geschwindigkeitsfeld mit Ausnahme des düsenahen Bereichs ausschließlich durch den Luftstrom gekennzeichnet ist, wird daraus ersichtlich, daß sowohl über Einzeldüsen als auch über Düsenreihen für verschiedene Düsendurchmesser, Abstände und Druckverhältnisse bei jeweils gleichem Luftstrom gleiche Geschwindigkeitsverteilungen auftreten. Diese Tatsache vereinfacht die Behandlung der Zusammenhänge wesentlich, da zur Beschreibung der Art der Luftzugabe mindestens drei Parameter (Düsendurchmesser, -abstand und -form) erforderlich sind, die somit aus der Betrachtung ausgeklammert werden können.

Eine Abschätzung der Ausdehnung des "düsenahen" Bereichs (der von den örtlichen Bedingungen der Luftzugabe abhängig ist) läßt sich dadurch gewinnen, daß man das Gas horizontal in die Flüssigkeit einbläst: infolge des Ausgangsimpulses bewegt sich das Gas seitwärts, während der Auftrieb den Blasenstrom nach oben umlenkt. Die seitliche Auslenkung des vertikalen Blasenstroms durch die Düsenströmung kann als Maß für die Ausdehnung des düsenbeeinflussten Bereichs gelten (Bild 2.5). Diese

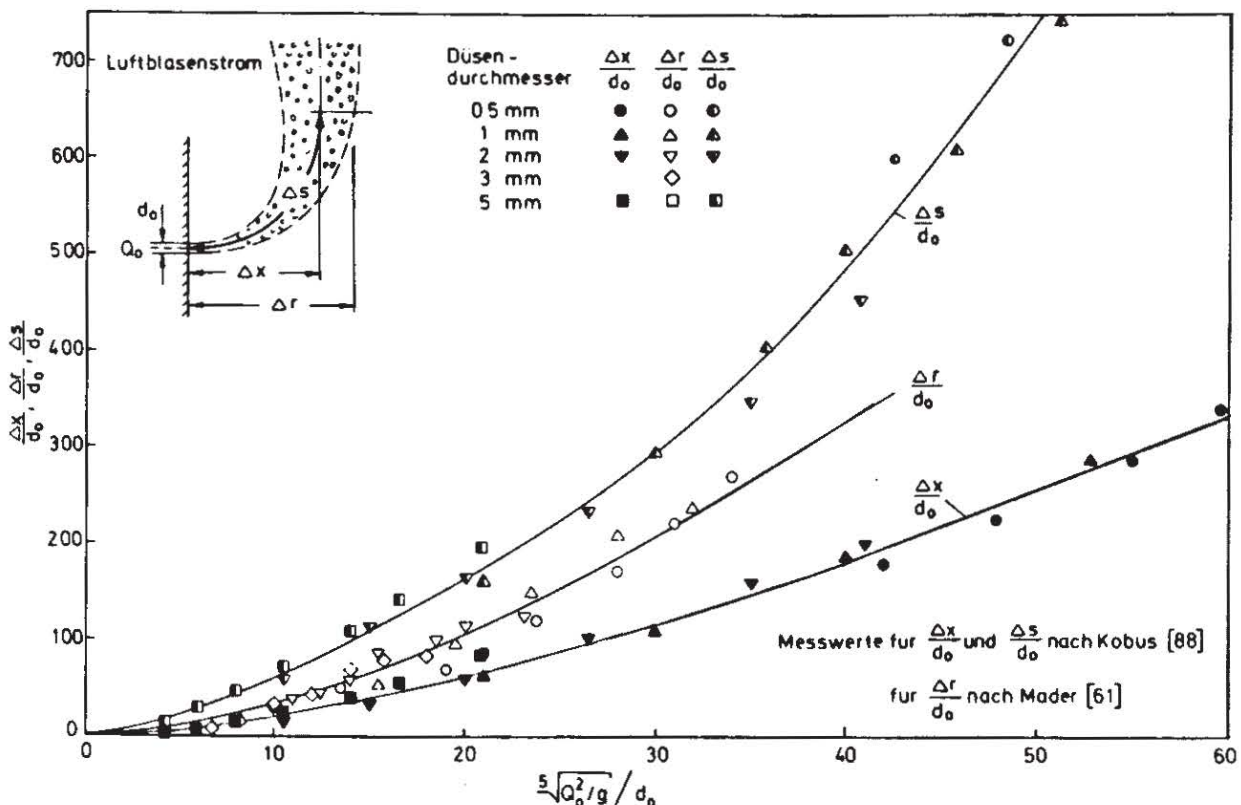


BILD 2.5: AUSDEHNUNG DES ANLAUFBEREICHS



Länge ( $\Delta x$ ,  $\Delta r$  oder  $\Delta s$ ) wächst mit der Stärke des Luftstroms, und bei konstantem Luftstrom nimmt sie mit wachsendem Düsendurchmesser (und damit abnehmender Austrittsgeschwindigkeit bzw. Druckdifferenz) ab. Aus Dimensionsbetrachtungen folgt, daß die auf den Düsendurchmesser bezogene Ausdehnung des Anlaufbereichs eine Funktion des Verhältnisses der für das Strahlgasen charakteristischen Länge  $D_Q$  zum Düsendurchmesser sein muß:

$$\frac{\Delta x}{d_0} = f\left(\frac{D_Q}{d_0}\right) = f\left(\frac{\sqrt[5]{Q_0^2/g}}{d_0}\right) \quad (2.15)$$

In Bild 2.5 sind zahlreiche Messungen in dieser Form aufgetragen. Sie bestätigen den funktionalen Zusammenhang und zeigen, daß die Ausdehnung des Anlaufbereichs auch bei großen Luftdurchsätzen stets auf ein Mehrhundertfaches des Düsendurchmessers (bei Düsendurchmessern im Millimeterbereich also auf einige dm) beschränkt bleibt.

#### 2.4 Aufsteigen von Einzelblasen

Das Verhalten einer einzelnen Gasblase in einer unendlich ausgedehnten, ruhenden Flüssigkeit wird bestimmt von den Stoffeigenschaften von Gas und Flüssigkeit und vom Blasenvolumen bzw. dem äquivalenten Blasendurchmesser (Durchmesser einer Kugel gleichen Volumens). Eine Vereinfachung der Beziehung ergibt sich aus der Annahme, daß die Strömung innerhalb der Gasblase nur einen vernachlässigbar kleinen Einfluß im Vergleich zur Flüssigkeitsströmung hat: dies erscheint in Anbetracht der Tatsache vertretbar, daß die auf die Blasenoberfläche ausgeübten Kräfte aus der Gasströmung entsprechend dem Dichte- und Zähigkeitsverhältnis ( $\rho_L/\rho_w$ ) und ( $\mu_L/\mu_w$ ) stets wesentlich kleiner bleiben als die Flüssigkeitskräfte (für Wasser und Luft liegt  $\rho_L/\rho_w$  in der Größenordnung  $10^{-3}$  und  $\mu_L/\mu_w$  bei  $10^{-2}$ ). Mit dieser Annahme ergibt sich für die Aufstiegs geschwindigkeit  $u_b$  einer Gasblase in einer Flüssigkeit

$$u_b = f[d_b; \rho_w; \mu_w; \sigma_{WL}; g] \quad (2.16)$$

Mit den Definitionen

$$\left. \begin{aligned} c_d &\equiv \frac{(\pi/6) d_b^3 \rho_w g}{(\rho_w/2) u_b^2 (\pi/4) d_b^2} = \frac{4g d_b}{3 u_b^2} \\ R &\equiv \frac{\rho_w d_b u_b}{\mu_w} ; \quad W \equiv \frac{u_b}{[\sigma_{WL}/\rho_w d_b]^{1/2}} ; \quad Z \equiv \frac{g \mu_w^4}{\rho_w \sigma_{WL}^3} \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

ergeben sich hieraus folgende alternative dimensionslose Beziehungen:

$$c_d = f(R; W) ; \quad c_d = f(R; Z) ; \quad c_d = f(W; Z) \quad (2.18)$$

Im Vergleich dieser Darstellungsmöglichkeiten haben die Reynolds- und die Weberzahl den Vorteil, daß ihnen als Verhältnis der Trägheitsreaktion zu den Kräften infolge Zähigkeit bzw. Oberflächenspannung direkte physikalische Bedeutung zukommt. Insbesondere gibt die Weberzahl das Verhältnis derjenigen Kräfte an, die die Form der Blase bestimmen: die hydrodynamischen Druckkräfte und die Kräfte infolge Oberflächenspannung. Demgemäß ergibt sich bei kleinen Weberzahlen oder



relativ kleinen Druckkräften die Kugel-Blasenform aus der Bedingung, daß die Oberflächenenergie ein Minimum werden muß, und mit wachsender Weberzahl sind zunehmende Abweichungen der Blasenform von der Kugelgestalt zu erwarten. Demgegenüber hat die Stoffkennzahl  $Z$  den Vorteil, daß sie weder den Blasendurchmesser noch die Aufstiegsgeschwindigkeit enthält und somit ausschließlich von den Eigenschaften der Flüssigkeit abhängt. Variationen von  $Z$  ergeben sich in erster Linie aus dem Faktor  $\mu^4$ , da sich  $\rho$  und  $\sigma$  verschiedener Flüssigkeiten nicht sehr stark voneinander unterscheiden. Hohe Werte von  $Z$  beschreiben daher hochviskose Flüssigkeiten, während Flüssigkeiten mit geringer Zähigkeit kleine  $Z$ -Werte besitzen.

Je nach Größe der Stoffkennzahl  $Z$  ergeben sich für das Aufsteigen einer Gasblase unterschiedliche Zusammenhänge. Die Blasensteiggeschwindigkeit  $u_b$  nimmt mit wachsendem Blasendurchmesser  $d_b$  zunächst rasch zu. Bei sehr kleinen Blasen dominiert die Oberflächenspannung derart, daß die an der Kugelwandung auftretenden Scherspannungen kleiner bleiben als die Oberflächenspannung, so daß im Innern der Blase keine Strömung stattfindet und diese wie eine Festkugel aufsteigt. Mit zunehmender Blasengröße nehmen die Scherspannungen infolge des wachsenden Auftriebs zu, bis sie durch die Oberflächenspannung allein nicht mehr aufgenommen werden können, so daß in der Blase eine entsprechende Strömung induziert wird. In Flüssigkeiten mit kleinen Stoffkennzahlen ( $Z < 10^{-8}$ ) erreicht die Steiggeschwindigkeit ein Maximum, fällt dann wieder ab bis zu einem Minimum und steigt schließlich wieder allmählich an. Für viskose Flüssigkeiten ( $Z > 10^{-3}$ ) nimmt die Steiggeschwindigkeit mit dem Durchmesser stetig zu, wobei die Zuwachsrate bei einem bestimmten Durchmesser abrupt zurückgeht.

In Flüssigkeiten mit kleiner Stoffzahl sind kleine Blasen kugelförmig und werden mit zunehmendem Blasendurchmesser aufgrund der Druckverteilung, die sich infolge der Umströmung an der Blase ausbildet, verformt und zu einem Rotationsellipsoid mit der kleinen Achse in Strömungsrichtung abgeflacht. Bei einem Durchmesser, der etwa der maximalen Steiggeschwindigkeit entspricht, beginnt die Blase sehr rasch um die abgeplattete Form zu fluktuieren, bis schließlich bei sehr großen Durchmessern ( $W \approx 20$ ) die Form einer Kugelkalotte erreicht wird, deren Oberseite recht stabil bleibt, wobei an der Rückseite starke Schwankungen auftreten und sich laufend kleine Bläschen ablösen. In viskosen Flüssigkeiten ( $Z > 10^{-3}$ ) wird bei Steigerung des Blasendurchmessers die Form der Kugelkalotte erreicht, ohne daß die Blasenoberfläche jemals instabil wird.

Die Blasenbahn ist in Flüssigkeiten mit kleiner Stoffzahl für kleine Blasen geradlinig und wird etwa bei dem der maximalen Steiggeschwindigkeit entsprechenden Durchmesser zick-zack- oder spiralförmig, während die Kugelkalotten wiederum geradlinig aufsteigen. In zähen Flüssigkeiten ( $Z > 10^{-3}$ ) treten ausschließlich geradlinige Blasenbahnen auf.

Betrachtet man die Zusammenhänge in einer Darstellung des Widerstandsbeiwerts  $c_d$  als Funktion der Reynoldszahl  $R$  mit der Stoffkennzahl  $Z$  als Parameter (Bild 2.6), so zeigt sich ein nahezu universeller Zusammenhang zwischen  $c_d$  und  $R$ , wobei der Einfluß der Stoffkennzahl sich lediglich im Bereich  $10^2 < R < 10^3$  bemerkbar macht (Bild 2.6). Für kleine Reynoldszahlen läßt sich unter Berücksichtigung der Tatsache, daß infolge der internen Gasströmung die Randbedingungen einer reibungsfreien Strömung an der Blasenwand weitgehend erfüllt werden können, für den Bereich



kugelig Blasen als Widerstandsgesetz herleiten

$$c_d = 16 / R \quad (2.19)$$

das gute Übereinstimmung mit Meßergebnissen zeigt. Für sehr große Reynoldszahlen muß der Widerstandsbeiwert einen konstanten Wert annehmen; dieser ergibt sich aus Experimenten [8] zu

$$c_d = 2.6 = \text{const} \quad (2.20)$$

Für Flüssigkeiten mit kleiner Stoffkennzahl zeigt sich ein ausgeprägtes Minimum für  $c_d$  bei  $R$  zwischen 200 und 400 (und bei  $W$  zwischen 1.5 und 2). Diesem Minimum entspricht das beobachtete Maximum der Aufstiegs geschwindigkeit. Für Flüssigkeiten

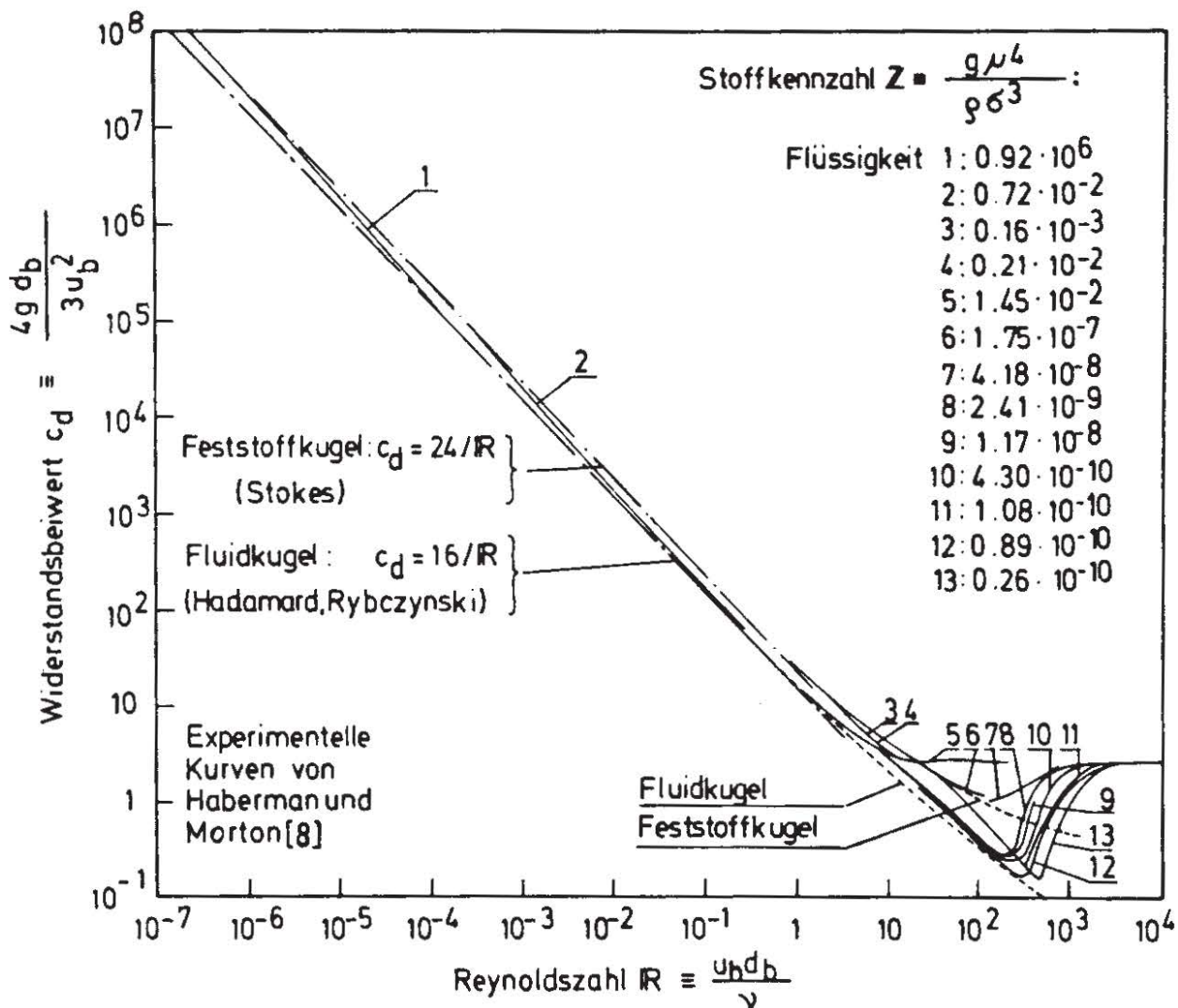


BILD 2.6. WIDERSTANDSDIAGRAMM FÜR GASBLASEN IN FLÜSSIGKEITEN

mit kleiner Stoffkennzahl existiert demnach ein kritischer Bereich, in dem der Widerstandsbeiwert rasch ansteigt, die Blasenoberfläche zu fluktuieren beginnt und der Aufstieg nicht mehr geradlinig erfolgt. Die Ursache dieser Erscheinung ist nicht eindeutig geklärt. Haberman und Morton [8] vermuten als Ursache beginnende Wirbelablösung an der Blase, da diese bei Festkugeln bei vergleichbaren Reynoldszahlen einsetzt. Allerdings läßt sich hiermit nur die Fluktuation der Blasen und ihre spiral-

förmige Bahn erklären, nicht jedoch der starke Anstieg des Widerstandsbeiwerts. Hartunian und Sears [9] sehen die Ursache in einsetzender Instabilität der Blasenwand eher als in Instabilitäten der Außenströmung, zumal nach ihren Beobachtungen in reinen Flüssigkeiten kein Nachlauf auftritt. Während die erste Erklärung bedingen würde, daß das Minimum für alle Flüssigkeiten bei derselben kritischen Reynoldszahl auftritt, erfordert die zweite Vorstellung eine konstante kritische Weberzahl, was mit den Meßergebnissen etwas besser übereinstimmt.

Reines Wasser hat eine sehr kleine Stoffkennzahl ( $Z \approx 10^{-11}$ ). Allerdings ist es extrem schwierig, wirklich "reines" Wasser zu gewinnen, und es hat sich gezeigt, daß schon sehr geringe Verschmutzungen drastische Veränderungen des Aufstiegsverhaltens bewirken (siehe Bild 2.7). Haberman und Morton [8] fanden bei Zugabe von 0.5% oberflächenaktiver Substanzen ein Ansteigen des Widerstands auf den Wert einer Festkugel: sie erklären dies damit, daß vermutlich die Substanzen sich an der Blasenoberfläche konzentrieren und somit bewirken, daß die Blase wie ein Festkörper umströmt wird und schon bei kleinen Durchmessern Ablöse- und Nachlauferscheinungen zeigt.

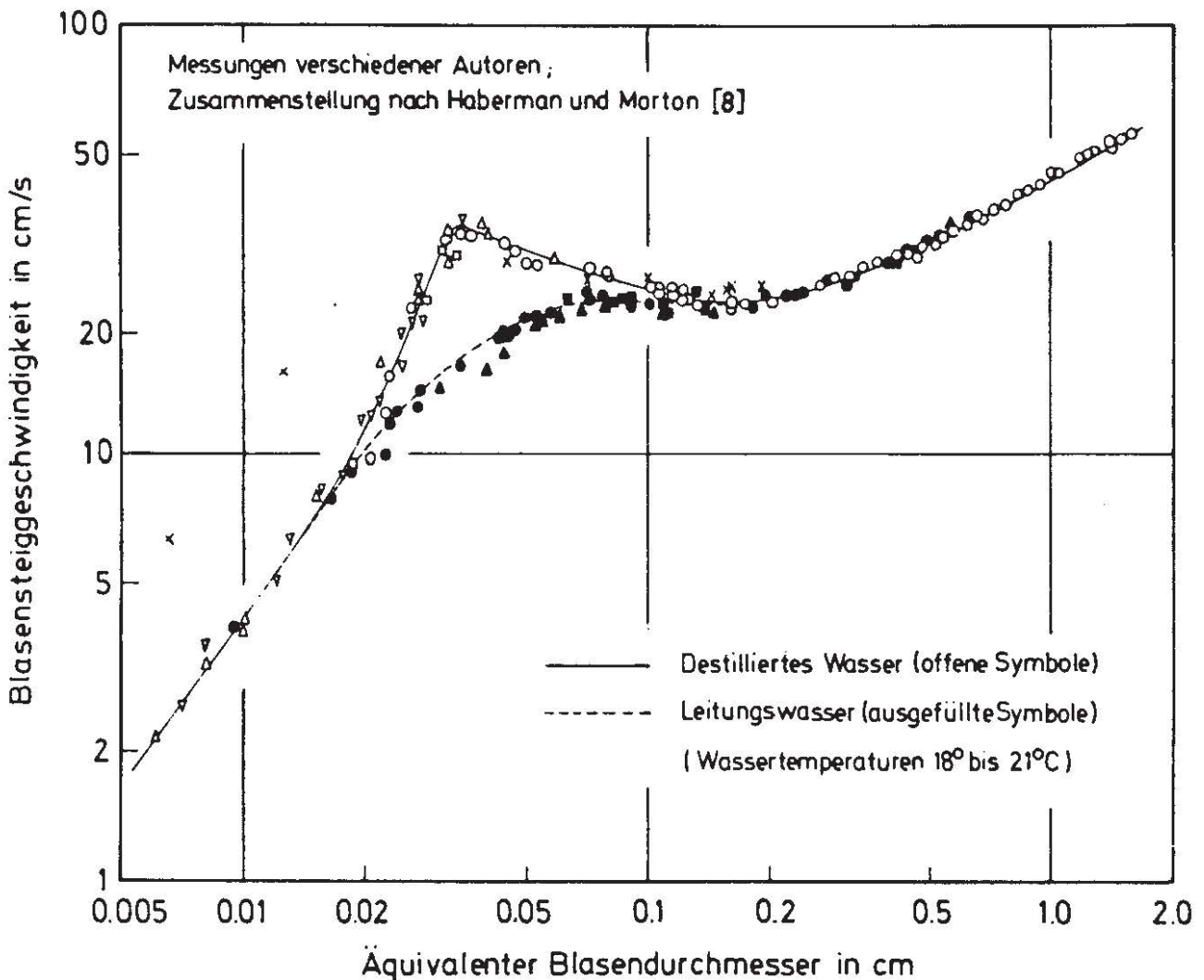


BILD 2.7. STEIGGESCHWINDIGKEIT VON LUFTBLASEN IN WASSER

Ausführliche Beobachtungen an Einzelblasen haben bis heute noch keinen Hinweis darauf geliefert, daß sich die Steiggeschwindigkeit mit der Wassertiefe ändert, obwohl dies wegen der Änderung des Blasen volumens mit der Wassertiefe (Druck) zu vermuten wäre. Allerdings ändert sich die Steiggeschwindigkeit mit dem Blasen-



durchmesser nur geringfügig (abgesehen von den allerkleinsten Blasen), und letzterer wiederum variiert nur mit der Kubikwurzel des Blasen Volumens und damit des örtlichen Drucks. Es darf daher mit ausreichender Genauigkeit angenommen werden, daß die Steiggeschwindigkeit von Gasblasen konstant und von der Wassertiefe unabhängig ist.

## 2.5 Aufsteigen eines Blasenstroms in seitlich unbegrenztem Medium

Ein Blasenstrom, wie er durch eine Luftschleieranlage erzeugt wird, besteht aus einem Gemisch von Blasen unterschiedlicher Größe und unterschiedlicher Steiggeschwindigkeiten. Die aufsteigenden Blasen erzeugen ein aufwärts gerichtetes Geschwindigkeitsfeld im Wasser, welches sich der jeweiligen Relativbewegung der Blasen überlagert. Die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit eines Blasenstroms muß daher entsprechend höher liegen als die Geschwindigkeit, die sich aus dem Mittelwert aller anteiligen Einzelblasen-Steiggeschwindigkeiten ergäbe. Die Bestimmung dieser mittleren Steiggeschwindigkeit wird dadurch erschwert, daß sich der Blasenstrom aus Einzelblasen und Blasengruppen mit stark unterschiedlichen Steiggeschwindigkeiten zusammensetzt.

Der heutige Stand der Meßtechnik erlaubt es noch nicht, Blasensteiggeschwindigkeiten im Blasenstrom exakt zu messen. Hierbei wirkt sich besonders erschwerend aus, daß Luftschleier als Blasenströme in seitlich praktisch unbegrenzter Flüssigkeit auftreten: diese Tatsache schließt eine eindimensionale Betrachtungsweise ebenso aus wie die Heranziehung von Untersuchungen über Steiggeschwindigkeiten in Blasensäulen, wie sie in der Verfahrenstechnik zu finden sind. Visuelle Beobachtung der ersten bzw. letzten Blasen beim Ein- oder Abschalten des Blasenstroms sind irreführend, da sich die Strömungsverhältnisse in diesen Fällen erheblich von denjenigen im voll ausgebildeten Blasenstrom unterscheiden.

Ein Teilerfolg wurde mit Hilfe eines eigenentwickelten Meßverfahrens [88] erzielt, das aufgrund von Dichtemessungen eine integrale Bestimmung der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  in einem Horizontalschnitt ermöglicht. Hierbei wird aus einer Absorptionsmessung radioaktiver Strahlung die mittlere Gemischdichte in einem Meßvolumen bestimmt, das bei sehr geringer Höhe eine horizontale Fläche einnimmt, durch die der gesamte Blasenstrom erfaßt wird. Hieraus läßt sich das anteilige Luftvolumen und im Limit der zeitliche Mittelwert der von der Gesamtheit der Blasen in einem horizontalen Querschnitt eingenommenen Fläche bestimmen. Die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  ergibt sich hieraus direkt als der Quotient aus dem Luftstrom und der von den Blasen insgesamt eingenommenen Querschnittsfläche: er enthält demnach sowohl die anteilige Wassergeschwindigkeit als auch die Relativgeschwindigkeit der Blasen und liefert nur Mittelwerte über den Querschnitt. Die nach diesem Verfahren gewonnenen Meßwerte, ergänzt durch Weg-Zeitmessungen aufgrund visueller Beobachtung im Bereich sehr kleiner Luftströme, sind in Bild 2.8 für Einzeldüsen und in Bild 2.9 für Düsenreihen dargestellt.

Eine exponentielle Ausgleichskurve durch die Meßwerte für Einzeldüsen ergibt näherungsweise

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{g H_0}} = 0.28 \left( \frac{Q_0}{\sqrt{g H_0^5}} \right)^{1/9} \quad (2.21)$$

Für Düsenreihen lautet die entsprechende Beziehung

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{gH_0}} = 0.48 \left( \frac{q_0}{\sqrt{gH_0^3}} \right)^{1/6} \quad (2.22)$$

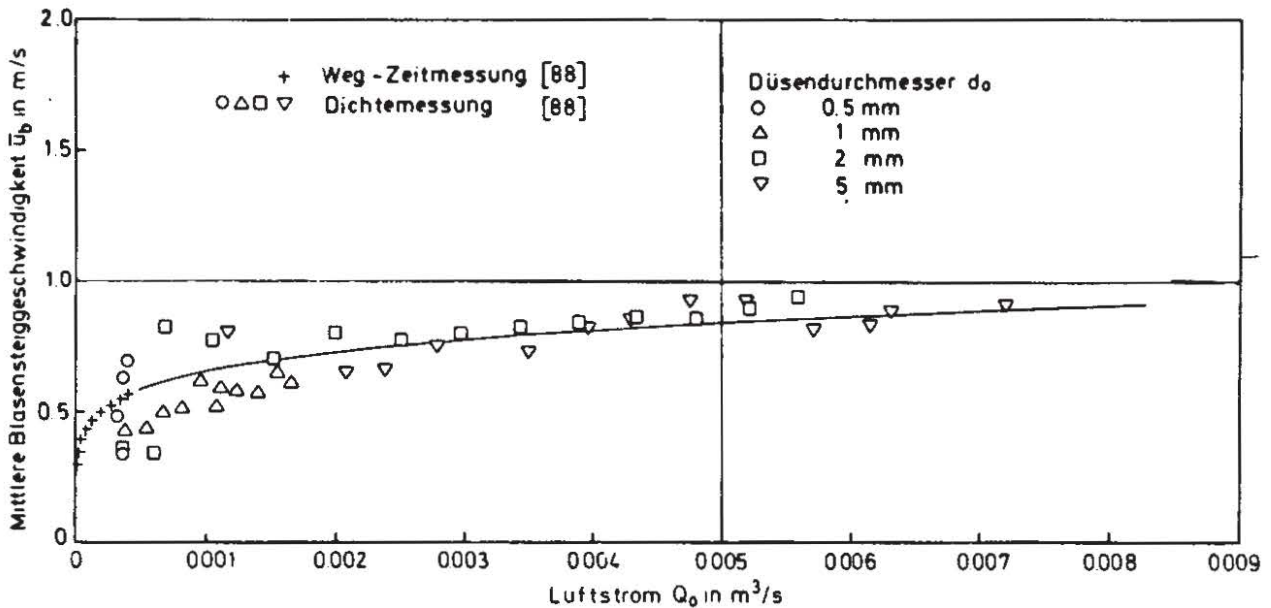


BILD 2.8: MITTLERE BLASENSTEIGGESCHWINDIGKEIT ÜBER EINER EINZELDÜSE

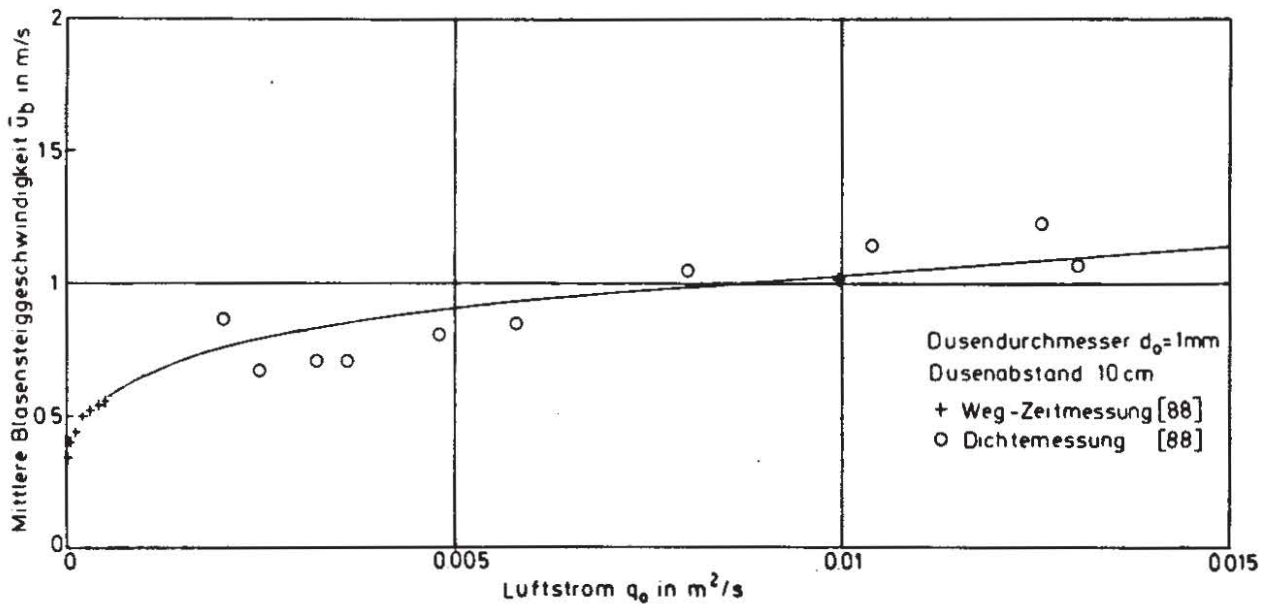


BILD 2.9: MITTLERE BLASENSTEIGGESCHWINDIGKEIT ÜBER EINER DÜSENREIHE

Beobachtungen haben gezeigt, daß die mittlere Steiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  eines Blasenstroms in einer Querströmung erheblich niedriger ist als in ruhendem Medium. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Blasen wegen ihrer geringen Massendichte durch die Querströmung praktisch augenblicklich beschleunigt werden und keine Relativbewegung in horizontaler Richtung aufweisen, so daß der Blasenstrom insgesamt unter einem Winkel zur Vertikalen aufsteigt. Das vom Blasenstrom induzierte Geschwindigkeitsfeld des Wassers weist somit ebenfalls einen Winkel zur Vertikalen auf, wobei nur die vertikale Geschwindigkeitskomponente zur effektiven Blasensteiggeschwindigkeit beiträgt. Die auftriebsbedingte Relativbewegung der Blasen



in senkrechter Richtung bewirkt, daß sich diese aus dem vom Blasenstrom induzierten Geschwindigkeitsfeld allmählich nach oben herausbewegen und somit kleineren Vertikalgeschwindigkeiten des Wassers ausgesetzt sind. Dieser Effekt wird deutlich, wenn man eine Düse oder Düsenreihe betrachtet, die mit konstanter Geschwindigkeit  $U$  durch ruhendes Wasser bewegt wird. Hier steigt jede Blase auf einer senkrechten Bahn auf, die jeweils um das Maß  $(Udt)$  gegenüber der vorhergehenden seitlich versetzt ist: sie kann somit stets nur eine geringere Wassergeschwindigkeit infolge der vorhergegangenen Blasen erfahren, als dies ohne seitliche Versetzung der Fall wäre.

Der Einfluß einer Querströmung auf die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  wurde experimentell ermittelt und ist in den Bildern 2.10 (Einzeldüsen) und 2.11 (Düsenreihen) dargestellt. Hierzu wurde ein Düsenrohr in 3.5 m Wassertiefe mit konstanter Geschwindigkeit durch ruhendes Wasser bewegt und der horizontale Abstand  $\Delta L$  zwischen Düse und Austrittsquerschnitt des Blasenstroms an der Wasseroberfläche gemessen. Daß hierbei der Einfluß des Anlaufbereichs wegen der großen Wassertiefe vernachlässigt werden kann, wurde durch Versuche mit um  $90^\circ$  geschwenkten Austrittsöffnungen der Düsen bestätigt. Die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  ergibt sich direkt aus der Beziehung

$$\bar{u}_b = U \cdot H / \Delta L \quad (2.23)$$

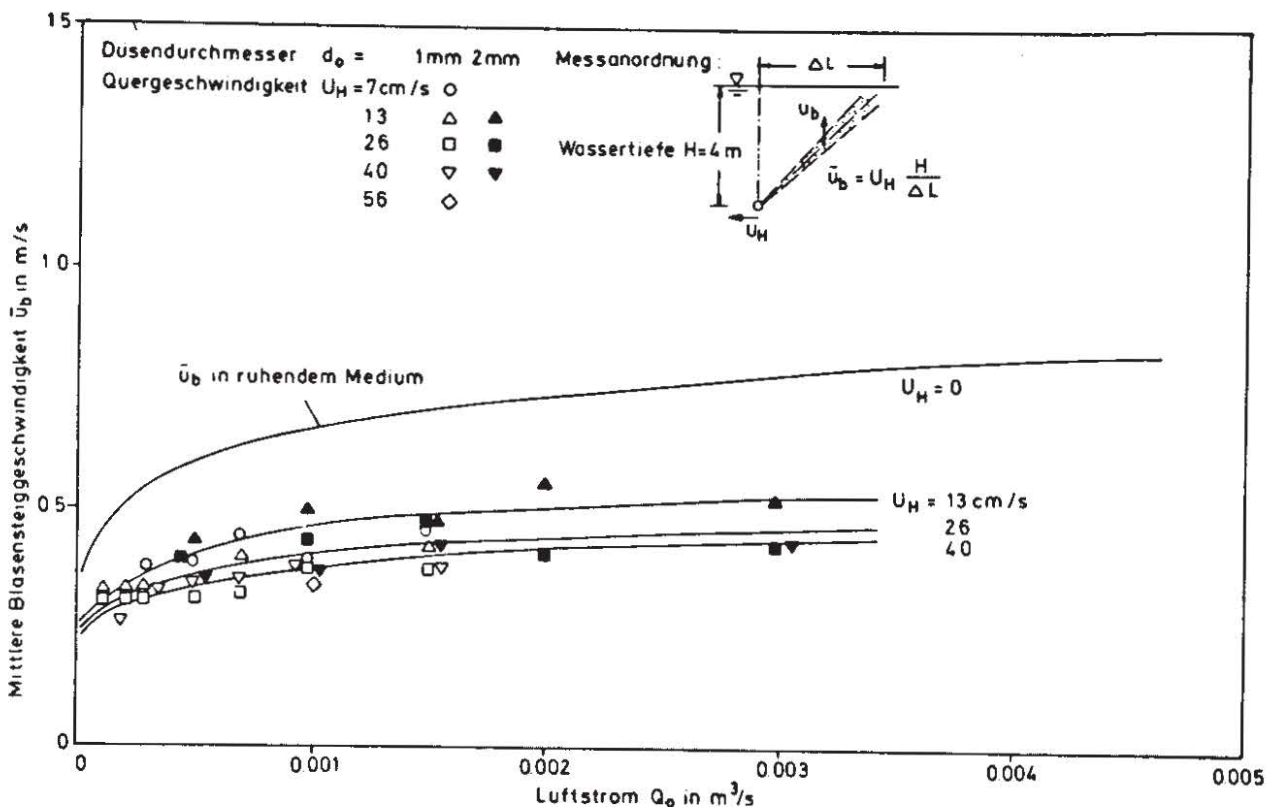


BILD 2.10: EINFLUSS EINER QUERSTRÖMUNG AUF DIE BLASENSTEIGGESCHWINDIGKEIT ÜBER EINZELDÜSEN

Definiert man eine örtliche Blasensteiggeschwindigkeit als die Summe aus der örtlichen Wassergeschwindigkeit  $u$  und der Relativgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  der Blase,

$$u_b = u + \Delta u_b \quad (2.24)$$

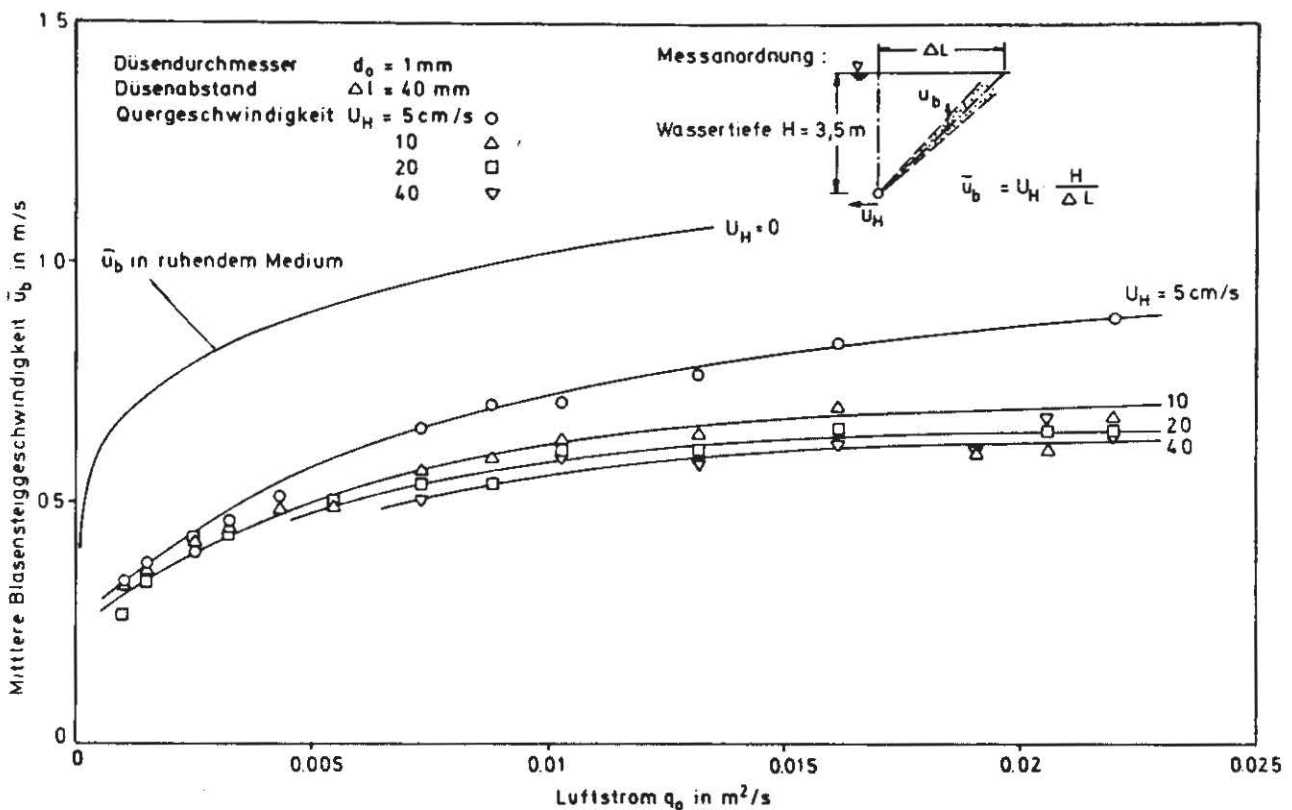


BILD 2.11: EINFLUSS EINER QUERSTRÖMUNG AUF DIE BLASENSTEIGGESCHWINDIGKEIT ÜBER DÜSENREIHEN

dann wäre denkbar, daß  $\Delta u_b$  allein vom Blasendurchmesser abhängt und gleich der Aufstiegsgeschwindigkeit der betrachteten Blase in ruhendem Medium ist, während sich die Wassergeschwindigkeit  $u$  (als die Auswirkung der Summe aller anderen Blasen) mit dem sie erzeugenden Luftstrom ändert. Eine derartige örtliche Betrachtung des Luftblasenstroms erfordert jedoch Kenntnis der Luftblasenverteilung über den Querschnitt bzw. der Konzentration an jedem Punkt des Strömungsfeldes. Setzt man an (siehe Kapitel 3), daß das Dichtedefizit durch Ähnlichkeitsprofile beschrieben werden kann, dann ergibt sich als zusätzliche unbekannte Größe die Querausdehnung  $b'$  dieser Profile bzw. deren Verhältnis zur Querausdehnung der entsprechenden Geschwindigkeitsprofile

$$\lambda = \frac{b' \text{ Dichtedefizit}}{b \text{ Geschwindigkeit}} \quad (2.25)$$

Eine derartige örtliche Betrachtung ist zwar anschaulich und physikalisch plausibel, jedoch kann weder  $\Delta u_b$  noch  $\lambda$  direkt gemessen werden. Man ist deshalb auf entsprechend grobe Schätzungen angewiesen. Einer Annahme für die Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  kann die Beziehung für die Aufstiegsgeschwindigkeit einzelner Luftblasen in Wasser (Bild 2.7) zugrunde gelegt werden. Für das Ausbreitungsverhältnis  $\lambda$  gibt es widersprüchliche Schätzwerte: Sjöberg [55] und Cederwall und Ditmars [59]

nehmen nach ihren Beobachtungen einen Wert von 0.2 an; nach Baines [74] ergibt sich als Richtwert  $\lambda \approx 0.5$ ; Beobachtungen von Mäder [61] weisen auf Werte in der Größenordnung von Eins hin.

Mit Hilfe der Betrachtungen zum Geschwindigkeitsfeld eines Blasenstroms in Kap. 4 läßt sich zeigen, daß zwischen den Werten für  $\bar{u}_b$  und für  $\Delta u_b$  und  $\lambda$  über das Geschwindigkeitsfeld eine Beziehung besteht. Für Einzeldüsen lautet diese

$$\bar{u}_b = \frac{u_a}{1 + \lambda^2} + \Delta u_b \quad (2.26)$$

und für Düsenreihen

$$\bar{u}_b = \frac{u_a}{\sqrt{1 + \lambda^2}} + \Delta u_b \quad (2.27)$$

wobei die jeweiligen Achsgeschwindigkeiten  $u_a$  aus den Gleichungen (5.2) bzw. (5.12) zu ermitteln sind. Hieraus wird zum Einen ersichtlich, daß wegen der Änderung von  $u_a$  mit dem Abstand von der Düse  $\bar{u}_b$  bzw.  $\lambda$  nur in erster Näherung als höhenunabhängig betrachtet werden dürfen. Zum Andern bieten diese Beziehungen eine Möglichkeit, die für  $\lambda$  und  $\Delta u_b$  getroffenen Annahmen anhand der in den Bildern (2.8) und (2.9) dargestellten Messungen zu überprüfen. Dieser Vergleich liefert zwar keine schlüssigen Aussagen für  $\lambda$  und  $\Delta u_b$ ; setzt man jedoch den eigenen Beobachtungen entsprechend für Einzeldüsen

$$\Delta u_b = 25 \text{ cm/s}; \quad \lambda = 0.2 \quad (2.28)$$

und für Düsenreihen

$$\Delta u_b = 30 \text{ cm/s}; \quad \lambda = 0.2 \quad (2.29)$$

an, dann zeigt sich, daß diese Schätzwerte zumindest größenordnungsmäßig mit den gemessenen  $\bar{u}_b$ -Werten verträglich sind.



### 3. AUFTRIEBSTRAHLSTRÖMUNGEN

#### 3.1 Allgemeines

Das Strömungsfeld eines Luftschleiers kann als Sonderfall in die Klasse der Auftriebstrahlströmungen eingereiht werden. Deshalb sollen hier die Grundlagen und Voraussetzungen für die analytische Behandlung von Auftriebstrahlen dargestellt und eine Übersicht über den derzeitigen Wissensstand auf diesem Gebiet gegeben werden.

Strahlen sind dadurch charakterisiert, daß sich im Strahl Fluid mit verhältnismäßig großer Geschwindigkeit relativ zum umgebenden Fluid bewegt. Sie entstehen durch lokale Einleitung von Fluid an Düsen oder Schlitzen, wobei die Differenzgeschwindigkeit eine Folge der Einleitungsgeschwindigkeit sein kann (Impulsstrahl), auf einer auftriebsbedingten Bewegung infolge eines Dichteunterschieds zwischen eingeleitetem und Trägerfluid beruhen kann (Auftriebstrahl), oder aus einer Kombination beider Ursachen resultiert (Auftriebstrahl mit Impuls).

Am Strahlrand entstehen aufgrund des Geschwindigkeitsgradienten hohe Scherspannungen, welche turbulente Wirbel erzeugen und somit eine Durchmischung in Querrichtung hervorrufen (Bild 3.1); hierdurch wird der Hauptströmung laufend Energie entzogen und der turbulenten Bewegung zugeführt (und schließlich durch Zähigkeits-

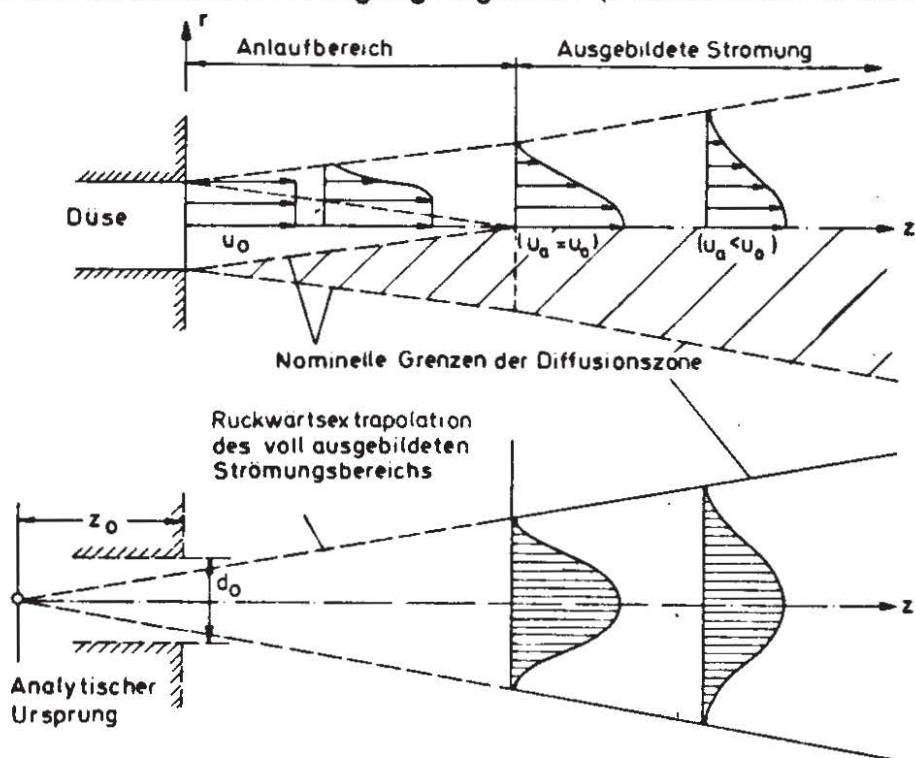


BILD 3.1: SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DES ANLAUFBEREICHS FÜR IMPULSSTRAHLEN

einwirkung dissipiert). In der Durchmischungszone wird der Geschwindigkeitsgradient abgemindert, sie breitet sich mit zunehmendem Abstand vom Eintrittsquerschnitt sowohl in das Trägerfluid als auch in den Strahlkern hinein aus, bis sie schließlich am Ende des "Anlaufbereichs" die Strahlachse erreicht. Im anschließenden Bereich der "voll ausgebildeten" Strahlströmung setzt sich die turbulente Strahldiffusion weiter fort und bewirkt, daß ständig Fluid aus der Umgebung in die Strahlströmung ein-



gemischt wird und deshalb der Volumenstrom mit zunehmendem Abstand vom Eintrittsquerschnitt stetig wächst. Diese Einmischung von Trägerfluid in den Strahl bewirkt eine zunehmende "Verdünnung" des ursprünglichen Strahlfluids und somit auch eine Abnahme der Konzentration von Tracern oder Substanzen jeglicher Art, die der Strahl enthält, mit wachsender Entfernung von der Zugabestelle.

Das Verhalten des Strahls wird von verschiedenen Faktoren wesentlich beeinflusst, die durch das Empfängerfluid vorgegeben sind. Es sind dies hauptsächlich

- die Dichte des Empfängerfluids (konstante Dichte; lineare Stratifikation; nichtlineare Schichtungen; Dichtediskontinuitäten);
- eine Grundströmung des Empfängerfluids (ruhendes Medium; gleichförmige Grundströmung; Geschwindigkeitsgradient; nichtstationäre Strömungen; Turbulenz), und
- die Randbedingungen des Strömungsfeldes (endliche Wassertiefe; Einfluß benachbarter Strahlen; Strömungsbegrenzung).

In Bild 3.2 sind die möglichen Auswirkungen dieser Einflußgrößen auf das Strahlverhalten für einige Fälle schematisch dargestellt.

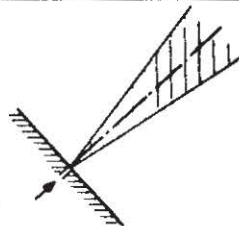

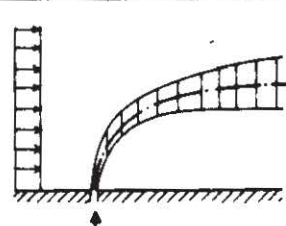
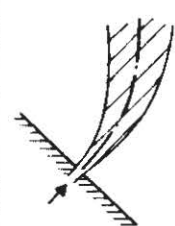
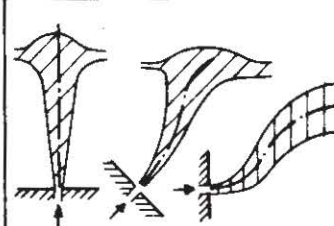
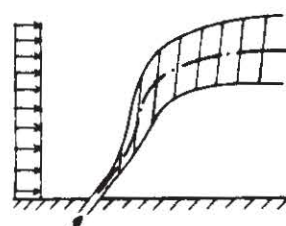

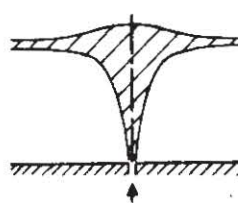
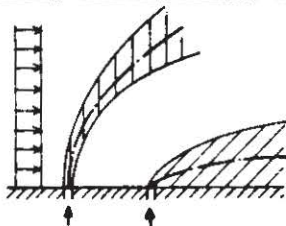
Empfänger-Fluid Strahl	Homogenes, ruhendes Medium	Einfluß einer Dichteschichtung	Einfluß einer Grundströmung
	$\rho_e = \text{const}$ $U_H = 0$	Stabile Schichtung $\rho(z)$ $U_H = 0$	$\rho_e = \text{const}$ $U_H = \text{const}$
Impulsstrahl ( $M_0$ maßgebend)			
Auftriebstrahl mit Impuls ( $M_0$ und $W_0$ maßgebend)			
Auftriebstrahl ( $W_0$ maßgebend)			

BILD 3.2: EINTEILUNG VON AUFTRIEBSTRABLSTROMUNGEN

### 3.2 Dimensionsanalyse

Auftriebstrahlströmungen in ruhendem, homogenem, unendlich ausgedehntem Medium sind charakterisiert durch die Austrittsgeschwindigkeit  $u_0$ , durch die Abmessungen des Austrittsquerschnitts ( $d_0$  bzw.  $b_0$ ) und durch den Unterschied  $\Delta\gamma_0$  im spezifischen Gewicht zum Empfängerfluid, sowie durch die Eigenschaften des Empfängerfluids. Das Geschwindigkeitsfeld eines in  $z$ -Richtung eingeleiteten Strahls ist daher ganz allgemein beschrieben durch

$$u = f(u_0; d_0; b_0; \Delta\gamma_0; \rho; \nu; z; r; x) \quad (3.1)$$

Mit den Definitionen

$$\left. \begin{aligned} F_0 &= \frac{u_0}{\sqrt{\frac{\Delta\gamma_0}{\rho} g d_0}} & \text{bzw.} & \frac{u_0}{\sqrt{\frac{\Delta\gamma_0}{\rho} g b_0}} \\ R_0 &= \frac{\rho u_0 d_0}{\nu} & \text{bzw.} & \frac{\rho u_0 b_0}{\nu} \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

ergibt sich hieraus die dimensionslose Beziehung

$$\frac{u}{u_0} = f(F_0; R_0; z/d_0; r/d_0; z/b_0; x/b_0) \quad (3.3)$$

Es hat sich gezeigt [34], daß in der Ingenieurpraxis auftretende Strahlströmungen in den meisten Fällen vollturbulent sind, so daß die Reynoldszahl keinen Einfluß auf das Strömungsfeld hat. Die relative Geschwindigkeit an jedem Punkt ist demnach eindeutig durch die relativen Positionskordinaten und den Parameter  $F_0$  (densimetrische Froudezahl) gekennzeichnet.

Des weiteren läßt sich nachweisen [34], daß die Größen  $u_0$  und  $d_0$  bzw.  $b_0$  das Strömungsfeld nur in unmittelbarer Düsenähe beeinflussen: in einigem Abstand vom Austrittsquerschnitt wird das Geschwindigkeitsfeld eindeutig durch den Impulsfluß pro Massendichte ( $M_0/\rho$ ) und den Auftrieb pro Massendichte ( $W_0/\rho$ ) charakterisiert, egal aus welcher Kombination von  $u_0$ ,  $d_0$  bzw.  $b_0$  oder  $\Delta\gamma_0$  diese resultieren. Das bedeutet, daß das Geschwindigkeitsfeld dem einer Impuls- oder Auftriebs-Punktquelle gleichgesetzt werden kann (Bild 3.3). Eine solche Annahme liefert gute Ergebnisse, wenn die fiktive Punktquelle wegen der endlichen Abmessungen von  $d_0$  oder  $b_0$  in einem Abstand  $z_0$  hinter dem tatsächlichen Austrittsquerschnitt angenommen wird (Bild 3.1). Abweichungen des tatsächlichen Geschwindigkeitsfeldes von der fiktiven Strömung bleiben im wesentlichen auf den Anlaufbereich beschränkt, welcher sich über einen Bereich von 6.2 Düsendurchmessern bzw. 5.2 Schlitzbreiten vom Austrittsquerschnitt stromab erstreckt [26; 42].



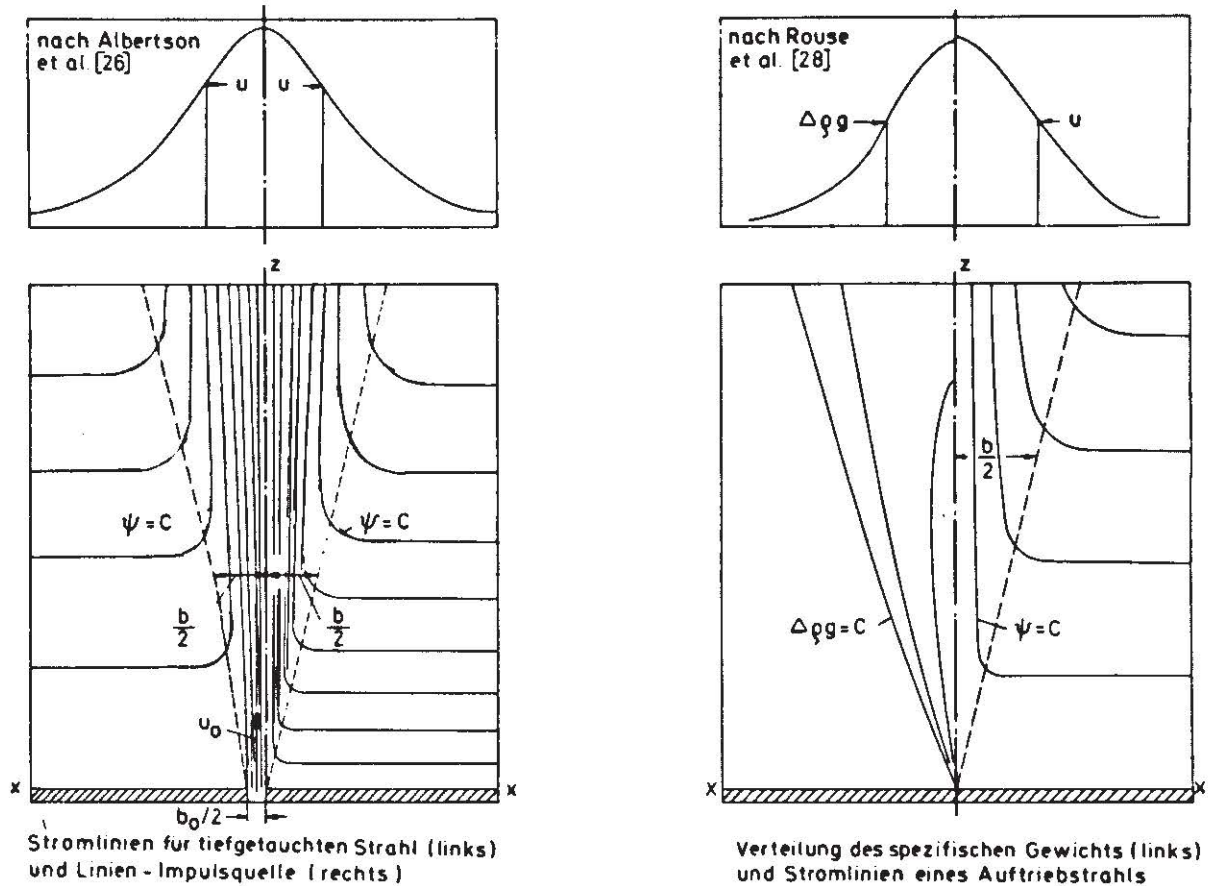


BILD 3.3: PLANSYMMETRISCHE STRÖMUNGSFELDER FÜR IMPULS-UND AUFTRIEBSTRAHL

Beschreibt man die Ausgangsgrößen des Strahls statt durch  $u_0$ ,  $d_0$  bzw.  $b_0$  und  $\Delta\rho_0 g$  durch die Größen

$$\left. \begin{aligned} Q_0 &= \frac{\pi}{4} d_0^2 u_0 & \text{bzw.} & \quad q_0 = b_0 u_0 \\ M_0/\rho &= \frac{\pi}{4} d_0^2 u_0^2 & \text{bzw.} & \quad m_0/\rho = b_0 u_0^2 \\ W_0/\rho &= \frac{\pi}{4} d_0^2 u_0 \frac{\Delta\rho_0}{\rho} g & \text{bzw.} & \quad w_0/\rho = b_0 u_0 \frac{\Delta\rho_0}{\rho} g \end{aligned} \right\} (3.4)$$

dann ergibt sich für das Strömungsfeld eines vollturbulenten axialsymmetrischen Strahls

$$u = f(z; r; Q_0; M_0/\rho; W_0/\rho) \quad (3.5)$$

Hieraus folgen die alternativen dimensionslosen Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{u}{\sqrt{M_0/\rho z^2}} \\ \frac{u}{\sqrt[3]{W_0/\rho z^3}} \end{aligned} \right\} = f_{1,2} \left( \frac{r}{z}; \frac{Q_0}{\sqrt{M_0/\rho} z}; \frac{(M_0/\rho)^3}{(W_0/\rho)^2 z^4} \right) = f'_{1,2} \left( \frac{r}{z}; \frac{z}{d_0}; \frac{u_0}{\sqrt{\frac{\Delta\rho_0}{\rho} g d_0}} \right) \quad (3.6)$$

Die vereinfachende Annahme einer Strömung von einer Punktquelle ist gleichbedeutend mit einer Vernachlässigung des Einflusses des Volumenstroms  $Q_0$  oder des hieraus



resultierenden Parameters ( $z/d_0$ ). Die Beziehung vereinfacht sich somit zu

$$\left. \begin{array}{l} \frac{u}{\sqrt{M_0/\rho z^2}} \\ \frac{u}{\sqrt[3]{W_0/\rho z}} \end{array} \right\} = f_{1,2} \left( \frac{r}{z} ; F_0 \right) \quad (3.7)$$

Die densimetrische Froudezahl gibt das Verhältnis von Impulsfluß zu Auftrieb an: die Grenzfälle des reinen Impulsstrahls und des reinen Auftriebstrahls sind demnach gekennzeichnet durch ( $F_0 = \infty$ ) bzw. ( $F_0 = 0$ ).

Für die Achsgeschwindigkeit  $u_a$  des Strahls ist stets ( $r=0$ ). Für die beiden Grenzfälle folgt daher aus Gl. (3.7) (bzw. aus einer entsprechenden Betrachtung für den Volumenstrom  $Q$ ) direkt, daß für den Impulsstrahl ( $F_0 = \infty$ ) gelten muß

$$\frac{u_a}{\sqrt{M_0/\rho z^2}} = \text{const} ; \quad \frac{Q}{\sqrt{M_0/\rho} z} = \text{const} \quad (3.8)$$

und für den Auftriebstrahl ( $F_0 = 0$ )

$$\frac{u_a}{\sqrt[3]{W_0/\rho z}} = \text{const} ; \quad \frac{Q}{\sqrt[3]{(W_0/\rho) z^5}} = \text{const} \quad (3.9)$$

Für den plansymmetrischen Strahl lauten die Beziehungen

$$\left. \begin{array}{l} \frac{u}{\sqrt{m_0/\rho z}} \\ \frac{u}{\sqrt[3]{W_0/\rho}} \end{array} \right\} = f_{1,2} \left( \frac{x}{z} ; F_0 \right) \quad (3.10)$$

mit den Grenzbedingungen für den Impulsstrahl ( $F_0 = \infty$ )

$$\frac{u_a}{\sqrt{m_0/\rho z}} = \text{const} ; \quad \frac{q}{\sqrt{(m_0/\rho) z}} = \text{const} \quad (3.11)$$

und für den Auftriebstrahl ( $F_0 = 0$ )

$$\frac{u_a}{\sqrt[3]{W_0/\rho}} = \text{const} ; \quad \frac{q}{\sqrt[3]{W_0/\rho} z} = \text{const} \quad (3.12)$$

### 3.3 Grundgleichungen

Die theoretische Behandlung von Strahlströmungen wird dadurch erheblich vereinfacht, daß die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten in Strahlrichtung sehr viel größer sind als in Querrichtung, und daß alle Gradienten in Strahlrichtung sehr viel kleiner sind als in Querrichtung. Wenn man entsprechende (aus der Grenzschicht-

theorie geläufige) Vereinfachungen einführt, dann ergibt sich aus der reduzierten Bewegungsgleichung in Querrichtung, daß die Druckunterschiede quer zum Strahl vernachlässigbar klein sind. Der örtliche Druck im Strahl ist daher gleich dem Druck außerhalb des Strahlbereichs und kann somit als bekannt vorausgesetzt werden. Die vereinfachte Bewegungsgleichung in Strahlrichtung  $z$  lautet für einen axialsymmetrischen Strahl, der unter einem Winkel  $\theta$  gegen die Horizontale in ein ruhendes, homogenes Medium großer Ausdehnung eingeleitet wird,

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{zr}) - \Delta \rho g \sin \theta \quad (3.13)$$

Für den plansymmetrischen Auftriebstrahl ergibt sich

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial x} \right) = \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} - \Delta \rho g \sin \theta \quad (3.14)$$

Die Kontinuitätsgleichung lautet

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (3.15)$$

Für einen vom Strahl transportierten Tracer der Konzentration  $c$  ergibt sich als Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial (uc)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rvrc)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rF_r)}{\partial r} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial (uc)}{\partial z} + \frac{\partial (vc)}{\partial x} + \frac{\partial F_x}{\partial x} = 0 \quad (3.16)$$

wobei  $F_r$  und  $F_x$  den turbulenten Quertransport des Tracers angeben.

Für kleine Dichteunterschiede ( $\Delta \rho \ll \rho_e$ ) können die Dichteunterschiede in den Trägheitsgliedern der Gleichungen vernachlässigt werden und mit guter Näherung ( $\rho \approx \rho_e$ ) gesetzt werden; hingegen muß  $\Delta \rho$  im Auftriebsglied beibehalten bleiben, da die Auftriebskraft ausschließlich durch den Dichteunterschied hervorgerufen wird. Diese Vereinfachung wurde von Boussinesq eingeführt und wird im folgenden stets beibehalten.

Die Bewegungsgleichung (3.13) kann mit  $2\pi r$  multipliziert und unter Heranziehung der Kontinuitätsgleichung über  $r$  integriert werden. Da auf der Strahlachse ( $r = 0$ )  $v$  und  $\tau_{zr}$  aus Symmetriegründen gleich Null werden und bei ( $r = \infty$ ) sowohl  $u$  als auch  $\tau_{zr}$  verschwinden, ergibt dies

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\infty} 2\pi r \rho u^2 dr = - \int_0^{\infty} 2\pi r \Delta \rho g \sin \theta dr \quad (3.17)$$

und aus Gleichung (3.14) entsprechend

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\infty} \rho u^2 dx = - \int_0^{\infty} \Delta \rho g \sin \theta dx \quad (3.18)$$



Eine Integration der Kontinuitätsgleichung über einen Querschnitt liefert für den axialsymmetrischen Fall

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\infty} 2\pi r u dr = - (2\pi r v)_{(r=\infty)} \equiv Q' \quad (3.19)$$

und für den plansymmetrischen Strahl

$$2 \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\infty} u dx = - (2v)_{(x=\infty)} \equiv q' \quad (3.20)$$

Die so definierten Größen  $Q'$  und  $q'$  geben den jeweils pro Längeneinheit  $dz$  in den Strahl eingemischten Volumenstrom an. Aus der Kontinuitätsgleichung für einen Tracer folgt

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\infty} 2\pi r u c dr = - (2\pi r v c)_{(r=\infty)} \equiv Q' \cdot c_e \quad (3.21)$$

und

$$2 \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{\infty} u c dx = - (2vc)_{(x=\infty)} \equiv q' \cdot c_e \quad (3.22)$$

wobei  $c_e$  die Tracerkonzentration im Empfängerfluid darstellt.

Es hat sich gezeigt [34], daß Geschwindigkeits- und Konzentrationsprofile in Strahlen, in denen die eigenerzeugte Turbulenz überwiegt, außerhalb des Anlaufbereichs stets dieselbe funktionale Form aufweisen und daher durch Ähnlichkeitsprofile mit Hilfe des Maximalwertes auf der Strahlachse und eines Maßes für die seitliche Ausdehnung beschrieben werden können. Gauss'sche Glockenkurven zeigen gute Übereinstimmung mit gemessenen Profilen; es kann daher angesetzt werden

$$\frac{u}{u_a} = e^{-(r/b)^2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{u}{u_a} = e^{-(x/b)^2} \quad (3.23)$$

und

$$\frac{c}{c_a} = e^{-(r/\lambda b)^2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{c}{c_a} = e^{-(x/\lambda b)^2} \quad (3.24)$$

wobei  $b$  ein Breitenmaß für das Geschwindigkeitsprofil darstellt und  $\lambda$  als Verhältnis der Querausdehnung des Konzentrationsprofils zu der des Geschwindigkeitsprofils definiert ist.

Durch die Einführung von Ähnlichkeitsprofilen ist das gesamte Geschwindigkeits- und Konzentrationsfeld beschrieben durch die Achswerte  $u_a$  und  $c_a$  und die Breitenmaße  $b$  und  $\lambda$ . Für die Ermittlung dieser Größen stehen die integrierten Gleichungen (3.17), (3.19) und (3.21) bzw. (3.18), (3.20) und (3.22) zur Verfügung, wobei in diesen als zusätzliche Unbekannte die Einmischrate  $Q'$  oder  $q'$  erscheint. (Bei

Strahlkonfigurationen mit variablem Neigungswinkel  $\theta$  kann die Bewegungsgleichung in einer zweiten Richtung mit herangezogen werden). Das Gleichungssystem mit 3 Bestimmungsgleichungen für 5 Unbekannte (bzw. 4 Gleichungen für 6 Unbekannte) muß daher jeweils durch 2 experimentell bestimmte Koeffizienten ergänzt werden (je ein Beiwert für die Geschwindigkeits- und für die Konzentrationsverteilung).

Für die Einführung dieser beiden ergänzenden Beziehungen bestehen mehrere Möglichkeiten. Es können physikalisch plausible Annahmen für die örtlichen turbulenten Diffusionskoeffizienten  $\epsilon_0$  und  $\epsilon_m$  getroffen werden gemäß den Definitionen

$$\left. \begin{aligned} \tau_{z,r} &= \epsilon_0 \rho u_a b \frac{\partial u}{\partial r} & \text{bzw.} & \tau_{z,x} = \epsilon_0 \rho u_a b \frac{\partial u}{\partial x} \\ F_r &= \epsilon_m \rho u_a b \frac{\partial c}{\partial r} & \text{bzw.} & F_x = \epsilon_m \rho u_a b \frac{\partial c}{\partial x} \end{aligned} \right\} (3.25)$$

Setzt man lineare Ausbreitungsverhältnisse voraus, dann führen einfache Annahmen für die Ausbreitungsraten  $k$  und  $\mu$  entsprechend den Ansätzen

$$\left. \begin{aligned} \frac{u}{u_a} &= e^{-k(r/z)^2} & \text{bzw.} & \frac{u}{u_a} = e^{-k(x/z)^2} \\ \frac{c}{c_a} &= e^{-\mu k(r/z)^2} & \text{bzw.} & \frac{c}{c_a} = e^{-\mu k(x/z)^2} \end{aligned} \right\} (3.26)$$

zum Ziel: allerdings sind die hierbei implizierten linearen Ausbreitungsverhältnisse bei komplexeren Strömungskonfigurationen nicht notwendigerweise gegeben. Schließlich können unter der Voraussetzung, daß die eigenerzeugte Turbulenz des Strahls die vorwiegende Ursache der Einmischung ist, Annahmen für das durch die Gleichungen (3.23) und (3.24) definierte Breitenverhältnis  $\lambda$  und einen Einmischkoeffizienten  $\alpha$  getroffen werden, welcher durch den Ansatz

$$\frac{dQ}{dz} = Q' = \alpha \cdot 2\pi b \cdot u_a \quad \text{bzw.} \quad \frac{dq}{dz} = q' = 2\alpha \cdot u_a \quad (3.27)$$

definiert wird. Eine Einmischhypothese dieser Art soll im folgenden dieser Arbeit zugrunde gelegt werden.

Trotz der Vielzahl von Untersuchungen über Auftriebstrahlströmungen<sup>1</sup> gibt es nur wenige zuverlässige Meßdaten, aus denen die experimentellen Beiwerte bestimmt werden können. Aus direkten Messungen wurde der Einmischkoeffizient  $\alpha$  für Impulsstrahlen und Auftriebströmungen in ruhendem, homogenem Medium von Rouse et. al. [26; 28] und später von Ricou und Spalding [35] ermittelt. Es gibt keine derartigen Messungen in dichtegeschichteten oder strömenden Medien. Richards [36] hat den Einmischkoeffizienten für Thermale (eine Thermale ist ein horizontaler Fluidzylinder im gleichen Medium unterschiedlicher Dichte) experimentell bestimmt. Die Ergebnisse

<sup>1</sup> Ein Überblick über die diesbezügliche Literatur findet sich in [37] und [40].



dieser Untersuchungen wurden durch spätere Arbeiten bestätigt [37] ; sie liefern:

Axialsymmetrischer Impulsstrahl	: $\alpha = 0.057$
Axialsymmetrische Auftriebstrahl	: $\alpha = 0.082$
Thermale	: $\alpha = 0.50$
Plansymmetrischer Impulsstrahl	: $\alpha = 0.069$
Plansymmetrische Auftriebstrahl	: $\alpha = 0.157$

Das Verhältnis  $\lambda$  der Breiten eines Tracer- und des Geschwindigkeitsprofils gibt die Relation des Massen- und Impulsaustauschs an. Für Impulsstrahlen wurde dieses Verhältnis von Forstall und Shapiro [27] und von Abraham [37] aus einem Vergleich verschiedener experimenteller Untersuchungen ermittelt. Für Auftriebstrahlen wurde das Verhältnis  $\lambda$  der Breiten des Dichte- und des Geschwindigkeitsprofils von Schmidt [24] und von Rouse et al. [28] experimentell bestimmt, wobei sich für den axialsymmetrischen Fall widersprüchliche Werte ergeben. Insgesamt ist somit bekannt:

Axialsymmetrischer Impulsstrahl	: $\lambda = 1.12$
Axialsymmetrischer Auftriebstrahl	: $\lambda = 0.91$ [24] bzw. $1.16$ [28]
Plansymmetrischer Impulsstrahl	: $\lambda = 1.41$
Plansymmetrischer Auftriebstrahl	: $\lambda = 0.88$ [28]

### 3.4 Axialsymmetrische Auftriebstrahlen

Impulsstrahl in ruhendem, homogenem Medium. Mit Ansätzen gemäß Kap. (3.3) liefern die Kontinuitäts- und die Impulsgleichung zwei Differentialgleichungen für die Achsgeschwindigkeit  $u_a$  und die Strahlbreite  $b$ , die sich geschlossen lösen lassen. Hieraus ergibt sich, daß die Strahlbreite linear wachsen und die Achsgeschwindigkeit proportional ( $1/z$ ) abnehmen muß. Albertson, Dai, Jensen und Rouse [26] geben folgende Beschreibung der voll ausgebildeten Strömung ( $z > 6.2 d_0$ ):

$$\left. \begin{array}{ll} \alpha = 0.057 & Q/Q_0 = 0.32 (z/d_0) \\ u_a/u_0 = 6.2 (d_0/z) & M/M_0 = 1 \\ b/z = 0.115 & E/E_0 = 4.1 (d_0/z) \end{array} \right\} (3.28)$$

Ricou und Spalding [35] haben gezeigt, daß für Strahl-Reynoldszahlen größer als 25 000 das Strömungsfeld von der Reynoldszahl unabhängig ist.

Auftriebstrahl in ruhendem, homogenem Medium. Aus der Kontinuitätsgleichung für das Strahlfluid und für den Auftrieb (oder das Dichtedefizit) und der Impulsgleichung ergeben sich mit Ansätzen gemäß Kap. (3.3) drei geschlossen lösbare Differentialgleichungen für  $u_a$ ,  $b$  und  $\Delta\rho_a$ . Die Lösung ergibt auch hier eine lineare Ausbreitung; die Achsgeschwindigkeit  $u_a$  nimmt proportional der dritten Wurzel aus

(1/z) ab. Mit den experimentellen Werten von Rouse, Yih und Humphreys [28] lauten die Bestimmungsgleichungen für das Strömungsfeld:

$$\left. \begin{array}{ll} \alpha = 0.082 ; (\lambda = 1.16) & Q / (W_0 z^5)^{1/3} = 0.153 \\ u_a / (W_0 / z)^{1/3} = 4.7 & M / (W_0^2 z^4)^{1/3} = 0.36 \\ (\Delta \rho_a g / \rho_e) / (W_0^2 / z^5)^{1/3} = -11.0 & E / (W_0 z) = 0.57 \\ b / z = 0.10 & \end{array} \right\} (3.29)$$

Für den Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung wird als kritische Reynoldszahl angegeben [28]

$$R_{\text{krit}} = \frac{z_c}{\sqrt{\nu^3 / W_0}} \approx 10^5 \quad (3.30)$$

Auftriebstrahl mit Impuls in ruhendem, homogenem Medium. Die Bedingungsgleichungen für Auftriebstrahlen, bei denen sowohl der Ausgangsimpuls  $M_0$  als auch der Auftrieb  $W_0$  das Strömungsfeld beeinflussen, sind geschlossen nicht lösbar. Zur Erarbeitung von Lösungen können jedoch die beiden vorgenannten Grenzfälle nutzbringend herangezogen werden, wenn man beachtet, daß der Ausgangsimpuls  $M_0$  eine konstante Größe darstellt, während der Anteil des Auftriebs am Gesamtimpulsfluß mit zunehmendem Düsenabstand ständig wächst, da sich die Auftriebskraft aus einer Integration über das Dichtedefizit vom Ursprung bis zum jeweils betrachteten Querschnitt ergibt, wobei der Integrand stets dasselbe Vorzeichen hat. Demnach dominiert im düsen nahen Bereich der Ausgangsimpuls  $M_0$  und der Strahl muß sich dort (asymptotisch) wie ein Impulsstrahl verhalten, während mit zunehmendem Abstand die relative Bedeutung von  $M_0$  immer geringer wird, so daß sich in großen Entfernungen von der Düse (asymptotisch) die Strömung wie ein reiner Auftriebstrahl verhält.

Mit entsprechenden empirischen Ansätzen für den Einmischkoeffizienten  $\alpha$ , die den beiden Grenzwerten genügen, lassen sich Auftriebstrahlströmungen gut darstellen [49]. In vielen Fällen ist die Einflußzone des Ausgangsimpulses  $M_0$  relativ klein, so daß auch eine vereinfachte Behandlung für reine Auftriebstrahlen brauchbare Ergebnisse liefert [40].

Erweitert man die Betrachtung auf Auftriebstrahlen, die nicht senkrecht, sondern unter einem beliebigen Winkel  $\theta_0$  eingeleitet werden, dann tritt als zusätzliche Unbekannte der Winkel  $\Theta$  der Strahlachse mit der Vertikalen (oder die Trajektorie der Strahlachse) auf. Hierfür steht jetzt mit der Impulsgleichung in der zweiten Richtung eine weitere Bestimmungsgleichung zur Verfügung. Die Gleichungen werden in Schnitten senkrecht zur Strahlachse angesetzt, also in einem beweglichen Koordinatensystem; hierbei muß die Krümmung der Strahlachse stets so gering bleiben, daß der Fehler infolge Vernachlässigung der Schwenkung des Koordinatensystems vernachlässigbar klein bleibt.



Auftriebstrahl in einer Grundströmung. Betrachtet man einen Strahl in einer Grundströmung, dann kommen als neue Elemente hinzu,

- daß die Druckverteilung im Strahl nicht mehr hydrostatisch ist: infolge Umströmung des Strahls übt dieser einen "Widerstand" auf das Fluid aus, der dem eines umströmten Festkörpers vergleichbar ist. Dieser Tatsache wird im Gleichungssystem durch Ansetzen einer Widerstandskraft mit dem Beiwert  $c_D$  Rechnung getragen, die eine Strahlauslenkung bewirkt;
- daß ferner das in den Strahl eingemischte Fluid aufgrund der Horizontalströmung bereits einen Impuls in x-Richtung besitzt;
- daß die erforderlichen Integrationen nur noch bis zu einer endlichen Integrationsgrenze durchgeführt werden können, da die resultierende Geschwindigkeit außerhalb des Strahls einen von Null verschiedenen Wert hat und somit die Integration bis  $\pm \infty$  keine endlichen Werte liefern würde.

Diese Gesichtspunkte zusammen mit der Tatsache, daß in diesem Fall keine eindeutige Bezugsgeschwindigkeit für den Einmischansatz vorliegt und die Einmischkoeffizienten von Strahl und Thermale (als asymptotischer Grenzwert) sich fast um den Faktor 10 unterscheiden, lassen es zweifelhaft erscheinen, ob eine Ausweitung der hier verwendeten Ansätze auf diesen Fall ohne weiteres zulässig ist. Allerdings haben numerische Behandlungen dieser Strömungskonfiguration von Fan und Brooks [44] und Abraham [49] nach solchen Ansätzen trotz dieser Bedenken zufriedenstellende Ergebnisse geliefert.

### 3.5 Anlaufzone für Düsenreihen

Eine Düsenreihe besteht aus einer in regelmäßigem Abstand  $L$  angebrachten Reihe von Öffnungen an einem Rohr, die jeweils einen einzelnen Strahl erzeugen. Bei sehr großen seitlichen Abständen  $L$  beeinflussen sich die einzelnen Strahlen einer Düsenreihe nicht gegenseitig, so daß ihr Verhalten nach den in (3.4) dargestellten Ansätzen ermittelt werden kann. Bei sehr kleinen Abständen ( $L \rightarrow 0$ ) hingegen findet sofort eine gegenseitige Beeinflussung statt, und das Strömungsfeld kann als plan-symmetrisch behandelt werden (Abschnitt 3.6). Zwischen diesen Extremen gibt es Strömungsfälle, bei denen in Düsennähe der Strahl noch als Einzelstrahl wirkt, und erst nach einem gewissen Abstand mit den benachbarten Strahlen in Wechselwirkung tritt. Vergleicht man eine Reihe runder Düsen vom Durchmesser  $D_0$  im Abstand  $L$  mit einem zweidimensionalen Schlitz der Breite  $b_0$  und gleicher Fläche pro Längeneinheit, dann ergibt sich die Beziehung

$$b_0 = \frac{\pi D_0^2}{4L} \quad (3.31)$$

und (bei gleicher Austrittsgeschwindigkeit) für die Froude'sche Zahl

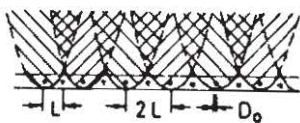
$$F_{2D} \equiv \frac{U_0}{\sqrt{g b_0 \left( \frac{\rho_0 - \rho_e}{\rho_e} \right)}} = F_{3D} \sqrt{\frac{L}{D_0}} \sqrt{\frac{4}{\pi}} \quad (3.32)$$



Wenn zwei axialsymmetrische Strahlen im Abstand  $L$  parallel eingeletet werden, dann beeinflussen sie sich gegenseitig derart, daß sie zueinander hin abgelenkt werden und schließlich einen einzigen, gemeinsamen Strahl bilden. Alexander, Baron und Comings [29] haben diesen Fall für ( $L \approx 3 D_0$ ) untersucht und fanden, daß die Vereinigung innerhalb eines Abstandes von etwa  $10 L$  stattfand. Die gegenseitige "Anziehung" der Strahlen ist darauf zurückzuführen, daß auf der Seite des benachbarten Strahls keine ungehinderte Einmischung aus dem unbegrenzten Medium stattfinden kann, sondern die Einmischung verringert ist.

Liseth [46] hat eine Reihe alternierend angeordneter horizontaler Düsen an einem Rohr untersucht, durch die spezifisch leichteres Fluid in ein ruhendes Medium eingeletet wird (Bild 3.4). Hierbei entstehen zunächst Einzelstrahlen, die sich jedoch wegen der kleinen Düsenabstände  $L$  auf beiden Seiten rasch zu je einem plansymmetrischen Auftriebstrahl vereinigen. Diese ebenen Strahlen zu beiden Seiten des Rohres wirken wie Wände, die ein bestimmtes Wasservolumen über dem Rohr einschließen. Die Einschmischung aus diesem Volumen in die Auftriebstrahlen ist begrenzt durch die Wasserzufuhr durch die freigebliebenen Zwickel in Düsenähe: entsprechend findet auf der Innenseite eine geringere Einmischung statt als auf der Außenseite. Diese Ungleichheit der Einmischung bewirkt, daß die beiden Strahlen aufeinander zugelenkt werden und schließlich sich zu einem einzigen plansymmetrischen Auftriebstrahl über dem Rohr vereinigen. Im Bereich der Vereinigung unterliegen die

Vereinigung axialsymmetrischer Auftriebstrahlen aus einer Düsenreihe zu einem plansymmetrischen Auftriebstrahl



Vereinigung zweier plansymmetrischer Auftriebstrahlen aus alternierend angeordneten Düsenreihen

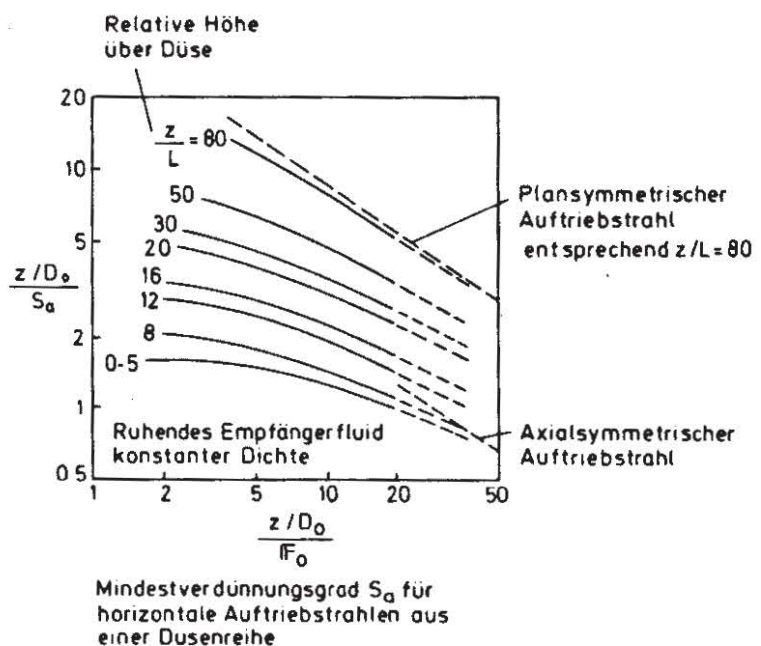
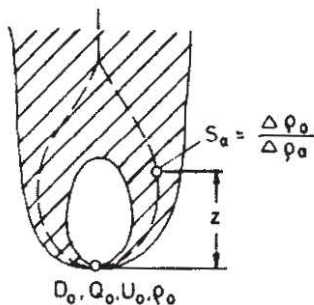


BILD 3.4. ENTSTEHUNG EINES PLANSYMMETRISCHEN AUFTRIEBSTRAHLS AUS EINER DÜSENREIHE NACH LISETH [46]

Geschwindigkeits- und die Konzentrationsverteilung einem kontinuierlichen Übergang von den ursprünglichen axialsymmetrischen Gauss'schen Verteilungen in Düsenähe zu einer zweidimensionalen Verteilung, die schließlich von einem ähnlichen Profil von der anderen Seite her überlagert wird. Liseth fand, daß im Bereich ( $z/L = 5$  bis  $10$ ) die maximale Einmischung bzw. Verdunnung stattfindet, und daß sich bei ( $z/L \approx 80$ ) die Strömungsverhältnisse weitgehend der Lösung für einen plansymmetrischen Auftriebstrahl angenähert haben. Bild (3.4) zeigt den experimentell



ermittelten Zusammenhang zwischen dem Verdünnungsgrad  $S_a$ , der densimetrischen Froude-Zahl  $F_0$  und dem Längenverhältnis  $z/L$  im Vergleich sowohl zum axialsymmetrischen als auch zum plansymmetrischen Auftriebstrahl.

### 3.6 Plansymmetrische Auftriebstrahlen in ruhendem Medium

Impulsstrahl in homogenem Medium. Aus der Kontinuitäts- und der Impulsgleichung für zweidimensionale Strahlen ergibt sich eine geschlossene Lösung, nach der auch in diesem Fall eine lineare Strahlausbreitung erfolgt, während die Achsgeschwindigkeit mit der Quadratwurzel aus  $(1/z)$  abnimmt. Das Strömungsfeld ist im voll ausgebildeten Bereich ( $z > 5.2 b_0$ ) nach Albertson, Dai, Jensen und Rouse [26] beschrieben durch

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0.069 & q/q_0 &= 0.62 \sqrt{z/b_0} \\ u_a/u_0 &= 2.28 \sqrt{b_0/z} & m/m_0 &= 1 \\ b/z &= 0.154 & e/e_0 &= 1.86 \sqrt{b_0/z} \end{aligned} \right\} (3.33)$$

Auftriebstrahl in homogenem Medium. Die Kontinuitätsgleichungen für Fluid und Dichtedefizit und die Impulsgleichung erlauben eine geschlossene Lösung, aus der sich eine lineare Ausbreitung bei konstant bleibender Achsgeschwindigkeit ergibt. Nach Rouse, Yih und Humphreys [28] ist das Strömungsfeld gegeben durch

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0.157 ; \lambda = 0.88 & q/(w^{1/3} \cdot z) &= 0.57 \\ u_a/w^{1/3} &= 1.80 & m/(w^{2/3} z) &= 0.72 \\ (\Delta \rho_a g/\rho_e)/(w^{2/3}/z) &= -2.6 & e/(w \cdot z) &= 0.53 \\ b/z &= 0.177 \end{aligned} \right\} (3.34)$$

Auftriebstrahl mit Impuls in homogenem Medium. Unter Berücksichtigung der Ausführungen zum axialsymmetrischen Fall lassen sich auch hier Lösungen angeben, die in Düsennähe die Bedingungsgleichungen für den Impulsstrahl erfüllen und in großen Abständen der Lösung für Auftriebstrahlen genügen. Auch die Erweiterung auf beliebige Einleitungswinkel  $\theta_0$  ist analog möglich. Für plansymmetrische Auftriebstrahlen mit Impuls existieren numerische Berechnungen [48], jedoch keine experimentelle Verifizierung der Rechenergebnisse.

### 3.7 Plansymmetrische Auftriebstrahlen in einer Grundströmung

Für eine analytische Behandlung eines plansymmetrischen Strahls in einer Grundströmung im unbegrenzten Medium (Wassertiefe unendlich) stehen vier Bedingungsgleichungen zur Verfügung: die Kontinuitätsgleichungen für das Fluid und das Dichtedefizit, und die Impulsgleichung in zwei Richtungen. Eine numerische

Lösung des resultierenden Gleichungssystems ist möglich, wobei diese die empirischen Beiwerte  $\alpha$ ,  $\lambda$  und  $c_d$  enthält, für die nur sehr schwer plausible Annahmen getroffen werden können<sup>1</sup>.

Für einen plansymmetrischen Auftriebstrahl in einer Grundströmung in einem Wasserkörper endlicher Tiefe ist eine solche relativ einfache Analyse nicht mehr möglich. Für diese Konfiguration liegt bis heute lediglich eine experimentelle Untersuchung der verschiedenen Parametereinflüsse vor [47]. Als strömungscharakterisierende Parameter sind hierbei (neben dem konstant gehaltenen Einleitungswinkel  $\Theta_0$ ) die densimetrische Froude-Zahl und ein Impulsflußverhältnis

$$F_H = \frac{u_H}{w_0^{1/3}} \quad ; \quad \frac{m_H}{m_0} = \frac{u_H^2 \cdot H}{u_0^2 \cdot b_0} \quad (3.35)$$

zu betrachten, oder alternativ die Froude-Zahl und das Verhältnis der Wassertiefe zu der charakteristischen Länge des Auftriebstrahls

$$F_H = \frac{u_H}{w_0^{1/3}} \quad ; \quad P = \frac{H}{(m_0/w_0^{2/3})} \quad (3.36)$$

In Bild (3.5) ist die generelle Strömungskonfiguration in Abhängigkeit von diesen Parametern dargestellt. Der allgemeine Fall wird hierbei von den verschiedenen einfacheren Grenzfällen umgeben.

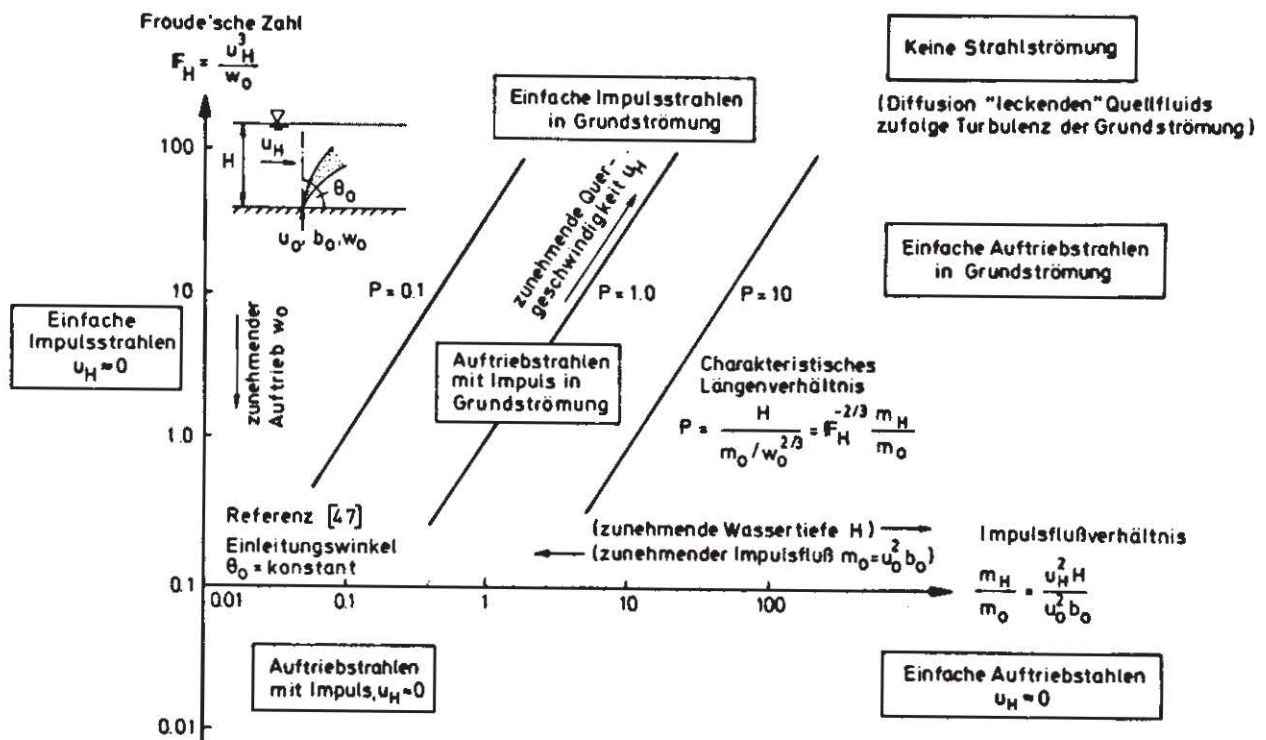


BILD 3.5: PLANSYMMETRISCHER STRAHL IN QUERSTRÖMUNG: PARAMETERBEREICHE NACH CEDERWALL

<sup>1</sup> An diesem Problem wird im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 80 "Ausbreitungs- und Transportvorgänge in Strömungen" an der Universität Karlsruhe innerhalb eines Teilprojekts unter Leitung des Verfassers gearbeitet.



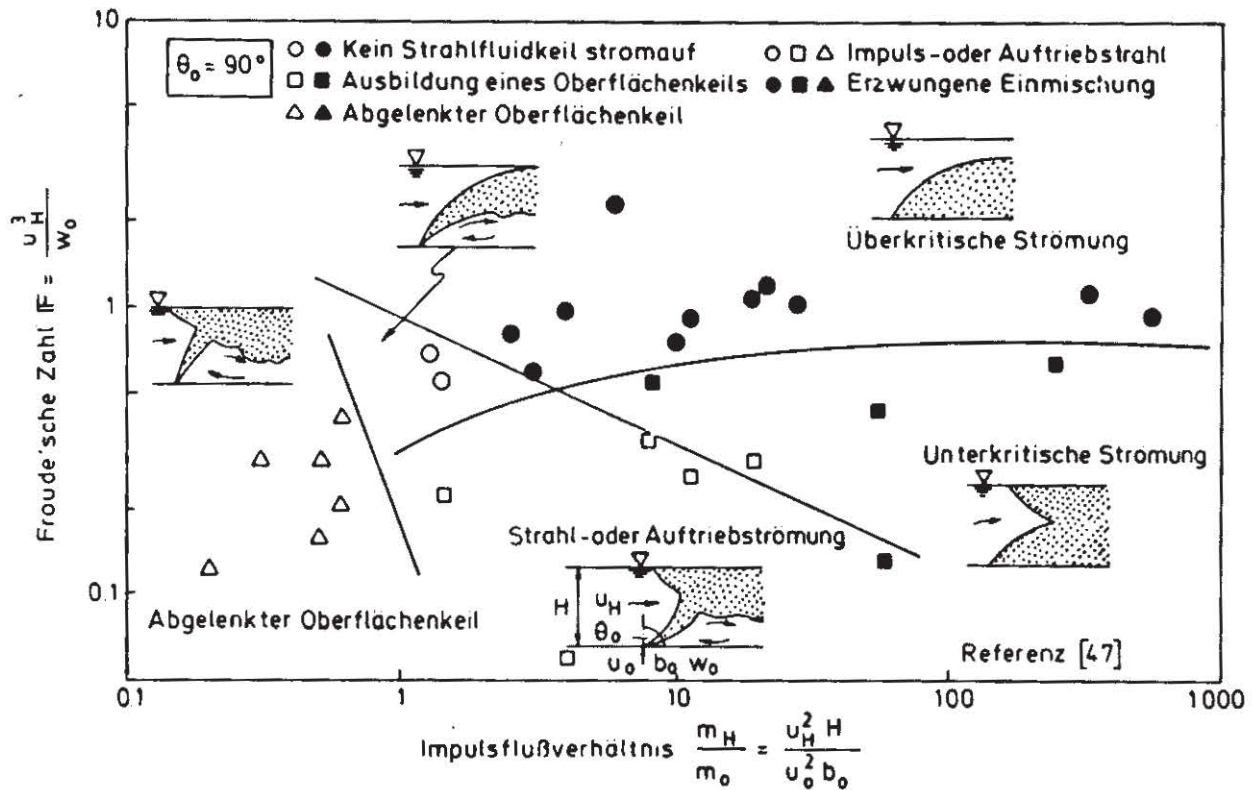


BILD 3.6: VON CEDERWALL BEOBACHTETE STRÖMUNGSFORMEN EINES PLANSYMMETRISCHEN AUFTRIEBSTRAHLS IN QUERSTRÖMUNG

In Bild (3.6) sind die von Cederwall für eine vertikale Einleitung beobachteten Strömungsformen in Abhängigkeit von den Parametern  $IF_H$  und  $(m_H/m_0)$  dargestellt. Aufgrund der Meßpunkte zeichnen sich Bereiche unterschiedlicher Strömungskonfigurationen ab. Die Parameterbereiche der skizzierten Strömungsformen lassen sich durch die eingezeichneten Linien grob gegeneinander abgrenzen. Bezüglich einer stromaufwärts gerichteten Ausbreitung des eingeleiteten Fluids läßt sich demnach unterscheiden:

- überkritische Strömung; das Strahlfluid wird nach Erreichen der Oberfläche stromab getrieben;
- kritische Strömung: im Bezugsquerschnitt beginnt sich ein Keil des Strahlfluids entgegen der Strömungsrichtung auszubilden;
- unterkritische Strömung: an der Oberfläche dringt ein Keil Strahlfluid stromaufwärts vor.

Von der Art der Durchmischung her können zwei Bereiche beobachtet werden:

- Strahl- oder Auftriebströmung, wenn die Einmischung infolge Strahlurbulenz größer ist als das Fluidangebot der Grundströmung: in diesem Fall dominiert das Strahlverhalten den Strömungsvorgang;
- erzwungene Einmischung, wenn der Auftriebstrahl aufgrund der Strahleinmischung nicht den gesamten von der Grundströmung zugeführten Fluidstrom aufnehmen kann: in diesem Fall bricht der Strahl auseinander, und es findet eine starke Durchmischung statt.

Bei der Interpretation von Bild (3.6) für Luftschleierströmungen ist zu beachten, daß Luftschleier wegen  $(m_0 \approx 0)$  stets ein sehr großes Impulsverhältnis  $(m_H/m_0)$  aufweisen und somit am rechten Bildrand liegen.

### 3.8 Einfluß der freien Oberfläche

Der Bereich der Strahlumlenkung an einer freien Oberfläche (bzw. an einer Dichtediskontinuität) ist noch weitgehend unerforscht: es gibt zwar Untersuchungen über die Oberflächen deformation infolge der Strahlumlenkung [38; 39], doch ist über das Geschwindigkeitsfeld so gut wie nichts bekannt. Für den plansymmetrischen Fall ergeben sich hierzu erste Anhaltspunkte aus lamandi und Rouse [57] und aus einer experimentellen Untersuchung von Liong<sup>1</sup>, in der die bei der Umlenkung eines ebenen Impulsstrahls erzeugten Oberflächengeschwindigkeiten für verschiedene Wassertiefen und Strahlgrößen gemessen wurden. Hierbei hat sich gezeigt, daß die maximale Oberflächengeschwindigkeit in erster Näherung der hypothetischen Achsgeschwindigkeit des ungestörten Strahls in Höhe der freien Wasseroberfläche gleichgesetzt werden kann (Bild 3.7), und daß die maximale Oberflächengeschwindigkeit in einem seitlichen Abstand von der Strahlachse auftritt, der etwa dem ein- bis anderthalbfachen der nominalen Strahlbreite  $b$  in Höhe der ungestörten Wasseroberfläche entspricht.

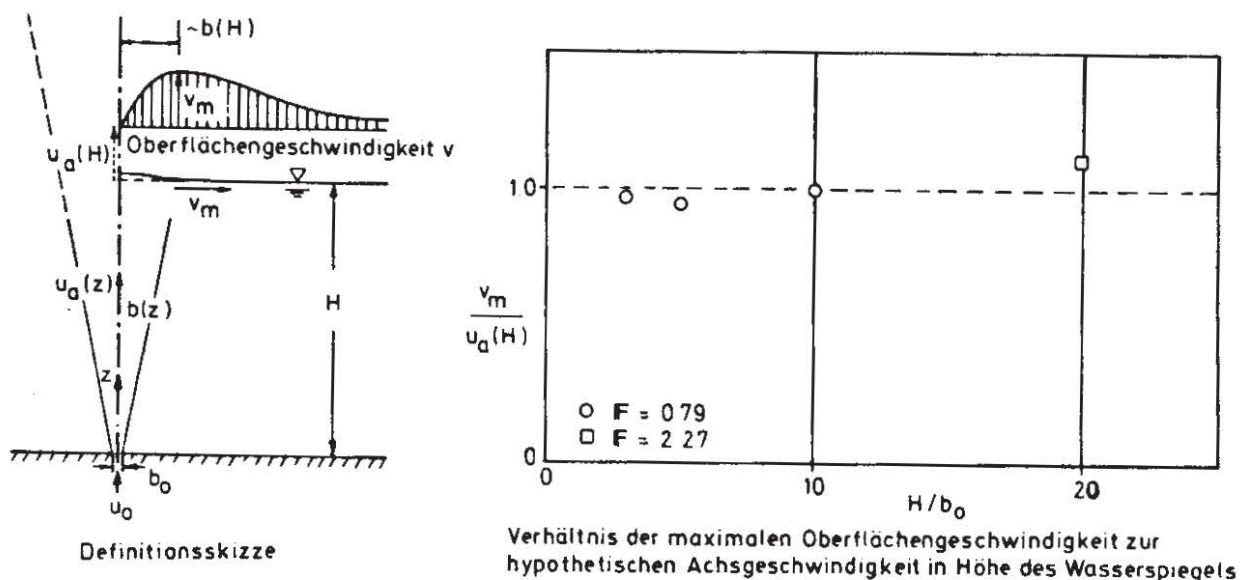


BILD 37: MAXIMALE OBERFLÄCHENGESCHWINDIGKEIT BEI DER UMLENKUNG EINES PLANSYMMETRISCHEN STRAHLS AN EINER FREIEN OBERFLÄCHE

<sup>1</sup> "Experimentelle Untersuchung der Umlenkung eines zweidimensionalen Wasserstrahls an der Wasseroberfläche", Vertieferarbeit von Herrn cand.ing. S. Liong am Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, 1971



## 4. DAS STRÖMUNGSFELD EINES LUFTSCHLEIERS

### 4.1 Allgemeines

Im folgenden wird das Strömungsfeld betrachtet, das durch Einblasen von Luft durch Einzeldüsen (axialsymmetrischer Fall) oder Düsenreihen (plansymmetrischer Fall) in ein Wasservolumen großer seitlicher Ausdehnung entsteht. Die analytische Behandlung des induzierten Geschwindigkeitsfeldes erfolgt auf der Basis der in den beiden vorhergehenden Kapiteln dargestellten Grundlagen. Die Analyse wird durch eigene Messungen ergänzt und anhand dieser sowie aus der Literatur entnommener Natur- und Labormessdaten überprüft.

Wegen der vergleichsweise geringen Dichte der Luft ( $\rho_L \approx \rho_W/800$ ) ist im allgemeinen der Impulsfluß an Luftschleierdüsen sehr klein, so daß das Strömungsfeld außerhalb des Anlaufbereichs mit guter Näherung als reiner Auftriebstrahl behandelt werden kann. Allerdings ist hierbei zu berücksichtigen, daß die Luftblasen als auftriebserzeugendes Element stets eine Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  gegenüber dem Wasser aufweisen, und daß sich wegen der Kompressibilität der Luft das Blasenvolumen und damit der Auftrieb mit dem örtlichen Druck ändert. Aufgrund dieser Tatsachen ist eine geschlossene Lösung des resultierenden kompletten Gleichungssystems im allgemeinen nicht möglich. Im Hinblick auf das Ziel, Bemessungsgrundlagen für Luftschleier zu schaffen, werden deshalb geschlossene Näherungslösungen erarbeitet, da diese für die praktische Anwendung zur Bemessung besser geeignet sind als numerische Lösungen. Für einen der hier gemachten Ansätze liegt eine numerische Berechnung vor [59], die zum Vergleich mit der entsprechenden geschlossenen Näherungslösung herangezogen wird.

Den analytischen Ansätzen liegt die Annahme zugrunde, daß die Strömung stets vollturbulent ist und Kräfte zufolge Zähigkeit und Oberflächenspannung vernachlässigbar klein werden, was dann gegeben ist, wenn die Reynolds- und die Weberzahl der Strömung sehr groß sind. Für einen axialsymmetrischen Auftriebstrahl hat Rouse [28] gezeigt, daß der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung in einem Abstand  $z_{krit}$  vom Austrittsquerschnitt erfolgt, der durch eine lokale Reynoldszahl von

$$R_{krit} = \frac{z_{krit}}{\sqrt{\nu^3 / g Q_0}} \approx 10^5 \quad (4.1)$$

gekennzeichnet ist. Die hieraus resultierenden kritischen Abstände liegen für alle praktisch interessierenden Luftströme im mm-Bereich (für  $Q_0 = 10 \text{ cm}^3/\text{s}$  ergäbe sich etwa ein  $z_{krit}$  von 1 cm), so daß die Zähigkeitskräfte vernachlässigt werden können. Die (mit der Bezugslänge  $D_Q$  nach Gl. 2.7 gebildete) Weberzahl muß die Bedingung

$$W^2 = \frac{\sqrt[5]{g^3 Q_0^4}}{\sigma_{WL} / \rho_W} \gg 1 \quad (4.2)$$

erfüllen, wenn die Kräfte infolge Oberflächenspannung vernachlässigbar klein sein

sollen. Dies führt für Wasser und Luft zu der Bedingung ( $Q_0 \gg \sim 30 \text{ cm}^3/\text{s}$ ). Die Voraussetzung vollturbulenter Strömungsverhältnisse erscheint daher für alle praktisch interessanten Luftströme gerechtfertigt. Obwohl Zähigkeitskräfte und Oberflächenspannung bei der Umströmung insbesondere der kleinen Blasen zweifellos wirksam sind, beeinflussen sie dennoch das Gesamtströmungsfeld nur unwesentlich - dieses wird vielmehr von den dominierenden Auftriebskräften und Trägheitsreaktionen geprägt.

Das Geschwindigkeitsfeld eines Luftschleiers in ruhendem Medium kann demnach in Abhängigkeit von folgenden Größen beschrieben werden:

$$u = f_{1,2} \left[ \frac{Q_0}{q_0}; g; \rho_w; z; \frac{r}{x}; (H+H_0) \right] \quad (4.3)$$

wobei ( $\rho_L/\rho_w \approx 0$ ) angenommen wird, die Länge  $H_0$  die Höhe einer dem Atmosphärendruck entsprechenden Wassersäule gemäß

$$H_0 = P_{\text{atm}} / \rho_w g = 10 \text{ m} \quad (4.4)$$

ist, und  $Q_0$  bzw.  $q_0$  den jeweiligen Luftstrom (bzw. Luftstrom pro Breitereinheit) bei Atmosphärendruck darstellen. Eine Dimensionsanalyse ergibt hieraus für das Strömungsfeld über einer Einzeldüse die Beziehung

$$\frac{u}{\sqrt[3]{gQ_0/H_0}} = f \left[ \frac{z}{H+H_0}; \frac{r}{H+H_0}; \frac{(H+H_0)}{\sqrt[5]{Q_0^2/g}} \right] \quad (4.5)$$

und für die Düsenreihe entsprechend

$$\frac{u}{\sqrt[3]{gq_0}} = f \left[ \frac{z}{H+H_0}; \frac{x}{H+H_0}; \frac{H+H_0}{\sqrt[3]{q_0^2/g}} \right] \quad (4.6)$$

Die Nenner des jeweils letzten Parameters auf der rechten Seite dieser Gleichungen

$$D_Q \equiv \sqrt[5]{Q_0^2/g} \quad \text{bzw.} \quad dq \equiv \sqrt[3]{q_0^2/g} \quad (4.7)$$

stellen nach den in Kapitel (2.2) gemachten Ausführungen (siehe Gl. 2.7) "Ersatzlängen" dar, welche die beim Strahlgasen entstehenden maximalen Blasendurchmesser (sowie die Länge des Anlaufbereichs) charakterisieren. Bedenkt man ferner, daß der kinematische Auftrieb des Blasenstroms gegeben ist durch

$$W_0/\rho_w = \left( \frac{\rho_w - \rho_L}{\rho_w} \right) g Q_0 = g Q_0 \quad \text{bzw.} \quad W_0/\rho_w = g q_0 \quad (4.8)$$

dann läßt sich die linke Seite der Gleichungen (4.5) und (4.6) physikalisch interpretieren als das Verhältnis der örtlichen zu einer "Auftriebsgeschwindigkeit". Dieses Verhältnis ist eine Funktion der relativen Positionskordinaten und eines "Maßstabsfaktors", welcher das Verhältnis der Hauptabmessungen des Strömungsfeldes zum



maximalen Blasendurchmesser beschreibt. Es ist zu erwarten, daß für große Werte dieses Parameters das Strömungsfeld vom Maßstabsfaktor unabhängig sein wird.

Für Luftschleier in einer Querströmung der Geschwindigkeit  $U_H$  gelten die Beziehungen (4.5) und (4.6) entsprechend, wobei die rechte Seite um den Parameter  $(U_H/\sqrt[3]{gQ_0/H_0})$  bzw.  $(U_H/\sqrt[3]{gq_0'})$  erweitert werden muß.

## 4.2 Integrale Ansätze für das Strömungsfeld

### 4.2.1 Einzeldüse

Zur analytischen Beschreibung des Strömungsfeldes über einer Einzeldüse in ruhendem Medium stehen drei integrale Gleichungen zur Verfügung. Die Kontinuitätsgleichung für die Wasserströmung liefert

$$\frac{d}{dz} \int_0^{\infty} 2\pi r u dr = 2\pi b \alpha u_a \quad (4.9)$$

Die Änderung des Impulsflusses in vertikaler Richtung ist gleich der Auftriebskraft der Luftblasen<sup>1</sup>:

$$\frac{d}{dz} \int_0^{\infty} 2\pi r u^2 dr = \int_0^{\infty} 2\pi r \left( \frac{\rho_e - \rho}{\rho_e} \right) g dr \quad (4.10)$$

In der Kontinuitätsgleichung der Luft muß berücksichtigt werden, daß sich infolge der Kompressibilität das Luftvolumen mit dem örtlichen Druck oder der Wassertiefe ändert. Da das Luftvolumen dem absoluten Druck umgekehrt proportional ist, ergibt sich für hydrostatische Druckverteilung

$$Q(z) = Q_0 \left( \frac{H_0}{H_0 + H - z} \right) \quad \text{mit} \quad H_0 = \frac{p_{\text{atm}}}{\rho_w g} \quad (4.11)$$

und die Kontinuitätsgleichung der Luft lautet

$$\int_0^{\infty} 2\pi r \left( \frac{\rho_e - \rho}{\rho_e} \right) g u_L dr = \left( \frac{\rho_e - \rho_L}{\rho_e} \right) g Q_0 \left( \frac{H_0}{H_0 + H - z} \right) \quad (4.12)$$

Mit den Ansätzen

$$\left. \begin{aligned} u &= u_a \cdot e^{-r^2/b^2} \\ \left( \frac{\rho_e - \rho}{\rho_e} \right) &= \left( \frac{\rho_e - \rho_a}{\rho_e} \right) e^{-r^2/(\lambda b)^2} \\ \left( \frac{\rho_e - \rho_L}{\rho_e} \right) &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (4.13)$$

<sup>1</sup> In [56] wurde gezeigt, daß die Boussinesq-Annahme, in den Trägheitsgliedern näherungsweise  $(\rho = \rho_e)$  zu setzen, für Luftschleier außerhalb des Anlaufbereichs gerechtfertigt ist, da dort die örtliche Luftkonzentration stets klein ist.

erhält man aus den Gleichungen (4.9), (4.10) und (4.12)

$$\frac{d}{dz} (u_a b^2) = 2\alpha b u_a \quad (4.14)$$

$$\frac{d}{dz} (u_a^2 b^2) = 2g\lambda^2 b^2 \left( \frac{\rho_e - \rho_a}{\rho_e} \right) \quad (4.15)$$

$$2\pi \left( \frac{\rho_e - \rho_a}{\rho_e} \right) \int_0^\infty r e^{-r^2/(\lambda b)^2} u_L dr = Q_0 \left( \frac{H_0}{H_0 + H - z} \right) \quad (4.16)$$

Um das Integral in (4.16) lösen zu können, muß eine Annahme für die Vertikalgeschwindigkeit  $u_L$  der Luft getroffen werden.

Setzt man  $u_L$  der in Kap. 2 definierten mittleren Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  gleich, die sich zwar mit der Luftmenge  $Q_0$  ändert, aber eine integrale Größe über den Querschnitt darstellt und von der Höhenlage  $z$  unabhängig ist, dann kann  $u_L$  vor das Integral gezogen werden und Gl. (4.16) wird zu

$$\pi \lambda^2 b^2 \left( \frac{\rho_e - \rho_a}{\rho_e} \right) \bar{u}_b = Q_0 \left( \frac{H_0}{H_0 + H - z} \right) \quad (4.17)$$

Mit Hilfe dieser Beziehung läßt sich das Dichtedefizit aus Gl. (4.15) eliminieren, und man erhält aus den Gl. (4.14) und (4.15) ein Gleichungssystem für  $u_a$  und  $b$ , das die empirisch zu ermittelnden Beiwerte  $\alpha$  und  $\bar{u}_b$  enthält:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} (u_a b^2) &= 2\alpha b u_a \\ \frac{d}{dz} (u_a^2 b^2) &= \frac{2g Q_0}{\pi \bar{u}_b} \left( \frac{H_0}{H_0 + H - z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.18)$$

Alternativ kann man für  $u_L$  annehmen, daß die örtliche Geschwindigkeit der Luft gleich der Summe aus der jeweiligen Wassergeschwindigkeit  $u$  und einer Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  ist (siehe Kap. 2)

$$u_L = u + \Delta u_b = u_a \cdot e^{-r^2/b^2} + \Delta u_b \quad (4.19)$$

und erhält damit aus Gl. (4.16)

$$\pi \lambda^2 b^2 \left( \frac{\rho_e - \rho_a}{\rho_e} \right) \left( \frac{u_a}{1 + \lambda^2} + \Delta u_b \right) = Q_0 \left( \frac{H_0}{H_0 + H - z} \right) \quad (4.20)$$



Hiermit ergibt sich nach Eliminierung des Dichtedefizits aus den Gl. (4.14) und (4.15) nun

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} (u_a b^2) &= 2\alpha b u_a \\ \frac{d}{dz} (u_a^2 b^2) &= \frac{2gQ_0}{\pi \left( \frac{u_a}{1+\lambda^2} + \Delta u_b \right)} \left( \frac{H_0}{H_0+H-z} \right) \end{aligned} \right\} (4.21)$$

In diesen Gleichungen sind die empirischen Beiwerte  $\alpha$ ,  $\Delta u_b$  und  $\lambda$  enthalten.

#### 4.2.2 Düsenreihe

Für die Berechnung des Strömungsfeldes über einer Düsenreihe (plansymmetrische Betrachtung) stehen die Kontinuitätsgleichungen für Wasser und Luft und die Impulsgleichung in vertikaler Richtung zur Verfügung. Diese lauten

$$\frac{d}{dz} \int_{-\infty}^{\infty} u dx = 2\alpha u_a \quad (4.22)$$

$$\frac{d}{dz} \int_{-\infty}^{\infty} u^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\rho_e - \rho}{\rho_e} \right) g dx \quad (4.23)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\rho_e - \rho}{\rho_e} \right) g u_L dx = \left( \frac{\rho_e - \rho_L}{\rho_e} \right) g q_0 \left( \frac{H_0}{H_0+H-z} \right) \quad (4.24)$$

Diese Gleichungen können analog zu den entsprechenden Gleichungen (4.9), (4.10) und (4.12) behandelt werden. Für den Ansatz einer mittleren Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  führt dies zu

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} (u_a b) &= \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} u_a \\ \frac{d}{dz} (u_a^2 b) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{g q_0}{\bar{u}_b} \left( \frac{H_0}{H_0+H-z} \right) \end{aligned} \right\} (4.25)$$

Mit dem Ansatz einer Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  gemäß

$$u_L = u + \Delta u_b = u_a e^{-x^2/b^2} + \Delta u_b \quad (4.26)$$

ergeben sich die alternativen Bestimmungsgleichungen für  $u_a$  und  $b$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} (u_a b) &= \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} u_a \\ \frac{d}{dz} (u_a^2 b) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{g q_0}{\left( \frac{u_a}{\sqrt{1+\lambda^2}} + \Delta u_b \right)} \left( \frac{H_0}{H_0+H-z} \right) \end{aligned} \right\} (4.27)$$

In Gl. (4.25) sind die empirischen Beiwerte  $\alpha$  und  $\bar{u}_b$ , in Gl. (4.27) die Koeffizienten  $\alpha$ ,  $\lambda$  und  $\Delta u_b$  enthalten.

### 4.3 Diskussion der Lösungsmöglichkeiten

Die Gleichungssysteme (4.18), (4.21) und (4.27) sind in geschlossener Form nicht lösbar. Dies hat zweierlei Ursachen.

Die Kompressibilität der Luftblasen bedingt, daß der bewegungsbestimmende Auftrieb des Blasenstroms über die Wassertiefe nicht konstant bleibt, sondern sich proportional zum örtlichen Druck ändert, was in dem Faktor  $(H_0/H_0 + H - z)$  zum Ausdruck kommt. Diese  $z$ -Abhängigkeit kann bei der Lösung der Gleichungen (4.18) berücksichtigt werden, wenn dort die zusätzliche Annahme einer linearen Strahlausbreitung eingeführt wird (diese Annahme läßt sich durch die Meßergebnisse rechtfertigen). Das Gleichungssystem (4.25) ist unter Berücksichtigung der Kompressibilität geschlossen lösbar. Es ergibt sich eine leicht nichtlineare Strahlausbreitung, so daß für Bemessungszwecke eine Näherung mit linearer Ausbreitung angesetzt werden kann. Für die Gleichungen (4.21) und (4.27) kommt man zu einer Näherungslösung, indem die  $z$ -Abhängigkeit des Auftriebs zwar berücksichtigt wird, aber dessen Änderung mit der Wassertiefe (die Ableitung nach  $z$ ) als vernachlässigbar klein angesetzt wird.

Die Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  zwischen Luftblasenstrom und Wasser tritt in den Gleichungen (4.18) und (4.25) nicht in Erscheinung, da sie implizit in der (empirisch ermittelten) mittleren Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  enthalten ist. Die Gleichungen (4.21) und (4.27) hingegen sind nur für den Grenzfall ( $\Delta u_b = 0$ ) geschlossen lösbar. Diese Lösung wird auf allgemeine Fälle dadurch erweitert, daß der Einmischkoeffizient  $\alpha$  als eine Funktion des relativen Schlupfes betrachtet wird. Es wird demnach angenommen, daß sich der Einfluß des relativen Schlupfs ausschließlich in einer Veränderung des Einmischkoeffizienten bemerkbar macht.

Wenn man sich vor Augen führt, daß die Wassergeschwindigkeit  $u_a$  mit dem Auftrieb und damit mit dem Luftstrom ständig wächst, während die Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  für alle Luftströme als konstant angenommen wird, dann ergeben sich als Grenzfälle

$$\text{für sehr kleine Luftströme} \quad u_a \ll \Delta u_b$$

$$\text{für sehr große Luftströme} \quad u_a \gg \Delta u_b$$

Hieraus wird ersichtlich, daß die Gleichungen (4.18) und (4.25) als Grenzfälle der Gleichungen (4.21) und (4.27) für sehr kleine Luftströme betrachtet werden können, da

$$\lim_{(Q, q \rightarrow 0)} \bar{u}_b = \Delta u_b$$

Demgemäß kann die Lösung nach dem Prinzip der "mittleren Blasensteiggeschwindigkeit" aus Gl. (4.18) bzw. (4.25) gesehen werden als Lösung für den Grenzfall sehr kleiner Luftströme ( $Q_0, q_0 \rightarrow 0$ ), die mittels empirischer, vom Luftstrom abhängiger Beiwerte  $\alpha$  und  $\bar{u}_b$  auf beliebige Luftströme  $Q_0$  bzw.  $q_0$  erweitert wird. Entsprechend gilt die Lösung mit Hilfe des "relativen Schlupfes" nach Gl. (4.21) bzw. (4.27)



für den Grenzfall sehr großer Luftströme ( $Q_0, q_0 \rightarrow \infty$ ) und wird mittels einer Variation des Einmischkoeffizienten  $\alpha$  mit dem relativen Schlupf auf beliebige Luftströme erweitert.

Bei Vernachlässigung der Kompressibilität stellen die Gleichungen (4.21) und (4.27) im Grenzfall ( $\Delta u_b = 0$ ) die Bedingungsgleichungen für einen reinen axial- bzw. plansymmetrischen Auftriebstrahl dar, deren Lösungen einschließlich der Beiwerte  $\alpha$  und  $\lambda$  bekannt sind (siehe Abschnitte 3.4 und 3.6). Es wird angenommen, daß die Beiwerte für das Strömungsfeld des Luftblasenstroms für sehr große Luftströme asymptotisch diesen Grenzwerten zustreben. Gleichzeitig stellt die klassische Auftriebströmung den Grenzfall dar, daß die Blasengrößen sehr klein werden und somit  $\Delta u_b$  gegen Null geht.

Zum Vergleich der beiden Lösungsmöglichkeiten ist zu sagen, daß die Lösungen nach dem Konzept der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  den (pragmatischen) Vorteil besitzt, lediglich von den beiden empirisch relativ gut erfaßbaren Beiwerten  $\alpha$  und  $\bar{u}_b$  abhängig zu sein, wohingegen der fiktiven mittleren Blasensteiggeschwindigkeit nur schwer eine physikalisch plausible Deutung zugeordnet werden kann. Das Konzept der relativen Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  ist hingegen zwar physikalisch plausibel, aber es gibt bis heute noch keine zuverlässigen Meßmethoden zur Bestimmung der Relativgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  und des Ausbreitungsverhältnisses  $\lambda$ , so daß man bei der Anwendung dieses Lösungsweges auf sehr grobe Schätzungen der Beiwerte angewiesen ist.

Cederwall und Ditmars [59] haben die vollständigen Gleichungssysteme (4.21) und (4.27) numerisch behandelt und die Lösungen für den Grenzfall ( $\Delta u_b = 0$ ) sowie einige Werte des relativen Schlupfes graphisch dargestellt. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind (in etwas abgewandelter Form) in den Bildern (4.1) und (4.2) dargestellt im Vergleich zu den entsprechenden hier erarbeiteten geschlossenen Näherungslösungen.

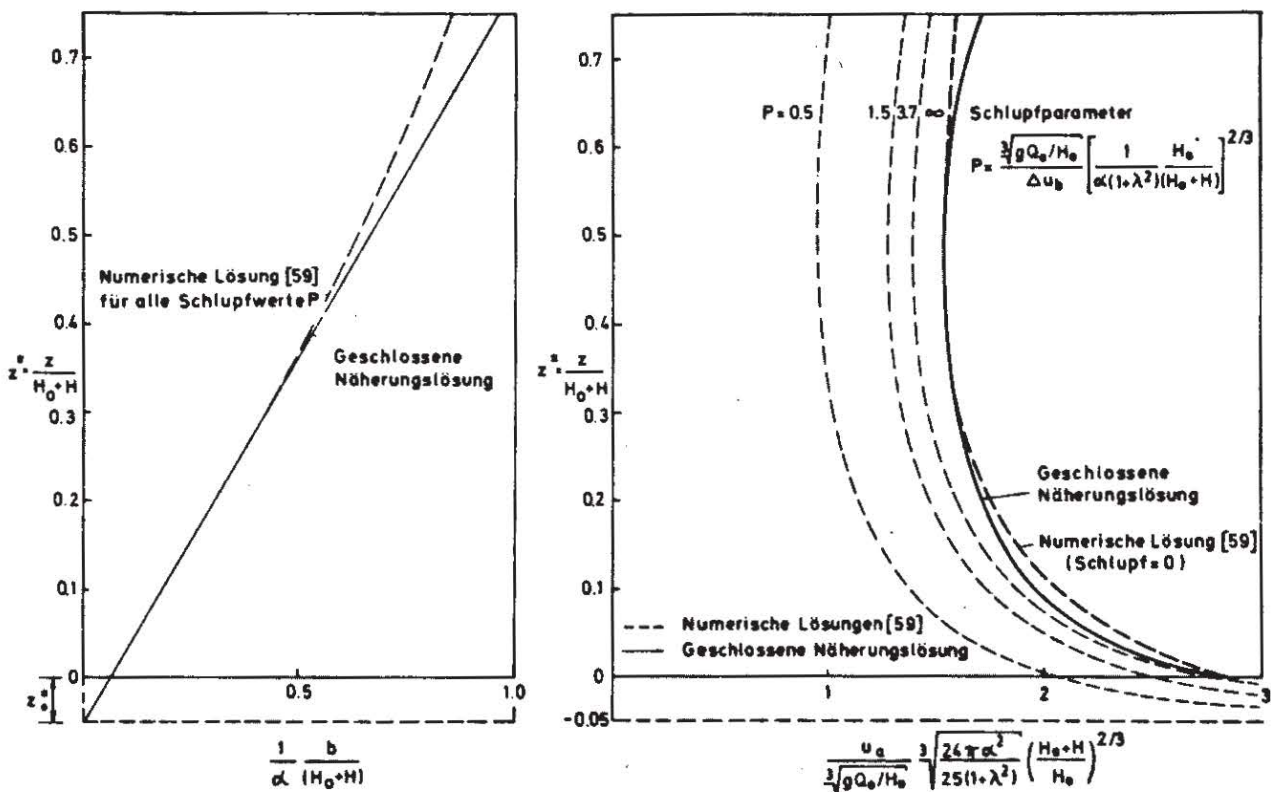


BILD 4.1: VERGLEICH DER NÄHERUNGSLÖSUNG FÜR EINZELDÜSEN MIT DER NUMERISCHEN LÖSUNG VON CEDERWALL UND DITMARS [59]

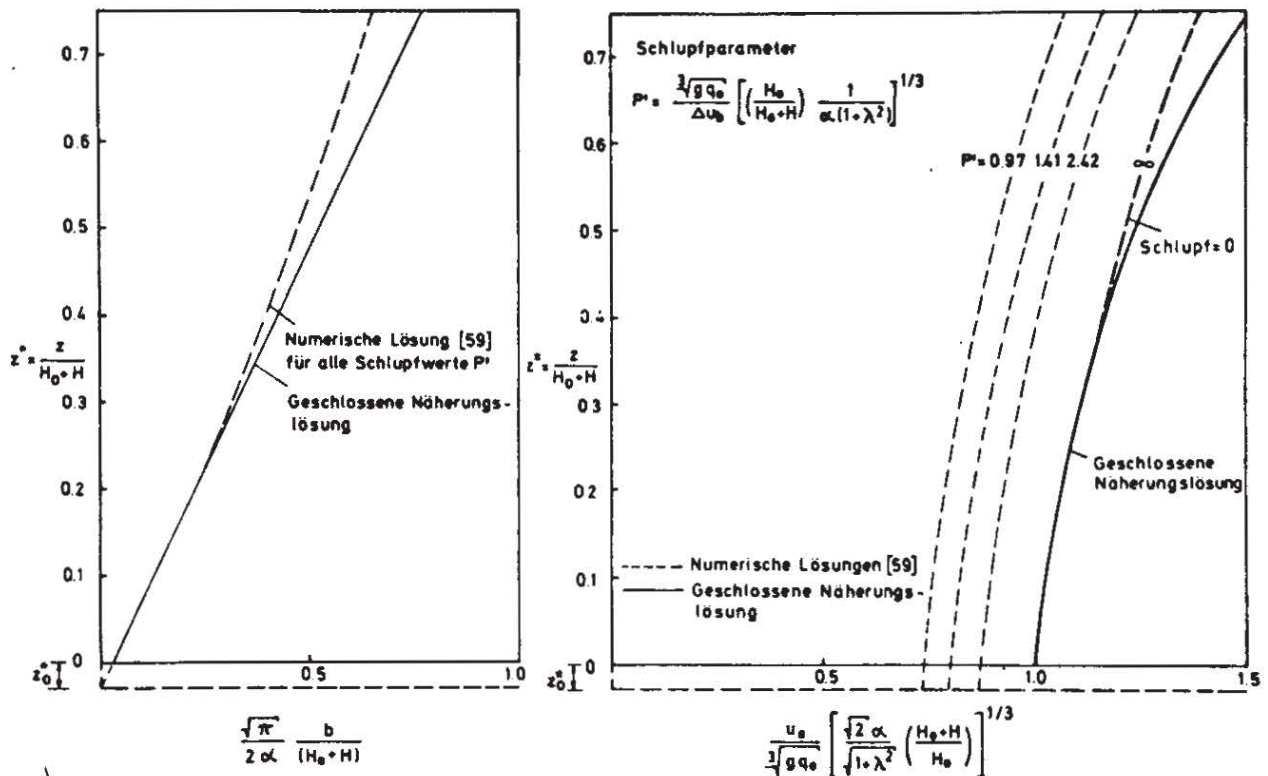


BILD 4.2 VERGLEICH DER NÄHERUNGSLÖSUNG FÜR DÜSENREIHEN MIT DER NUMERISCHEN LÖSUNG VON CEDERWALL UND DITMARS [59]

Hieraus wird ersichtlich, daß die Ausbreitungsrate gemäß der numerischen Lösung nicht linear ist und mit wachsender Wassertiefe von der linearen Ausbreitungsrate der geschlossenen Näherungslösung zunehmend abweicht; allerdings konnte diese Nichtlinearität im Experiment nicht nachgewiesen werden. Aufgrund der nur näherungsweise Berücksichtigung der Auftriebsänderung infolge Kompressibilität weichen auch die geschlossenen Lösungen für die Achsgeschwindigkeit bei sehr großen Wassertiefen von der numerischen Lösung ab. Die numerischen Lösungen zeigen zudem eine Abnahme des dimensionslosen Achsgeschwindigkeitsparameters mit abnehmendem Schlupfparameter oder zunehmendem Einfluß der Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$ ; in der geschlossenen Näherungslösung kommt diese Abnahme in der empirisch ermittelten Abhängigkeit des Einmischkoeffizienten  $\alpha$  vom relativen Schlupf zum Ausdruck.

#### 4.4 Geschlossene Näherungslösung nach dem Prinzip der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit

##### 4.4.1 Einzeldüse

Wenn in Gl. (4.18) die Änderung des Auftriebs mit der Höhe vernachlässigt wird, dann kann die rechte Seite der zweiten Gleichung als von  $z$  unabhängig betrachtet werden. Hiermit läßt sich die zweite Gleichung direkt integrieren von  $\xi = -z_0$  bis  $z$  (mit  $b = 0$  bei  $\xi = -z_0$ ). Substitution in die erste Gleichung ergibt als Lösung

$$\left. \begin{aligned} \frac{b}{z+z_0} &= \frac{4}{3} \alpha \\ \frac{u_a}{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}} &= \left[ \frac{9}{8\pi} \cdot \frac{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}}{\alpha^2 \cdot \bar{u}_b} \left( \frac{H_0}{H_0+H-z} \right) \left( \frac{H_0}{z+z_0} \right) \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} (4.28)$$



Mit der Definition relativer Positionskordinaten

$$z^* = \frac{z}{H_0 + H} ; \quad z_0^* = \frac{z_0}{H_0 + H} ; \quad b^* = \frac{b}{H_0 + H} \quad (4.29)$$

lauten diese Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{b^*}{z^* + z_0^*} &= \frac{4}{3} \alpha \\ \frac{u_a}{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}} &= \left[ \frac{9}{8\pi} \cdot \frac{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}}{\alpha^2 \cdot \bar{u}_b} \left( \frac{H_0}{H_0 + H} \right)^2 \frac{1}{(1 - z^*)(z^* + z_0^*)} \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} (4.30)$$

Mit der Annahme einer linearen Strahlausbreitung gemäß dieser Näherung kann nun auch die Änderung des Auftriebs mit der Höhe berücksichtigt werden. Integration der zweiten Gleichung in (4.18) von  $\xi = 0$  (mit  $u_a^2 b^2 = M_0 / \rho \approx 0$ ) bis  $\xi = z$  ergibt jetzt

$$\left. \begin{aligned} \frac{b^*}{z^* + z_0^*} &= \frac{4}{3} \alpha \\ \frac{u_a}{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}} &= \left[ \frac{9}{8\pi} \cdot \frac{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}}{\alpha^2 \cdot \bar{u}_b} \left( \frac{H_0}{H_0 + H} \right)^2 \frac{\ln\left(\frac{1}{1 - z^*}\right)}{(z^* + z_0^*)^2} \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} (4.31)$$

Daß diese Näherung nicht widerspruchsfrei ist, ergibt sich durch Einsetzen dieser Lösung in die erste Gleichung von (4.18). Danach ergibt sich, daß streng genommen  $\alpha$  jetzt mit  $z$  variieren müßte, oder aber daß  $\alpha = \text{const.}$  solange gute Näherungen liefert, solange die Beziehung

$$\frac{z^* + z_0^*}{(1 - z^*) \ln\left(\frac{1}{1 - z^*}\right)} \approx 1 \quad (4.32)$$

näherungsweise erfüllt ist (was für  $z_0^* < z^* \ll 1$  zutrifft).

Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen deuten sowohl für  $\alpha$  als auch für  $\bar{u}_b$  auf ein exponentielles Anwachsen mit dem Luftstrom  $Q_0$  hin. Der Exponent dieser Beziehungen liegt jeweils in der Größenordnung von  $(1/9)$  (siehe Kap. 2.5 und 4.6). Hiermit ergibt sich

$$\left[ \frac{9}{8\pi} \cdot \frac{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}}{\alpha^2 \cdot \bar{u}_b} \right]^{1/2} \approx 4.6 \quad (4.33)$$

wobei anzumerken ist, daß die Meßwerte bei sehr großen Luftströmen im allgemeinen etwas unter diesem Wert liegen. Mit der Beziehung (4.33) lauten die Gleichungen (4.31)

$$\frac{b^*}{z^* + z_0^*} = 3.2 \left( \frac{Q_0}{\sqrt{g H_0^5}} \right)^{1/9} \quad (4.34)$$

und

$$\frac{u_a}{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}} = 4.6 \left( \frac{H_0}{H_0 + H} \right) \frac{\sqrt{\ln \left( \frac{1}{1 - z^*} \right)}}{(z^* + z_0^*)} \quad (4.35)$$

Das Verhältnis des Wasser-Volumenstroms  $Q_w$  im Querschnitt  $z$  zum Luftstrom  $Q_0$  ergibt sich hieraus zu

$$\frac{Q_w}{Q_0} = \frac{\pi u_a b^2}{Q_0} = 150 \left( \frac{\sqrt{g H_0^5}}{Q_0} \right)^{4/9} \left( \frac{H_0 + H}{H_0} \right) \sqrt{\ln \left( \frac{1}{1 - z^*} \right)} (z^* + z_0^*) \quad (4.36)$$

#### 4.4.2 Düsenreihe

Aus den Gleichungen (4.25) ergibt sich unter Vernachlässigung der Änderung des Auftriebs mit der Höhe als erste Näherungslösung

$$\left. \begin{aligned} \frac{b}{z + z_0} &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \alpha \\ \frac{u_a}{\sqrt[3]{g q_0}} &= \left[ \frac{\sqrt[3]{g q_0}}{\sqrt{2} \alpha u_b} \cdot \left( \frac{H_0}{H_0 + H - z} \right) \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (4.37)$$

wobei die Ausbreitung linear ist und die Achsgeschwindigkeit im inkompressiblen Fall über die Höhe konstant wäre, im vorliegenden Fall jedoch wegen des ständig wachsenden Auftriebs mit der Höhe zunimmt.

Bei Berücksichtigung der Kompressibilität ergibt eine Integration der zweiten Gleichung in (4.25) von  $\xi = 0$  (mit  $u_a^2 \cdot b = m_0 / \rho \approx 0$ ) bis  $\xi = z$

$$u_a^2 b = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{g q_0}{u_b} \int_0^z \left( \frac{H_0}{H_0 + H - \xi} \right) d\xi = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{g q_0}{u_b} H_0 \cdot \ln \left( \frac{H_0 + H}{H_0 + H - z} \right) \quad (4.38)$$

und somit

$$u_a = \left[ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{g q_0}{u_b} \cdot \frac{H_0}{b} \ln \left( \frac{H_0 + H}{H_0 + H - z} \right) \right]^{1/2} \quad (4.39)$$

Setzt man dies in die erste Gleichung in (4.25) ein, dann erhält man

$$\frac{d}{dz} \left( \sqrt{b \ln \left( \frac{H_0 + H}{H_0 + H - z} \right)} \right) = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{1}{b} \ln \left( \frac{H_0 + H}{H_0 + H - z} \right)} \quad (4.40)$$



Die hieraus resultierende Differentialgleichung für b

$$\frac{db}{dz} + \frac{b}{(H_0+H-z) \ln\left(\frac{H_0+H}{H_0+H-z}\right)} - \frac{4\alpha}{\sqrt{\pi}} = 0 \quad (4.41)$$

hat die Lösung

$$b^* = \frac{4\alpha}{\sqrt{\pi}} \left[ \frac{z^* + z_0^*}{\ln\left(\frac{1}{1-z^*}\right)} - (1-z^*) \right] \quad (4.42)$$

Durch Entwicklung des Logarithmus in einer Reihe und ausschließliche Berücksichtigung des ersten Gliedes ergibt sich hieraus als lineare Näherungslösung

$$\frac{b^*}{z^* + z_0^*} = \frac{b}{z + z_0} = \frac{4\alpha}{\sqrt{\pi}} \quad (4.43)$$

Mit den Gleichungen (4.39) und (4.42) bzw. (4.43) ergibt sich die Achsgeschwindigkeit  $u_a$  zu

$$\frac{u_a}{\sqrt[3]{gq_0}} = \left\{ \frac{\sqrt{2} \sqrt[3]{gq_0}}{4\alpha \cdot \bar{u}_b} \left( \frac{H_0}{H_0+H} \right) \frac{\ln\left(\frac{1}{1-z^*}\right)}{\left[ \frac{z^* + z_0^*}{\ln\left(\frac{1}{1-z^*}\right)} - (1-z^*) \right]} \right\}^{1/2} \quad (4.44)$$

mit der Näherung (bei linearer Ausbreitung)

$$\frac{u_a}{\sqrt[3]{gq_0}} = \left[ \frac{\sqrt{2} \sqrt[3]{gq_0}}{4\alpha \cdot \bar{u}_b} \left( \frac{H_0}{H_0+H} \right) \frac{\ln\left(\frac{1}{1-z^*}\right)}{(z^* + z_0^*)} \right]^{1/2} \quad (4.45)$$

Aus den Ergebnissen der Experimente geht hervor, daß sowohl der Einmischkoeffizient  $\alpha$  als auch die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  im Bereich gängiger Luftströme etwa proportional zur sechsten Wurzel aus dem Luftstrom  $q_0$  anwachsen (siehe Kap. 2.5 und 4.6). Hieraus ergibt sich

$$\left[ \frac{\sqrt{2} \sqrt[3]{gq_0}}{4\alpha \cdot \bar{u}_b} \right]^{1/2} = 1.7 \quad (4.46)$$

Mit dieser Beziehung lauten die Ausdrücke der linearen Näherungslösung für die Strahlausbreitung

$$\frac{b^*}{z^* + z_0^*} = 0.6 \left( \frac{q_0}{\sqrt{gH_0^3}} \right)^{1/6} \quad (4.47)$$

und für die Achsgeschwindigkeit  $u_a$

$$\frac{u_a}{\sqrt[3]{g q_0}} = 1.7 \left[ \left( \frac{H_0}{H_0 + H} \right) \cdot \frac{\ln \left( \frac{1}{1 - z^*} \right)}{(z^* + z_0^*)} \right]^{1/2} \quad (4.48)$$

Das Verhältnis des Wasser-Volumenstroms  $q_w$  im Querschnitt  $z$  zum Luftstrom  $q_0$  folgt zu

$$\frac{q_w}{q_0} = \frac{\sqrt{\pi} u_a b}{q_0} = 2 \left[ \frac{\sqrt{g H_0^3}}{q_0} \left( \frac{H_0 + H}{H_0} \right) (z^* + z_0^*) \ln \left( \frac{1}{1 - z^*} \right) \right]^{1/2} \quad (4.49)$$

Die maximale Geschwindigkeit der durch den Luftschleier erzeugten Oberflächenströmung ergibt sich aus der hypothetischen Achsgeschwindigkeit nach Gl. (4.48) in Höhe des Wasserspiegels zu  $v_m = u_a(H)$ .

#### 4.5 Geschlossene Näherungslösung mit relativer Schlupfgeschwindigkeit

##### 4.5.1 Einzeldüse

Für den Grenzfall ( $\Delta u_b = 0$ ) lautet Gl. (4.21)

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} (u_a b^2) &= 2 \alpha b u_a \\ \frac{d}{dz} (u_a^2 b^2) &= \frac{2 g Q_0 (1 + \lambda^2)}{\pi u_a} \left( \frac{H_0}{H_0 + H - z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.50)$$

Bei Vernachlässigung der Kompressibilität (mit  $H_0/(H_0 + H - z) = 1$ ) sind dies die Bedingungsgleichungen für einen einfachen Auftriebstrahl. Mit den Randbedingungen ( $b = 0$ ) und ( $u_a = \infty$ ) bei ( $z = -z_0$ ) haben sie die Lösung [59]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{b^*}{z^* + z_0^*} &= \frac{6}{5} \alpha \\ \frac{u_a}{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}} &= \left[ \frac{25 (1 + \lambda^2)}{24 \pi \alpha^2} \left( \frac{H_0}{H_0 + H} \right) \left( \frac{1}{z^* + z_0^*} \right) \right]^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (4.51)$$

Wird die Kompressibilität berücksichtigt, dann erhält man (unter Vernachlässigung der Auftriebsänderung  $dA/dz$ ) entsprechend

$$\left. \begin{aligned} \frac{b^*}{z^* + z_0^*} &= \frac{6}{5} \alpha \\ \frac{u_a}{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}} &= \left[ \frac{25 (1 + \lambda^2)}{24 \pi \alpha^2} \left( \frac{H_0}{H_0 + H} \right)^2 \frac{1}{(1 - z^*)(z^* + z_0^*)} \right]^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (4.52)$$



Eine Erweiterung dieser "Nullschlupf"-Lösung auf beliebige Schlupfwerte wird nun dadurch erreicht<sup>1</sup>, daß der Einmischkoeffizient als Funktion des relativen Schlupfes betrachtet wird. Wird hierbei der Ausdruck  $\sqrt[3]{gQ_0/H_0}$  als Bezugsgeschwindigkeit herangezogen, dann lautet dieser Ansatz

$$\alpha = \alpha_0 f \left( \frac{\Delta u_b}{\sqrt[3]{gQ_0/H_0}} \right) \quad (4.53)$$

Die Funktion  $f$  soll hierbei so gewählt werden, daß in Übereinstimmung mit Beobachtungen der Wert  $\alpha$  für verschwindend kleinen relativen Schlupf asymptotisch dem Wert  $\alpha_0$  für reine Auftriebstrahlen zustrebt. Mit Zunahme des relativen Schlupfes soll  $\alpha$  abnehmen und schließlich im Grenzwert (relativer Schlupf  $\rightarrow \infty$ ) gegen Null gehen. Diese Bedingungen werden erfüllt von Funktionen der Form

$$\alpha = \alpha_0 \left[ \operatorname{Tanh} \left( \frac{\sqrt[3]{gQ_0/H_0}}{A_1 \cdot \Delta u_b} \right) \right]^{A_2} \equiv \alpha_0 \cdot S_Q^{A_2} \quad (4.54)$$

In dieser empirischen Relation zwischen  $\alpha$  und dem relativen Schlupf ist also die Form der Beziehung aufgrund physikalischer Überlegungen vorgegeben, und die Beiwerte  $A_1$  und  $A_2$  sind aus dem Experiment zu bestimmen.

Streng genommen müßten für das Ausbreitungsverhältnis  $\lambda$  ähnliche Ansätze gemacht werden, jedoch erscheint es in Anbetracht der mangelnden Kenntnisse der Beiwerte  $\alpha$  und  $\lambda$  und der Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  müßig, zu diesem Zeitpunkt solche verfeinerten Ansätze in Betracht zu ziehen, da diese durch das Experiment derzeit noch nicht verifiziert werden können<sup>2</sup>. Eine Variation von  $\lambda$  mit dem relativen Schlupf wird daher vernachlässigt (bzw. ist in der empirischen Abhängigkeit des Einmischkoeffizienten  $\alpha$  vom relativen Schlupf mit enthalten) und ( $\lambda = \text{const.}$ ) angenommen.

---

<sup>1</sup> Dies ist eine von mehreren Ansatz-Möglichkeiten, die den Vorteil besitzt, sowohl physikalisch plausibel zu sein als auch mit den Messungen konsistente Ergebnisse zu liefern.

<sup>2</sup> Erst wenn Meßmethoden bekannt sind, die eine zuverlässige Bestimmung von  $\Delta u_b$  und  $\lambda$  gestatten, erscheint es sinnvoll und möglich, die hier eingeführten groben Ansätze bezüglich  $\alpha$ ,  $\lambda$  und  $\Delta u_b$  zu verfeinern und das Ergebnis experimentell zu überprüfen. Eine solche Meßmethode nach dem Prinzip der Laserstrahlabsorption befindet sich am Institut für Hydromechanik der Universität Karlsruhe zur Zeit in der Entwicklung.

Mit diesen Ansätzen lauten die Gleichungen (4.52)

$$\frac{b^*}{z^* + z_0^*} = \frac{6}{5} \alpha_0 \cdot s_a^{A_2} \quad (4.55)$$

und

$$\frac{u_a \cdot s_a^{2A_2/3}}{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}} = \left[ \frac{25(1+\lambda^2)}{24 \pi \alpha_0^2} \left( \frac{H_0}{H_0+H} \right)^2 \frac{1}{(1-z^*)(z^*+z_0^*)} \right]^{1/3} \quad (4.56)$$

Das Verhältnis des Wasser-Volumenstroms  $Q_w$  im Querschnitt  $z$  zum Luftstrom  $Q_0$  ergibt sich hiermit zu

$$\frac{Q_w}{Q_0} = \left[ \frac{3 \cdot 36^2 \pi^2}{2 \cdot 25^2} \alpha_0^4 (1+\lambda^2) \frac{g H_0^5 s_a^{4A_2}}{Q_0^2} \left( \frac{H_0+H}{H_0} \right)^4 \frac{(z^*+z_0^*)^5}{(1-z^*)} \right]^{1/3} \quad (4.57)$$

#### 4.5.2 Düsenreihe

Für verschwindend kleinen Schlupf ( $\Delta u_b = 0$ ) lauten die Gleichungen (4.27)

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} (u_a b) &= \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} u_a \\ \frac{d}{dz} (u_a^2 b) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{g q_0 \sqrt{1+\lambda^2}}{u_a} \left( \frac{H_0}{H_0+H-z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.58)$$

Bei Vernachlässigung der Kompressibilität (mit  $H_0/(H_0+H-z) = 1$ ) repräsentieren die Gleichungen (4.58) die Bestimmungsgleichungen eines einfachen plansymmetrischen Auftriebstrahls. Mit der Randbedingung ( $b = 0$ ) bei ( $z = -z_0$ ) haben sie die Lösung [59]

$$\left. \begin{aligned} \frac{b}{z+z_0} &= \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \\ \frac{u_a}{\sqrt[3]{g q_0}} &= \left[ \frac{\sqrt{1+\lambda^2}}{\sqrt{2} \alpha} \right]^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (4.59)$$

Ein plansymmetrischer Auftriebstrahl weist demnach eine lineare Ausbreitung bei konstant bleibender Achsgeschwindigkeit auf. Berücksichtigt man die Kompressibilität in Gl. (4.58), dann erhält man bei Vernachlässigung der Auftriebsänderung ( $z$ -Ableitung) mit der Höhe entsprechend

$$\left. \begin{aligned} \frac{b}{z+z_0} &= \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \\ \frac{u_a}{\sqrt[3]{g q_0}} &= \left[ \frac{\sqrt{1+\lambda^2}}{\sqrt{2} \alpha} \left( \frac{H_0}{H_0+H-z} \right) \right]^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (4.60)$$



Eine Erweiterung dieser Lösung für ( $\Delta u_b = 0$ ) auf beliebige Schlupfwerte wird nun wiederum dadurch erreicht, daß der Einmischkoeffizient  $\alpha$  als Funktion des relativen Schlupfes betrachtet wird mit dem Ansatz

$$\alpha = \alpha_0 \left[ \operatorname{Tanh} \left( \frac{\sqrt[3]{g q_0}}{A_1 \cdot \Delta u_b} \right) \right]^{A_2} \equiv \alpha_0 S_q^{A_2} \quad (4.61)$$

wobei  $A_1$  und  $A_2$  in Übereinstimmung mit den Meßergebnissen zu wählen sind. Setzt man auch hier ( $\lambda = \text{const.}$ ) an, dann liefert Gleichung (4.60)

$$\frac{b^*}{z^* + z_0^*} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \alpha_0 S_q^{A_2} \quad (4.62)$$

und

$$\frac{u_a \cdot S_q^{A_2/3}}{\sqrt[3]{g q_0}} = \left[ \frac{\sqrt{1+\lambda^2}}{\sqrt{2}} \frac{1}{\alpha_0} \left( \frac{H_0}{H_0+H} \right) \left( \frac{1}{1-z^*} \right) \right]^{1/3} \quad (4.63)$$

Für das Verhältnis des Wasser-Volumenstroms  $q_w$  zum Luftstrom  $q_0$  ergibt sich hieraus

$$\frac{q_w}{q_0} = 2 \alpha_0 \left( \frac{\sqrt{1+\lambda^2}}{\sqrt{2}} \frac{1}{\alpha_0} \right)^{1/3} \cdot \frac{S_q^{2A_2/3}}{\sqrt[3]{q_0^2/g}} \left[ H_0 (H_0+H)^2 \frac{(z^* + z_0^*)^3}{(1-z^*)} \right]^{1/3} \quad (4.64)$$

Die maximale Geschwindigkeit  $v_m$  der Oberflächenströmung ist durch die hypothetische Achsgeschwindigkeit  $u_a(H)$  im Querschnitt des ungestörten Wasserspiegels gegeben. Sie kann somit aus Gl. (4.63) mit  $v_m = u_a(H)$  berechnet werden.

## 4.6 Experimentelle Ergebnisse

### 4.6.1 Einzeldüse

Das Geschwindigkeitsfeld des Auftriebstrahls über einer Einzeldüse in seitlich unbegrenztem Medium wurde experimentell untersucht [88]. Bei einer Wassertiefe von 4.5 m wurden Düsen mit Durchmessern von 0.5 bis 5 mm eingesetzt, durch die Luftströme von 0.000 13 bis 0.009 m<sup>3</sup>/s (oder 0.0078 bis 0.54 m<sup>3</sup>/min) eingeblasen wurden. Die zeitlichen Mittelwerte der örtlichen Geschwindigkeiten wurden aus Flügelmessungen mit einer Meßzeit von jeweils 5 min gewonnen.

Aus den gemessenen Geschwindigkeitsprofilen kann der Einmischkoeffizient  $\alpha$  und der Abstand  $z_0$  zwischen Düse und analytischem Ursprung ermittelt werden. In Bild (4.3) sind Meßwerte für die Strahlbreite  $b$  in verschiedenen Abständen von der Düse in Abhängigkeit vom Luftstrom  $Q_0$  dargestellt. Es zeigt sich eine lineare Zunahme der Strahlbreite mit der Höhe, so daß der Einmischkoeffizient  $\alpha$  gemäß der ersten der Gleichungen (4.52) aus der jeweiligen Steigung der in Bild (4.3) dargestellten Geraden bestimmt werden kann und der Abstand  $z_0$  sich aus dem Schnittpunkt dieser Geraden mit der Achse ( $b = 0$ ) ergibt.

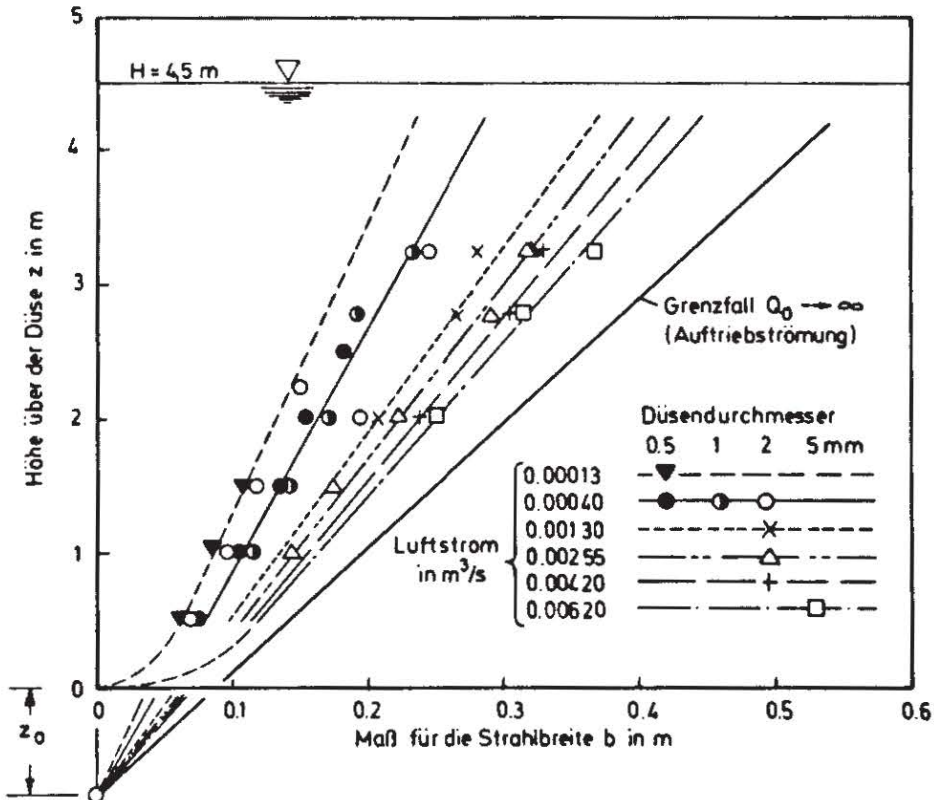


BILD 4.3 : STRAHLAUSBREITUNG ÜBER EINZELDÜSEN

Die so gewonnenen Meßwerte für den Einmischkoeffizienten  $\alpha$  sind in Bild (4.5) sowohl über dem Luftstrom  $Q_0$  als auch über dem Kehrwert der relativen Schlupfgeschwindigkeit aufgetragen. Als asymptotischer Grenzwert für sehr große Luftströme wird der Beiwert eines reinen Auftriebstrahls ohne Schlupf angenommen (siehe Kap. 3.4):

$$\alpha_0 = 0.082$$

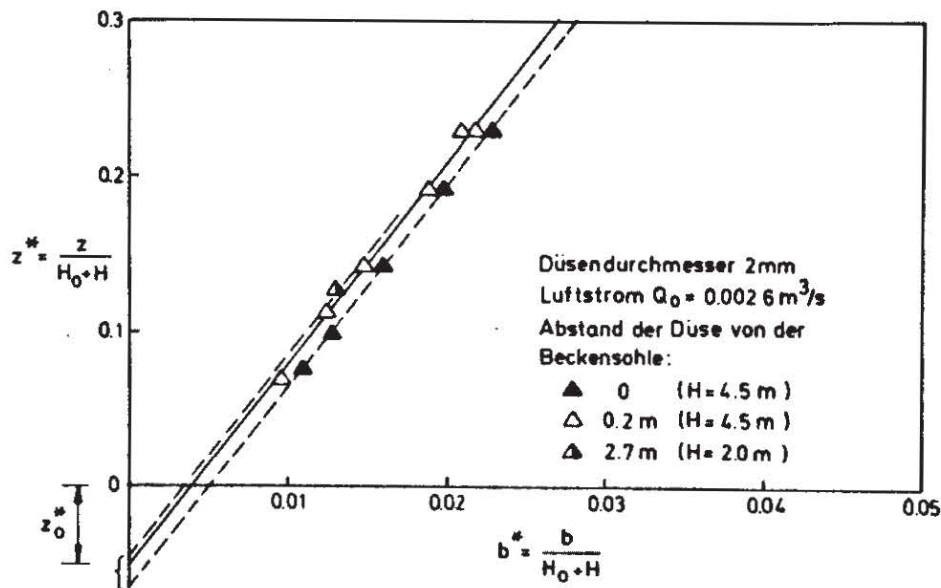


BILD 4.4: EINFLUSS DES BODENABSTANDS DER DÜSE AUF DIE STRAHLAUSBREITUNG



Eine exponentielle Ausgleichskurve durch die Meßpunkte ist gegeben durch

$$\alpha = 0.26 \left( \frac{Q_0}{\sqrt{g H_0^3}} \right)^{1/9} \quad (4.65)$$

welche bei Extrapolation auf sehr große Luftströme den Grenzwert  $\alpha_0$  erreichen würde bei einem Luftstrom von

$$Q_{0 \text{ grenz}} \approx 0.05 \text{ m}^3/\text{s} = 3 \text{ m}^3/\text{min}$$

Alternativ ergeben sich für den Ansatz gemäß Gl. (4.54) die Beiwerte

$$A_1 = 1 \quad ; \quad A_2 = 3/8$$

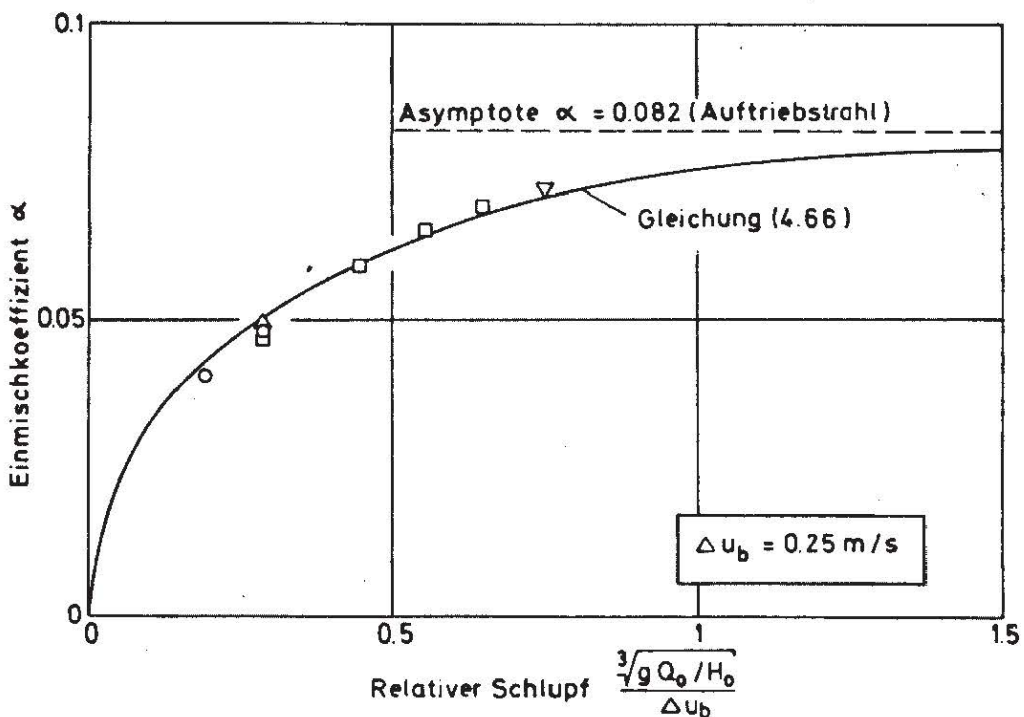
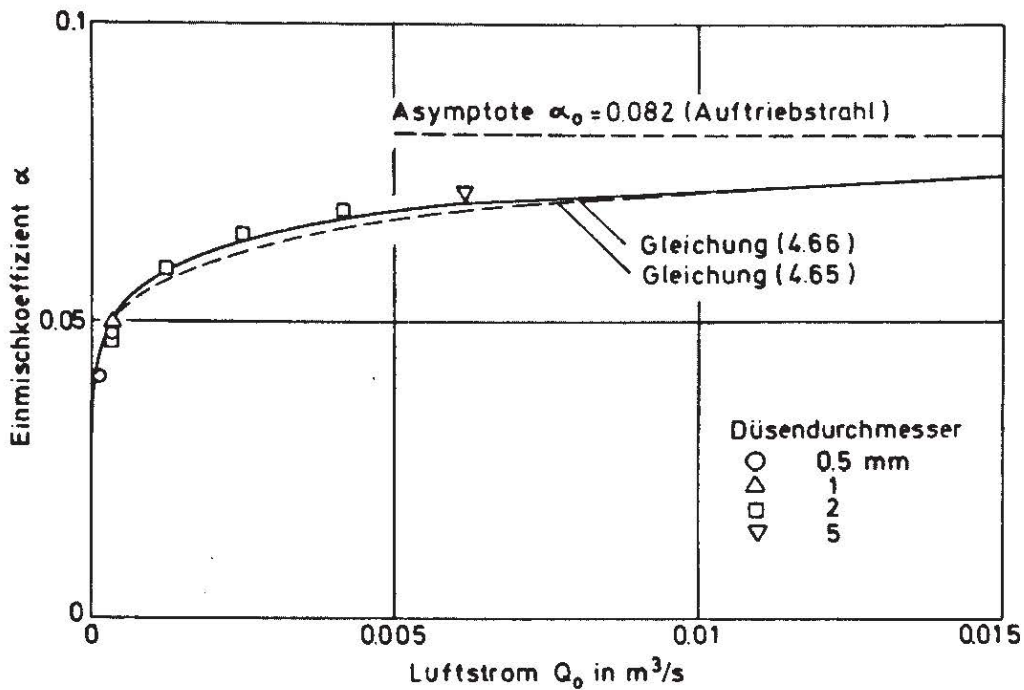


BILD 4.5: EINMISCHKOEFFIZIENT  $\alpha$  FÜR EINZELDÜSEN

und damit für  $\alpha$  die Beziehung

$$\alpha = \alpha_0 \cdot s_Q^{3/8} \quad \text{mit} \quad s_Q \equiv \text{Tanh} \left( \frac{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}}{\Delta u_b} \right) \quad (4.66)$$

Die Bestimmung des Abstands  $z_0$  zwischen tatsächlichem und analytischem Ursprung durch Rückwärtsextrapolation der Strahlbreiten ist mit erheblichen Unsicherheiten verbunden. Der analytische Ursprung liegt stets unterhalb der Düsenebene; bei der Wassertiefe  $H = 4.5$  m ergibt sich für  $z_0$  ein Mittelwert von etwa 0.8 m mit Streuungen von einigen Dezimetern, denen keine Systematik zugeordnet werden kann. Bei kleineren Wassertiefen scheinen sich etwas kleinere Werte für  $z_0$  zu ergeben. Bild (4.4) macht zudem deutlich, daß  $z_0$  von den örtlichen Einmischverhältnissen in Düsennähe beeinflußt wird. Die Möglichkeit einer Zuströmung aus dem Bereich unterhalb der Düsenebene bewirkt unter sonst gleichen Bedingungen eine geringere Strahlausbreitung im Anlaufbereich und damit eine Verringerung des Abstandes  $z_0$  (hingegen bleiben diese örtlichen Verhältnisse in Düsennähe ohne Einfluß auf den Einmischkoeffizienten  $\alpha$  außerhalb des Anlaufbereichs). Da jedoch geringfügige Abweichungen des tatsächlichen vom angenommenen Wert für  $z_0$  lediglich bei kleinen Wassertiefen einen merklichen Einfluß auf die Berechnung des Strömungsfeldes haben und mit zunehmender Wassertiefe rasch bedeutungslos werden, kann für Bemessungszwecke vereinfachend angenommen werden, daß unabhängig von den örtlichen Strömungsverhältnissen an der Düse für alle Luftströme gilt

$$z_0^* = \frac{z_0}{H_0 + H} = 0.05 \quad (4.67)$$

Zusammen mit dieser Beziehung ergeben die Gleichungen (4.34) und (4.35) eine komplette Lösung nach dem Prinzip der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit. Die empirischen Beziehungen für den Einmischkoeffizienten  $\alpha$  (Gl. 4.65) und die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  (Gl. 2.21) liefern hierbei die in der Lösung enthaltene Gleichung (4.33). Die Lösung mit "relativer Schlupfgeschwindigkeit" ergibt sich aus den Gleichungen (4.55) und (4.56) zusammen mit den empirischen Beziehungen Gl. (2.28) für  $\Delta u_b$  und  $\lambda$ , Gl. (4.66) für  $\alpha$  und Gl. (4.67) für  $z_0$ . Bild (4.6) erlaubt einen Vergleich der beiden Näherungslösungen: dort sind Meßwerte für die Achsgeschwindigkeit des Auftriebstrahls den berechneten Kurven gegenübergestellt. Neben der Tatsache, daß bei vorgegebenem Luftstrom der Düsendurchmesser ohne Einfluß auf das Strömungsfeld bleibt, wird hieraus ersichtlich, daß die Lösung nach dem Prinzip der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit (strichlierte Kurven) für kleine Luftströme gute Übereinstimmung mit den Meßpunkten ergibt, bei großen Luftströmen jedoch zunehmend von diesen abweicht. Die Lösung mit relativer Schlupfgeschwindigkeit (durchgezogene Kurven) hingegen zeigt insgesamt gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen, wobei Abweichungen lediglich bei kleinen Luftströmen im düsen nahen Bereich auftreten. Dies kann bei der Bemessung für praktische Fälle in der Regel ohne weiteres in Kauf genommen werden, da Luftschleieranlagen normalerweise Wassertiefen von mehreren Metern (und größere Luftströme) aufweisen. Als Bemessungsgrundlage für Einzeldüsen wird daher die Lösung mit relativer Schlupfgeschwindigkeit gewählt.



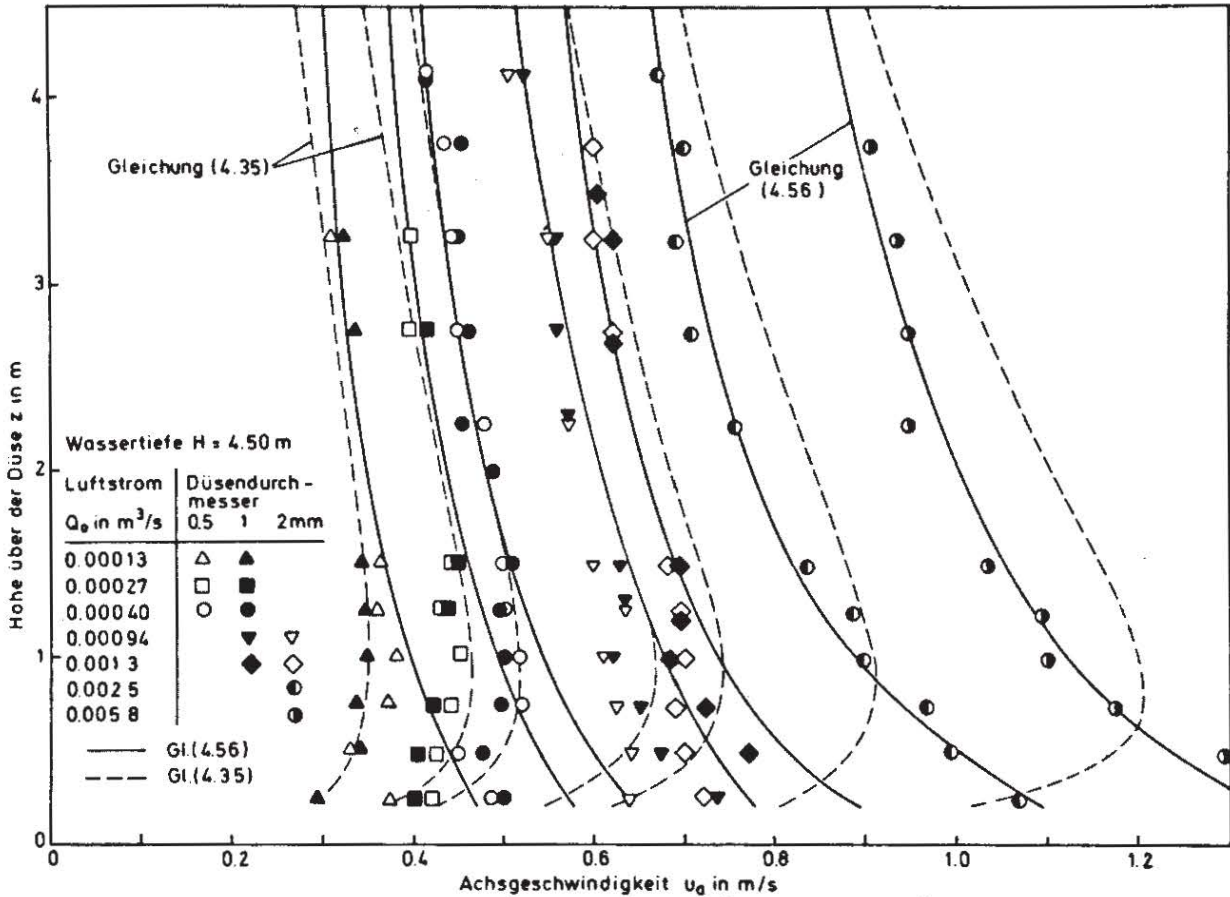


BILD 4.6: ACHSGESCHWINDIGKEITEN ÜBER EINZELDÜSEN VERSCHIEDENER DURCHMESSER

In den Bildern (4.7) und (4.8) sind die universellen Profile für die Achsgeschwindigkeit und für die Geschwindigkeitsverteilung im aufwärts gerichteten Strahl aufgetragen, und Bild (4.9) zeigt das Volumenstromverhältnis  $Q_w/Q_0$  in verschiedenen Abständen von der Düse. Die aus den Gleichungen (4.55), (4.56) und (4.57) berechneten Kurven zeigen für alle Luftströme eine befriedigende Übereinstimmung mit den Meßergebnissen.

Aus Bild (4.7) wird ersichtlich, daß sich der Einfluß der Wasseroberfläche in Form einer Verminderung der Vertikalgeschwindigkeiten bemerkbar macht bis zu einer Wassertiefe von etwa zweimal der nominellen Strahlbreite  $b(H)$  in Höhe der Wasseroberfläche. In diesem Bereich wird der vertikale Strahl in die Horizontale umgelenkt, und die Vertikalgeschwindigkeiten nehmen dementsprechend rasch ab, bis sie schließlich an der Oberfläche selbst gleich Null werden. Die durch die Umlenkung erzeugte radialsymmetrische Oberflächenströmung dürfte in etwa eine Schicht von der Dicke der nominellen Strahlbreite  $b(H)$  erfassen, wobei maximale Oberflächengeschwindigkeiten in der Größenordnung der ungestörten Achsgeschwindigkeit in Höhe der Wasseroberfläche erzeugt werden, die vermutlich innerhalb des nominellen Strahlrandes auftreten.

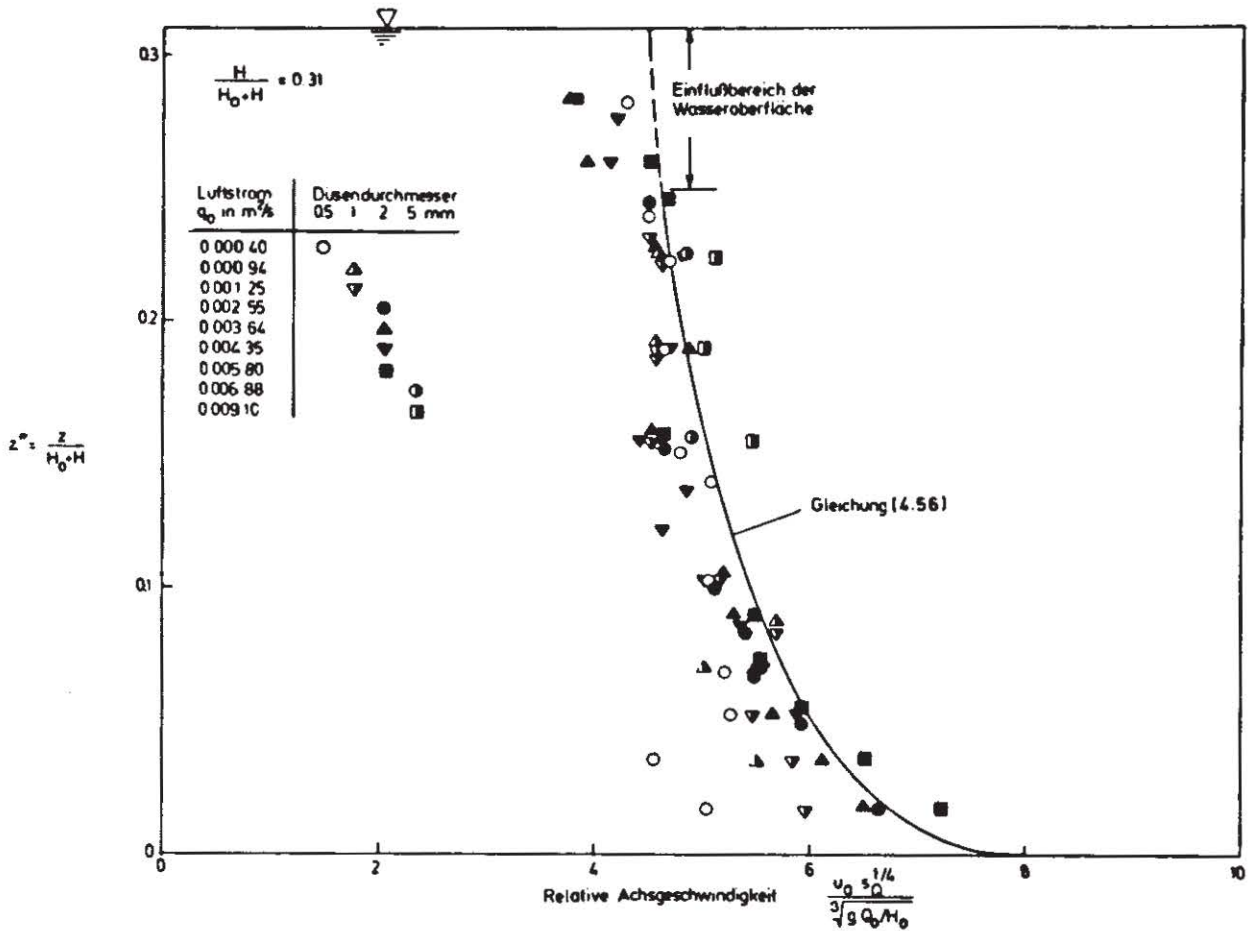


BILD 4.7: RELATIVE ACHSGESCHWINDIGKEITEN ÜBER EINZELDÜSEN

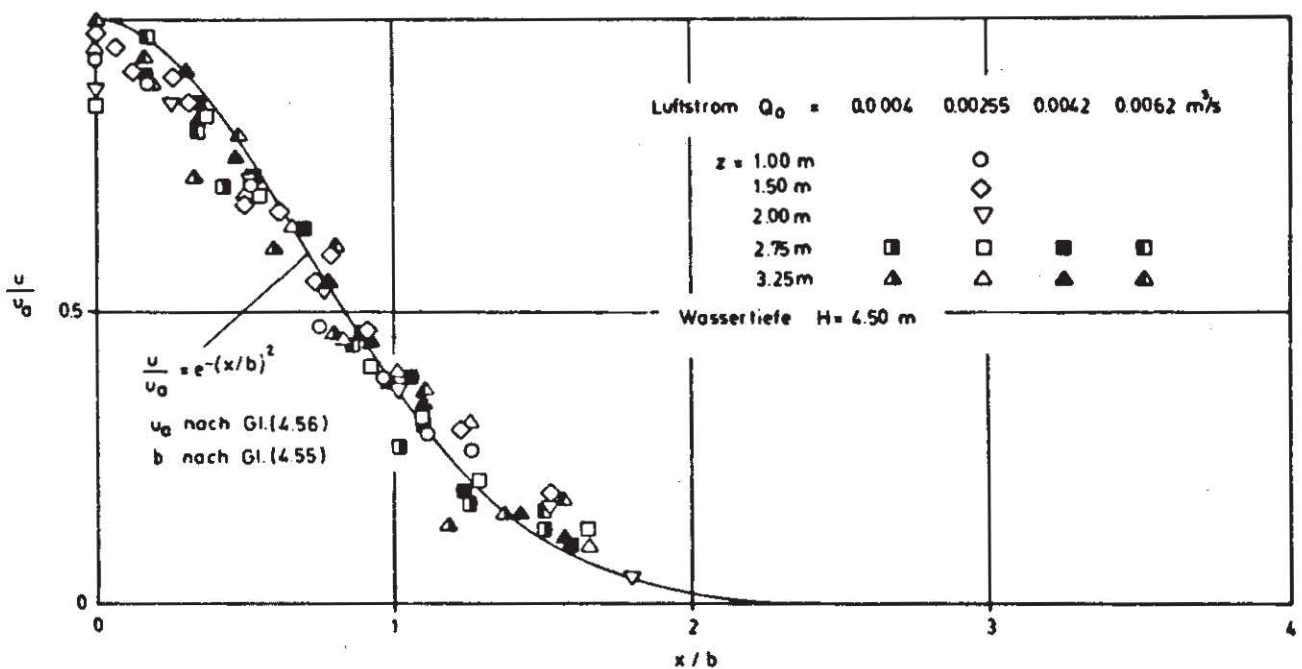


BILD 4.8: UNIVERSELLE GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG ÜBER EINZELDÜSEN



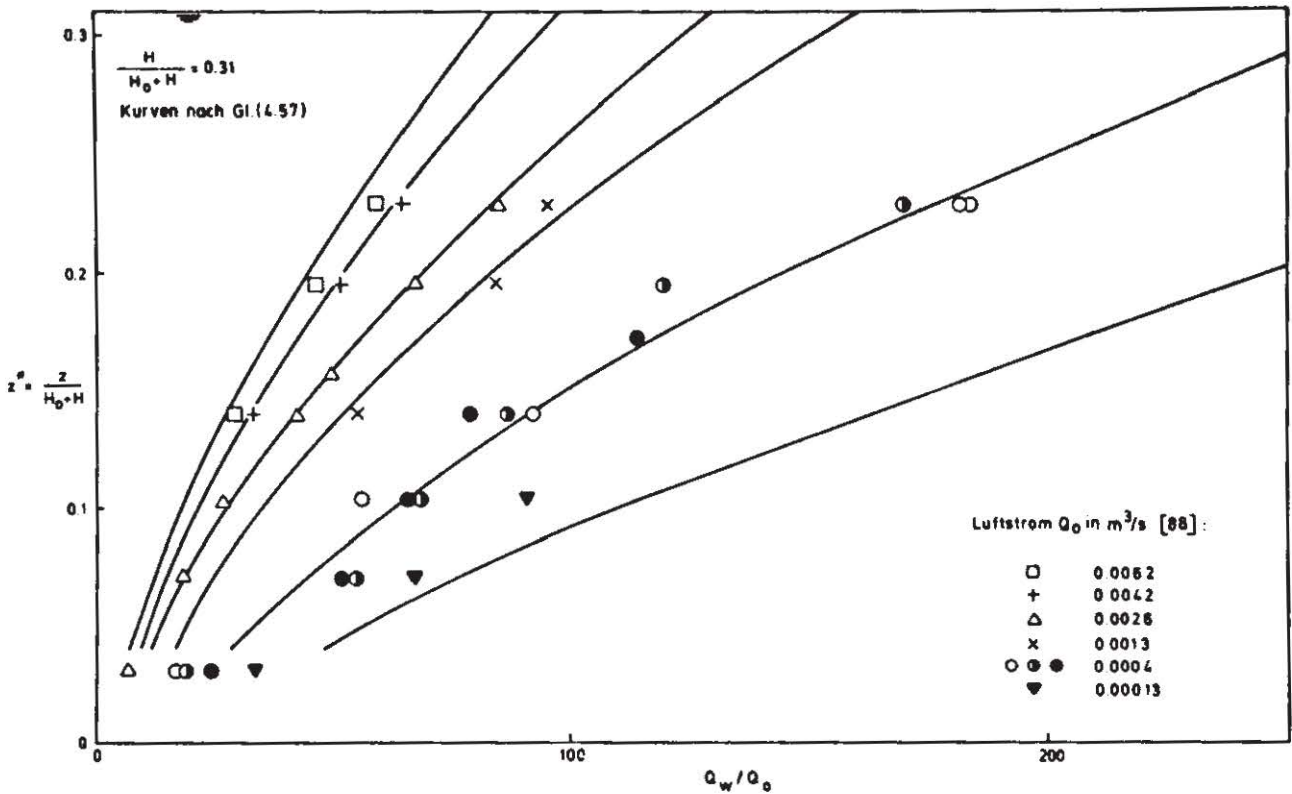


BILD 4.9: VOLUMENSTROMVERHÄLTNIS FÜR EINZELDÜSEN

#### 4.6.2 Düsenreihen

Das durch eine Reihe von 1 mm Düsen erzeugte plansymmetrische Strömungsfeld in seitlich unbegrenztem Medium wurde bei Wassertiefen bis zu 4,5 m und Luftströmen bis zu  $0.01 \text{ m}^2/\text{s}$  (oder  $0.6 \text{ m}^3/\text{min} \cdot \text{m}$ ) experimentell untersucht [88]. Eine Variation des Düsenabstands von 2 bis 10 cm blieb erwartungsgemäß ohne Einfluß auf die Strömung. Das Geschwindigkeitsfeld ist gekennzeichnet durch den Auftriebstrahl und durch die aus dessen Umlenkung resultierende Oberflächenströmung sowie die Rückströmung in Bodennähe. Die jeweiligen Bereiche werden aus Bild (4.10) klar

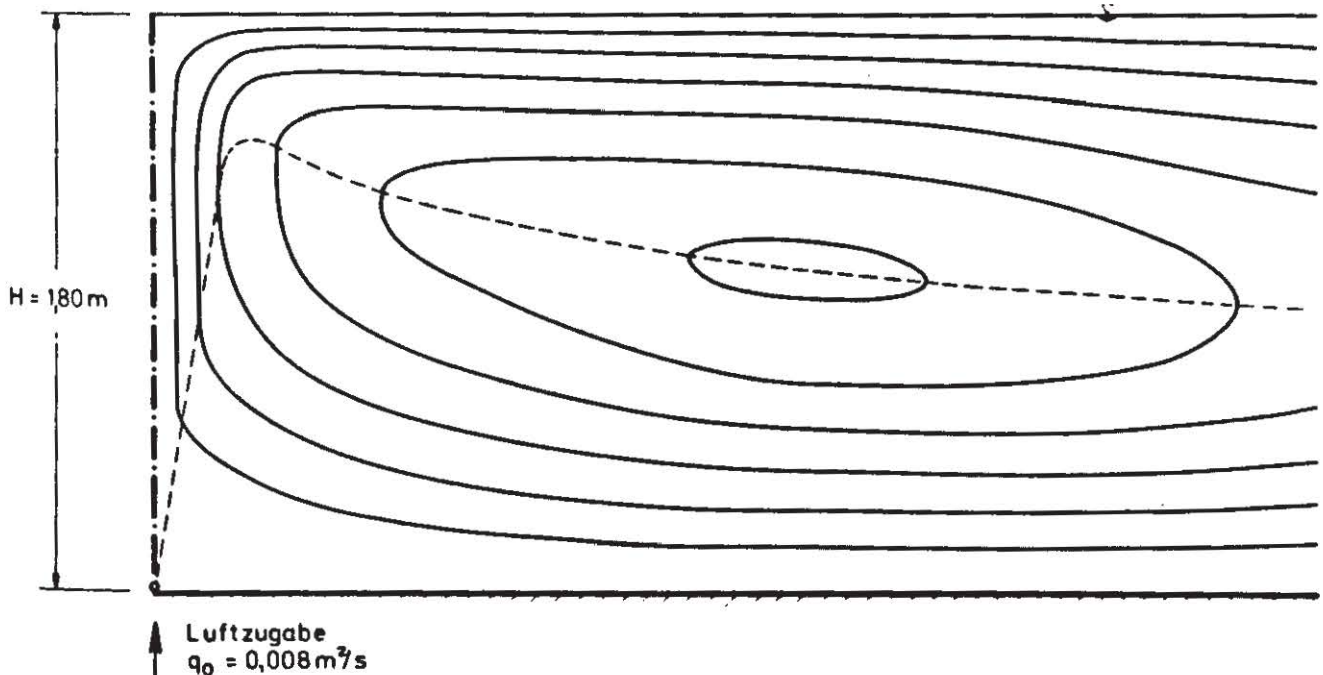


BILD 4.10 STROMLINIENBILD EINES LUFTSCHLEIERS IN RUHENDEM MEDIUM

ersichtlich, wo das Stromlinienbild der Luftschleierströmung für ein typisches Beispiel dargestellt ist.

Aus den in Bild (4.11) dargestellten Meßwerten für die Strahlbreite  $b$  kann nun wiederum der Einmischkoeffizient  $\alpha$  gemäß Gl. (4.60) bzw. (4.62) und der Abstand  $z_0$  zwischen Düse und analytischem Ursprung ermittelt werden. Die so gewonnenen Werte für  $\alpha$  sind in Bild (4.12) dargestellt in Abhängigkeit vom Luftstrom  $q_0$  bzw. dem Kehrwert der relativen Schlupfgeschwindigkeit. Es wird angenommen, daß der Einmischkoeffizient bei sehr großen Luftströmen asymptotisch dem Grenzwert für einen reinen plansymmetrischen Auftriebstrahl ohne Schlupf zustrebt (siehe Kap. 3.6):

$$\alpha_0 = 0.157$$

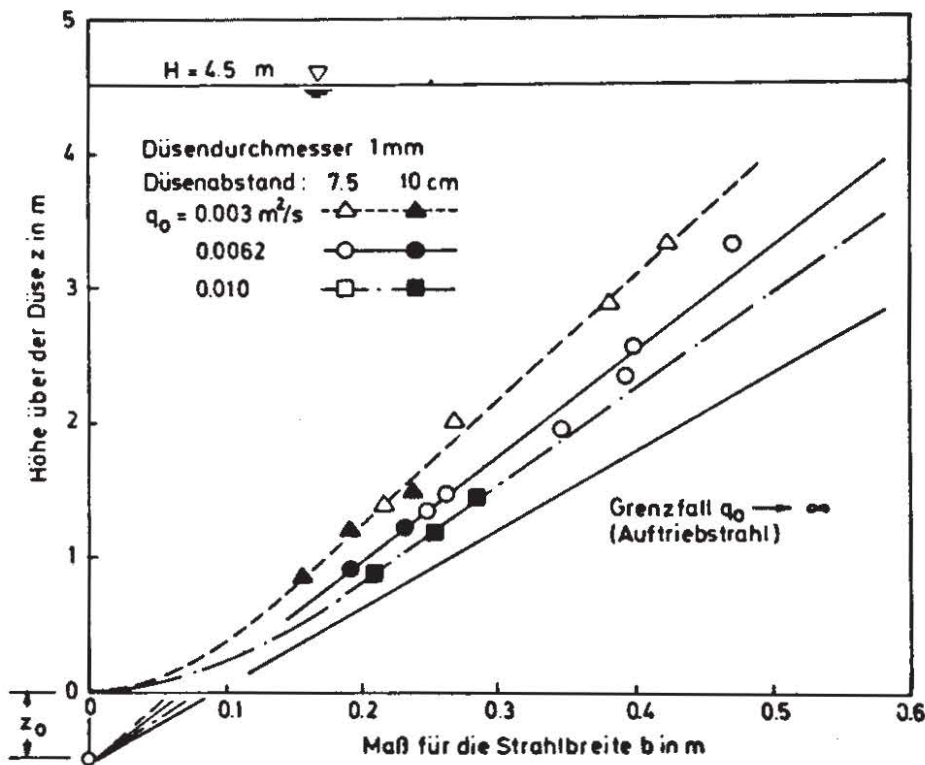


BILD 4.11: STRAHLAUSBREITUNG ÜBER DÜSENREIHEN

Eine exponentielle Ausgleichskurve durch die Meßpunkte hat die Form

$$\alpha = 0.52 \left( \frac{q_0}{\sqrt{gH_0^3}} \right)^{1/6} \quad (4.68)$$

Diese Funktion erreicht den asymptotischen Grenzwert bei Extrapolation auf sehr große Luftströme bei

$$q_{0\text{grenz}} \approx 0.1 \text{ m}^2/\text{s} = 6 \text{ m}^3/\text{min} \cdot \text{m}$$

Mit den Beiwerten ( $A_1 = 2$ ) und ( $A_2 = 3/4$ ) ergibt sich für den Ansatz nach Gl. (4.61) die Beziehung

$$\alpha = \alpha_0 S_q^{3/4} \quad \text{mit} \quad S_q \equiv \text{Tanh} \left( \frac{\sqrt[3]{gq_0}}{2 \Delta u_b} \right) \quad (4.69)$$



Hierbei ist zu beachten, daß die Beziehungen (4.68) und (4.69) nur in einem relativ engen Bereich von Luftströmen experimentell verifiziert wurden und eine weitere experimentelle Bestätigung auch bei sehr großen Luftströmen wünschenswert wäre. Dies gilt insbesondere für die Bestimmung des Abstandes  $z_0$  zwischen tatsächlichem und analytischem Ursprung, für den näherungsweise angenommen wird

$$z_0^* = \frac{z_0}{H_0 + H} \approx 0.03 \quad (4.70)$$

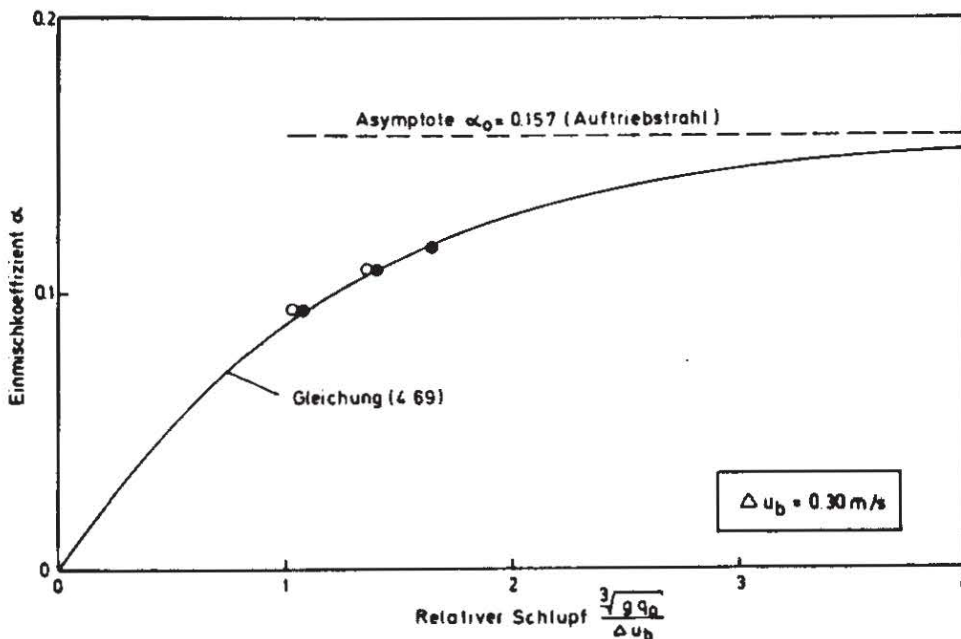
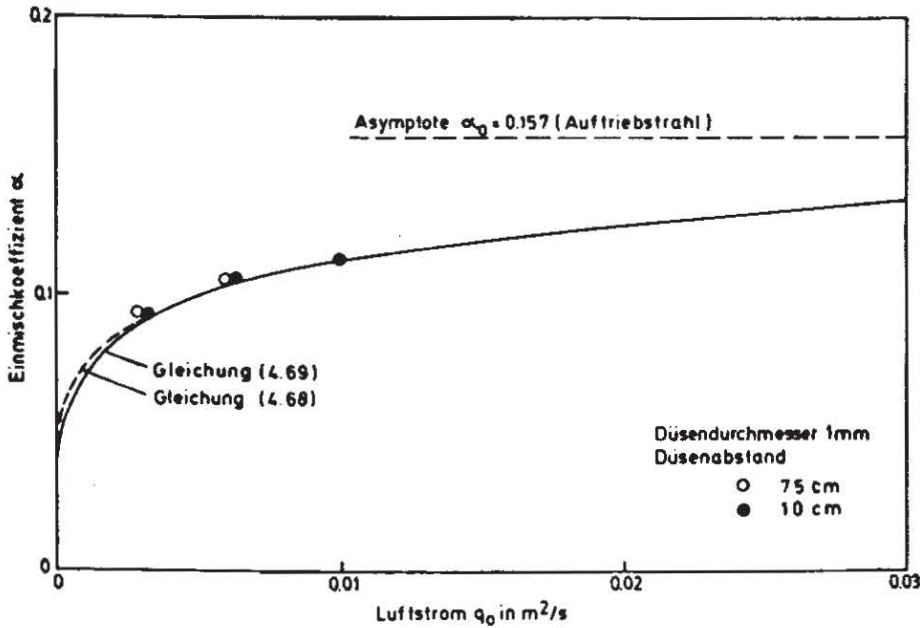


BILD 4.12: EINMISCHKOEFFIZIENT  $\alpha$  FÜR DÜSENREIHEN

Die komplette Näherungslösung nach dem Prinzip der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit ist nun gegeben durch die Gleichungen (4.47) und (4.48) mit den empirischen Beziehungen Gl. (4.70) für  $z_0$  und Gl. (4.46), welche aus den Gleichungen (2.22) für die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit und Gl. (4.68) für den Einmischkoeffizienten folgt. Die alternative Näherungslösung mit relativer Schlupfgeschwindigkeit

ist beschrieben durch die Gleichungen (4.62) und (4.63) sowie die empirischen Beziehungen Gl. (2.29) für  $\Delta u_b$  und  $\lambda$ , Gl. (4.69) für  $\alpha$  und Gl. (4.70) für  $z_0$ . Beide Lösungen zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit den Messungen, wobei jedoch die erstgenannte den Meßwerten besonders im düsen nahen Bereich etwas besser entspricht. Da sie zudem einfachere Ausdrücke liefert als die Lösung mit relativer Schlupfgeschwindigkeit, wird die Lösung nach dem Prinzip der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit als Bemessungsgrundlage für Düsenreihen herangezogen.

In Bild (4.13) ist die nach Gl. (4.48) errechnete Achsgeschwindigkeit des Auftriebsstrahls mit den Meßergebnissen aufgetragen; zum Vergleich sind auch die Lösungen mit relativer Schlupfgeschwindigkeit nach Gl. (4.63) strichliert eingezeichnet. Bild (4.14) zeigt das universelle Profil der Geschwindigkeitsverteilung im Auftriebsstrahl nach den Gleichungen (4.47) und (4.48), und Bild (4.15) stellt das entsprechende Volumenstromverhältnis  $q_w/q_0$  gemäß Gl. (4.49) dar. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Meßergebnissen ist insgesamt befriedigend.

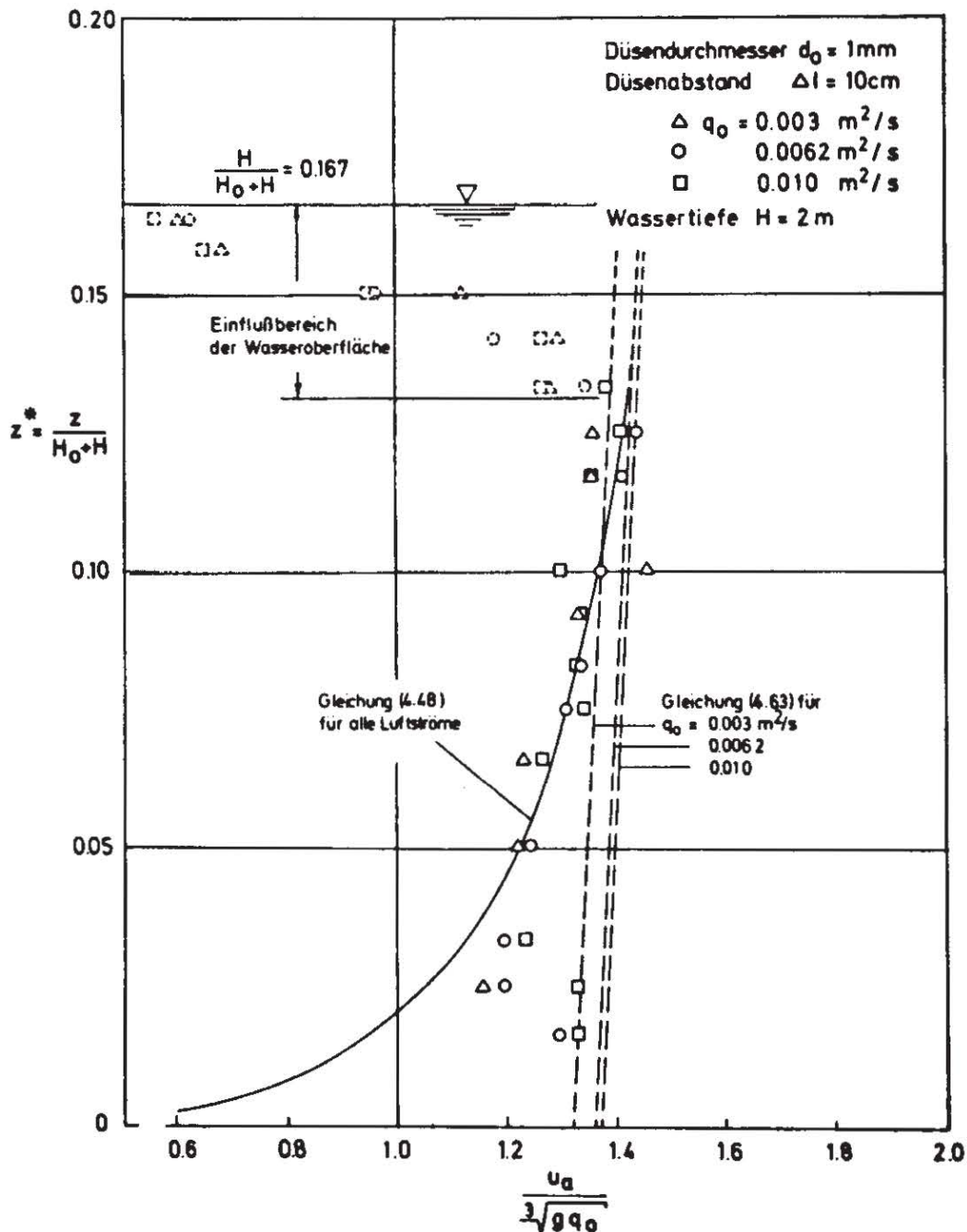


BILD 4.13: RELATIVE ACHSGESCHWINDIGKEITEN ÜBER DÜSENREIHEN



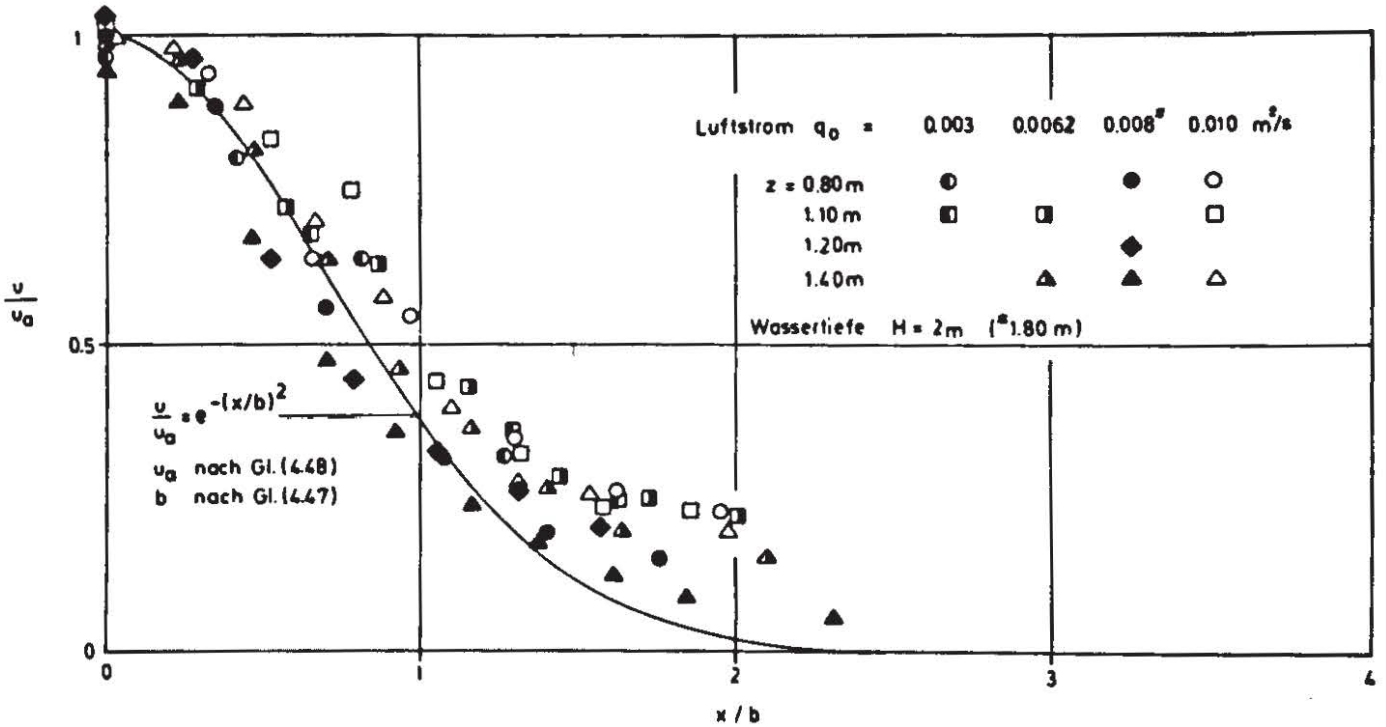


BILD 4.14 : UNIVERSELLE GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG FÜR DÜSENREIHEN

Aus den Geschwindigkeitsmessungen in Bild (4.13) wird ersichtlich, daß sich der Einfluß der freien Oberfläche ab einer Wassertiefe bemerkbar macht, die in der Größenordnung der nominellen Strahlbreite  $b(H)$  in Höhe der Wasseroberfläche liegt: hier endet der Bereich positiver Einmischung in den Auftriebstrahl, und die Umlenkzone mit entsprechender Verzögerung der Vertikalgeschwindigkeiten beginnt. Die so erzeugte Oberflächenströmung erreicht eine maximale Geschwindigkeit im seitlichen Abstand  $x_0$  von der Luftschleierebene, der nach Bild (4.16) in etwa der nominellen

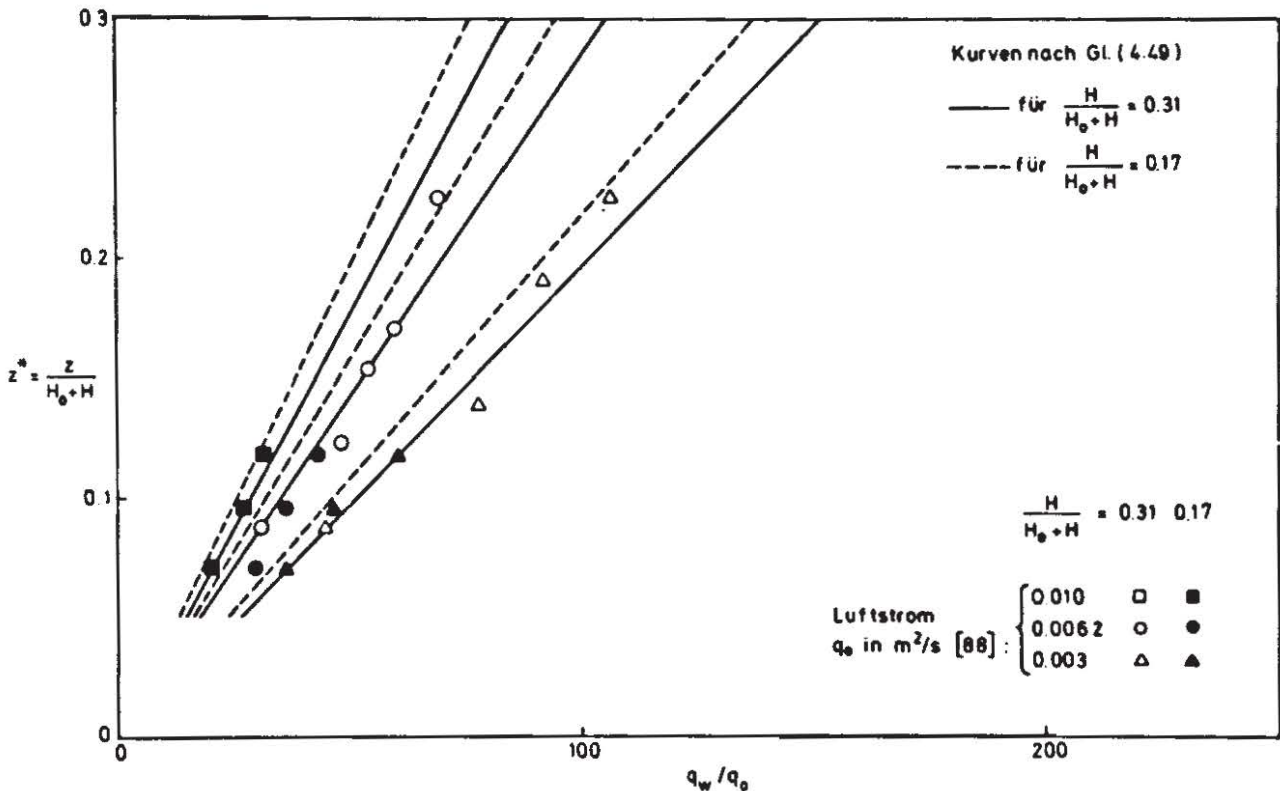


BILD 4.15 : VOLUMENSTROMVERHÄLTNISS FÜR DÜSENREIHEN

Strahlbreite entspricht ( $x_0/b(H) \approx 1.0 \pm 1.2$ ). Vom Staupunkt bis zum Abstand  $x_0$  nimmt die horizontale Oberflächengeschwindigkeit rasch zu, während sie mit größer werdendem Abstand dann allmählich wieder abnimmt (siehe Bilder 4.16 und 4.10).

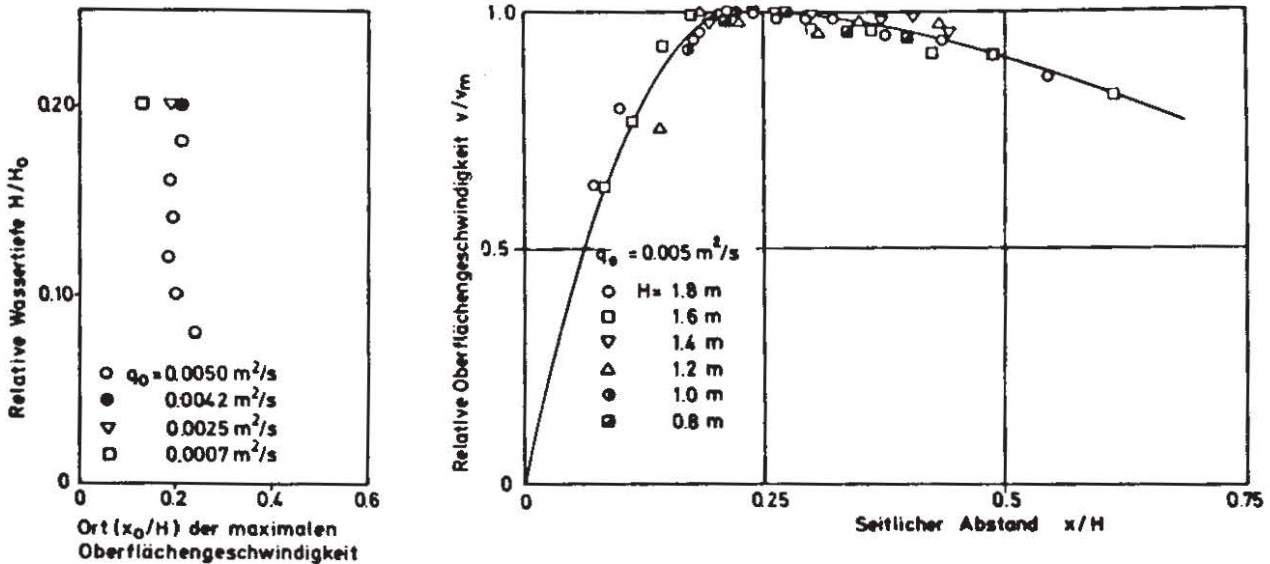


BILD 4.16: RELATIVE OBERFLÄCHENGESCHWINDIGKEITEN ÜBER DÜSENREIHEN

Die so erzeugte maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  wird mit guter Näherung beschrieben durch die hypothetische Achsgeschwindigkeit  $u_a(H)$  der vertikalen Strömung, die bei Abwesenheit der Oberfläche dort vorhanden wäre (vergleiche Kap. 3.8). Die Meßergebnisse bestätigen diesen Zusammenhang.

In Bild (4.17) sind sowohl eigene Messungen der maximalen Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  für verschiedene Luftströme und Wassertiefen aufgetragen, als auch Meßwerte aus der Literatur. Bedenkt man, daß die Mehrzahl dieser Werte bei seitlichen Abständen vom Luftschleier gemessen wurden, die nicht dem Ort des Maximums entsprechen und deshalb etwas niedrigere Geschwindigkeiten als  $v_{max}$  liefern, dann

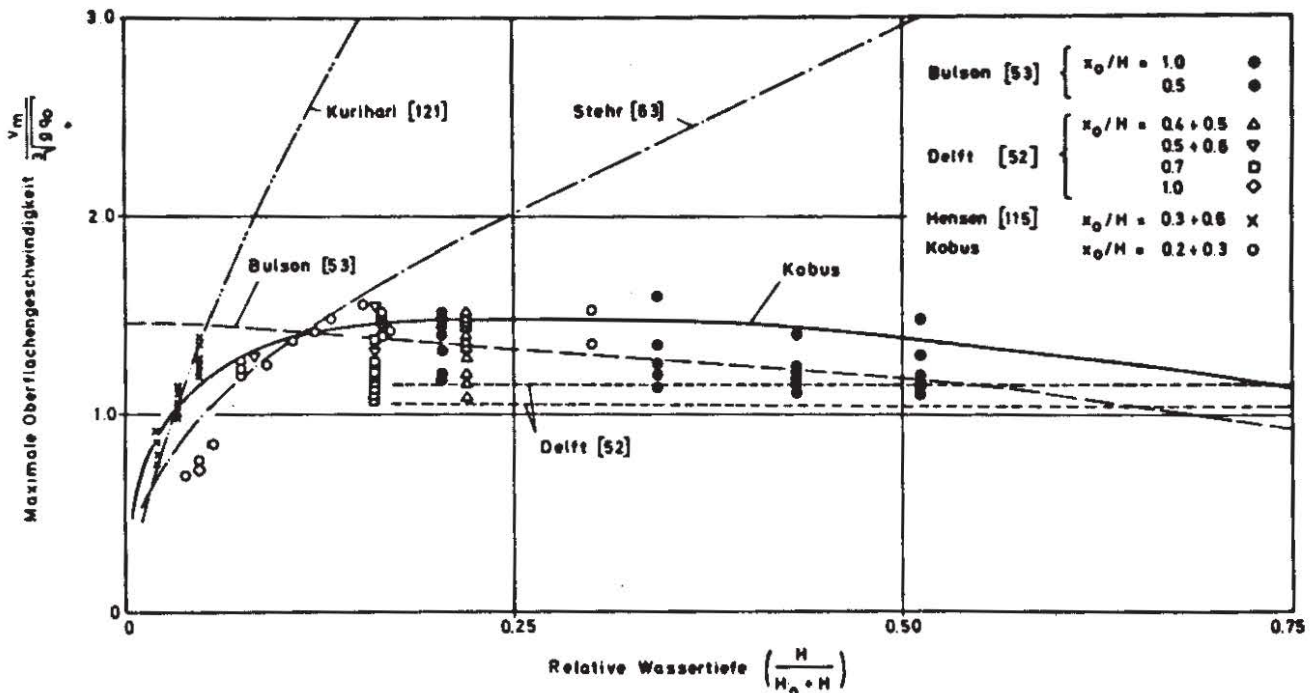


BILD 4.17: MAXIMALE OBERFLÄCHENGESCHWINDIGKEIT ALS FUNKTION VON LUFTSTROM UND WASSERTIEFE



müßte die berechnete Kurve die obere Grenze dieser Werte angeben. Unter Berücksichtigung der zwangsläufigen Streuungen infolge der erschwerten Versuchsbedingungen bei Naturmessungen kann die Übereinstimmung der berechneten Kurve mit den Meßwerten für alle Wassertiefen als zufriedenstellend bezeichnet werden.

Neben der hier erarbeiteten Näherungslösung sind in Bild (4.17) auch noch die bisher bekannten, empirischen Berechnungsformeln für  $v_m$  eingetragen. Es zeigt sich, daß die bei kleinen Wassertiefen gewonnenen Beziehungen von Kurihari [121] und Stehr [63] mit zunehmender Wassertiefe stark von den Meßwerten abweichen und deshalb für Bemessungszwecke ungeeignet sind, während die aus Naturmessungen hergeleitete Formel von Bulson [53] bei geringen Wassertiefen unrealistische Werte liefert und die Delfter Beziehung [52] von vorneherein auf große Wassertiefen ( $H \geq 2$  m) beschränkt ist<sup>1</sup>.

#### 4.7 Einfluß einer Querströmung

Wenn ein Luftschleier einer Querströmung ausgesetzt wird, dann bewirkt diese eine Auslenkung des Blasenstroms in Strömungsrichtung. Von dieser "Querversetzung" des Blasenstroms bleibt der induzierte Vertikaltransport von Wasser durch den Luftschleier in erster Näherung unberührt bzw. wird eher noch intensiviert, da die effektive Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{v}_b$  durch die Querströmung abgemindert wird (siehe Kap. 2.5) und deshalb die Einwirkzeit der einzelnen Blasen und damit die Gesamtauftriebskraft des Blasenstroms erhöht wird. Für Luftschleieranlagen, deren Wirkung auf der Kontaktzeit zwischen Luftblase und Wasser beruht (wie bei Anlagen zur Sauerstoffanreicherung) oder auf die vertikale Durchmischung des Wasserkörpers zurückzuführen ist (wie bei Anlagen zur Eisfreihaltung oder zur Beeinflussung von Dichteschichtungen), kann demnach eine Querströmung allenfalls einen positiven Effekt erbringen. Die resultierende Oberflächenströmung hingegen wird von einer Querströmung sehr wesentlich beeinflusst. Für pneumatische Ölsperren oder pneumatische Wellenbrecher, die aufgrund der induzierten Oberflächenströmung als "Sperr" über einen Querschnitt wirken, ist deshalb der Einfluß einer Querströmung von größter Bedeutung. Im Hinblick hierauf soll daher betrachtet werden, wie das Strömungsfeld über einer Düsenreihe (nur solche können als "Sperr" über einen Querschnitt wirken) durch eine Querströmung beeinflusst wird, und insbesondere wie sich diese auf die Sperrgeschwindigkeit an der Oberfläche entgegen der Querströmungsrichtung auswirkt.

Die experimentell ermittelten Stromlinienbilder in Bild (4.18) zeigen, wie sich das Strömungsfeld des Luftschleiers mit zunehmendem Einfluß einer Querströmung verändert. Das symmetrische Stromlinienbild des Luftschleiers in ruhendem Medium (Bild 4.10) wird infolge der Querströmung zunehmend asymmetrisch: auf der stromaufwärts gelegenen Seite wird die Zuströmung in Bodennähe zum Luftschleier hin verstärkt, der Auftriebstrahl wird in Strömungsrichtung ausgelenkt, und auf der stromabwärts gelegenen Seite ergibt sich eine Verstärkung der Oberflächenströmung. Dies bewirkt

---

<sup>1</sup> Eine Diskussion dieser empirischen Formeln findet sich in [73].

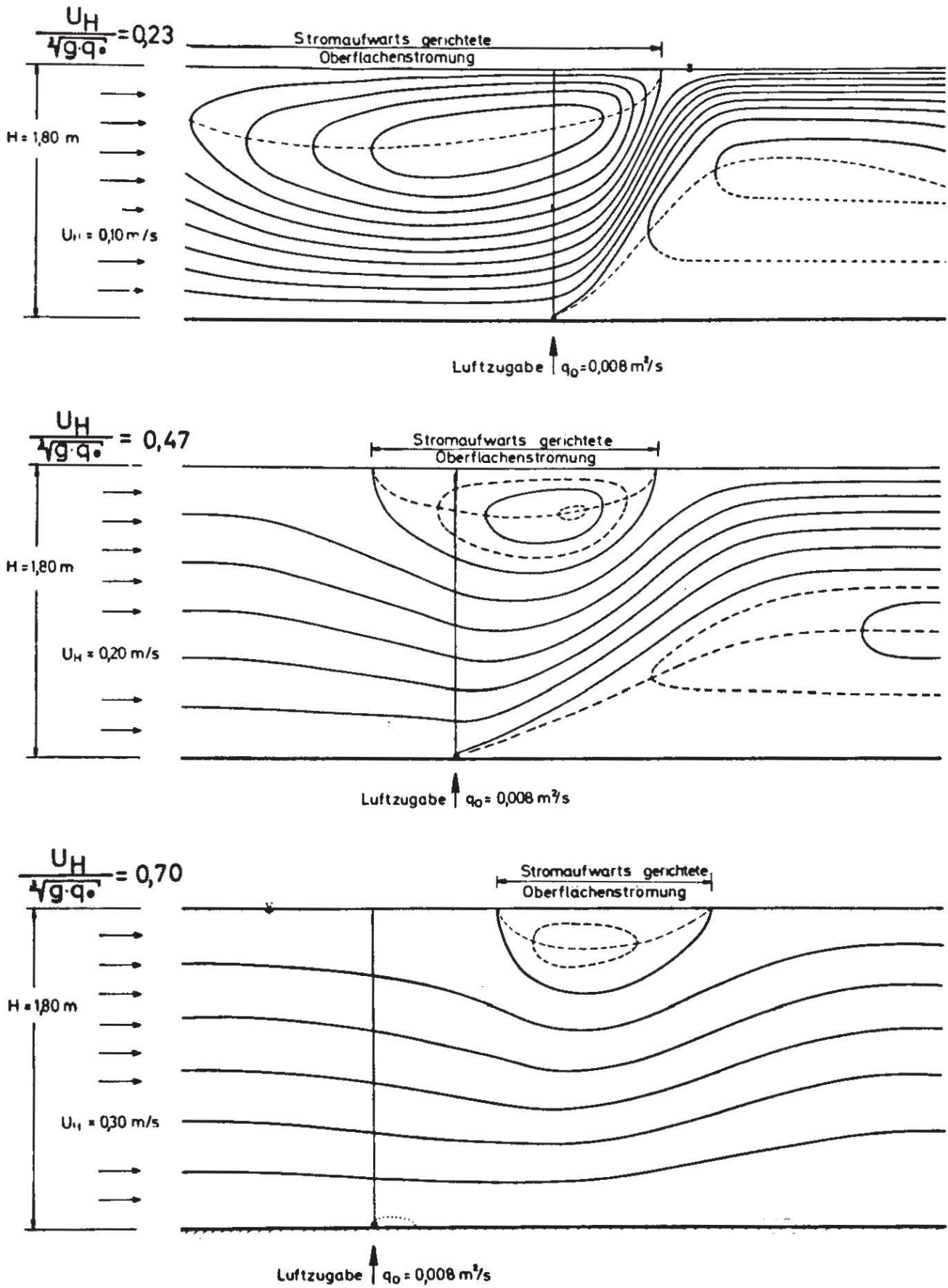


BILD 4 18 : STROMLINIENBILDER EINES LUFTSCHLEIERS IN EINER QUERSTROMUNG



eine stetige Verringerung der Intensität und Größe der Rückströmungszone in Oberflächennähe, bis dieser Bereich schließlich gänzlich verschwindet und somit keine Sperrwirkung an der Oberfläche mehr erzielt werden kann.

Die vom Luftschleier induzierte maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v^*$  entgegen der Querströmung wurde in Abhängigkeit von der Quergeschwindigkeit experimentell ermittelt. Aus den in Bild (4.19) dargestellten Meßwerten zeigt sich, daß die induzierte Geschwindigkeit mit zunehmender Querströmung ständig kleiner wird. Diese Tendenz wird näherungsweise beschrieben durch die empirische Beziehung

$$\frac{v^*}{\sqrt[3]{gq_0}} = \frac{v_{(U_H=0)}}{\sqrt[3]{gq_0}} - \frac{2 \cdot U_H}{3 \sqrt[3]{gq_0}} \quad (4.71)$$

Die absolute, stromaufwärts gerichtete "Sperrgeschwindigkeit" ergibt sich anhand von Gl. (4.71) aus der Differenz zwischen der vom Luftschleier induzierten Geschwindigkeit  $v^*$  und der Quergeschwindigkeit  $U_H$  zu

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gq_0}} = \frac{v_m(U_H=0)}{\sqrt[3]{gq_0}} - \frac{5}{3} \frac{U_H}{\sqrt[3]{gq_0}} \quad (4.72)$$

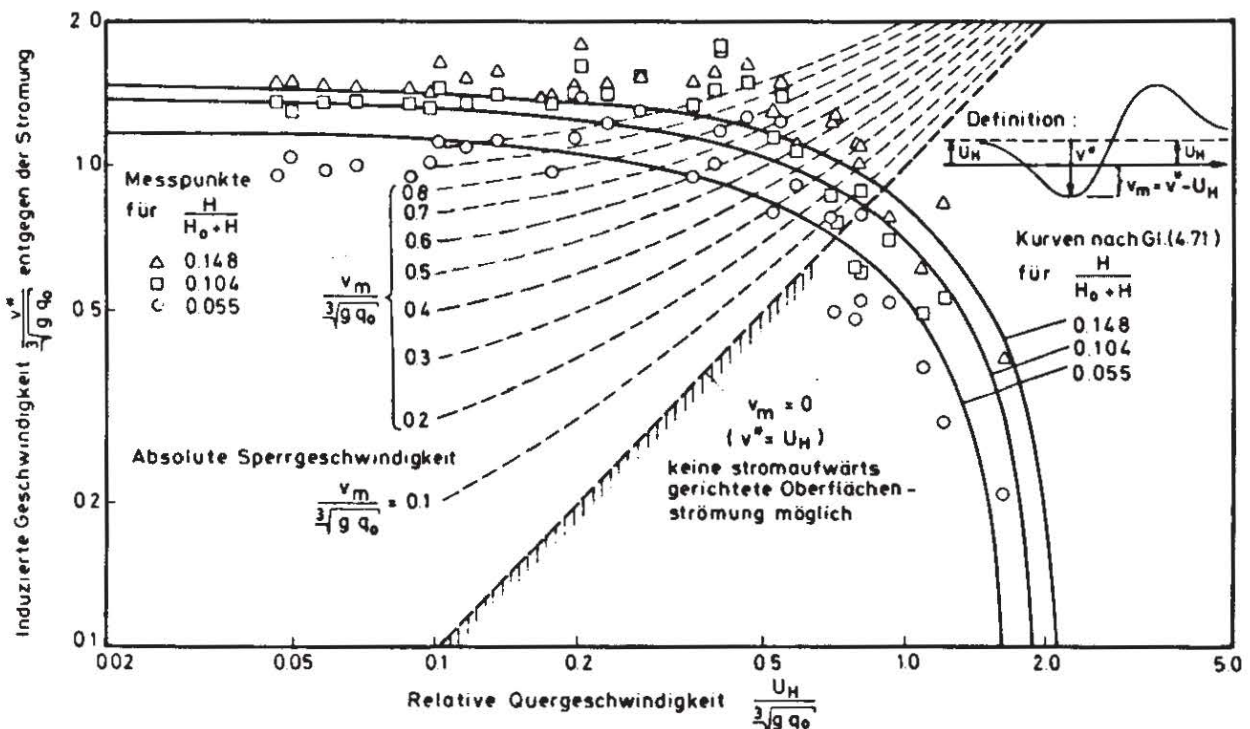


BILD 4.19: MAXIMALE OBERFLÄCHENGESCHWINDIGKEIT ENTGEGEN DER QUERSTRÖMUNG

Diese Beziehungen wurden über einen weiten Bereich von Luftströmen und Quergeschwindigkeiten bei drei verschiedenen Wassertiefen experimentell verifiziert. Sie erlauben eine für Bemessungszwecke ausreichende Abschätzung des Einflusses einer Querströmung auf die Oberflächengeschwindigkeit. Solange bis eine analytische Lösung für diese komplizierte Strömungskonfiguration vorliegt<sup>1</sup>, kann daher die empirische Gleichung (4.72) zur Bemessung von Luftschleieranlagen herangezogen werden.

---

<sup>1</sup> Die Untersuchung dieser Zusammenhänge ist Gegenstand eines Forschungsprojekts unter Leitung des Autors im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 80 an der Universität Karlsruhe.



## 5. BEMESSUNGSGRUNDLAGEN FÜR LUFTSCHLEIER

### 5.1 Allgemeines

Im vorliegenden Kapitel werden diejenigen Ergebnisse aus den Kapiteln 2 bis 4 zusammengefaßt, die für die Bemessung von Luftschleieranlagen wesentlich sind. In Kap. 4.6 wurde dargelegt, daß für Einzeldüsen die Näherungslösung mit relativer Schlupfgeschwindigkeit das Strömungsfeld besser beschreibt, während für Düsenreihen die Näherungslösung nach dem Prinzip der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit für Bemessungszwecke besser geeignet ist. Diese Lösungen werden hier noch einmal angegeben. Der Gültigkeitsbereich der Näherungslösungen erstreckt sich auf Wassertiefen zwischen circa 1 m und 20 bis 30 m; dies entspricht dem Bereich von Wassertiefen, bei denen die überwiegende Mehrzahl von Luftschleieranlagen zum Einsatz kommt. Bei Wassertiefen unter 1 m kann das Strömungsfeld erheblich von den örtlichen Bedingungen der Luftzufuhr beeinflußt werden, und bei extrem großen Wassertiefen sind systematische Fehler aufgrund der vereinfachten Annahmen bezüglich der Auftriebsänderung mit der Wassertiefe zu erwarten (siehe Bilder 4.1 und 4.2).

Die für die Bemessung eines Luftschleiers entscheidende Größe richtet sich nach dem jeweiligen Verwendungszweck. Für die Wirkung von Anlagen zur Eisfreihaltung oder zur Beeinflussung von Dichteschichtungen oder Dichteströmungen ist die pro Zeiteinheit vertikal transportierte Wassermenge maßgebend, für Ölsperren oder Wellenbrecher kommt es auf die induzierte Oberflächenströmung und insbesondere auf deren Maximalgeschwindigkeit an, und für Anlagen zur Sauerstoffanreicherung ist die Oberfläche der Luftblasen und deren Kontaktzeit mit dem Wasser entscheidend. Diese Größen sind durch die jeweiligen Anforderungen an die Anlage festgelegt, und die Bemessung muß den hierfür erforderlichen Luftstrom ergeben.

Luftschleieranlagen verursachen im allgemeinen nur geringe Investitionskosten und vergleichsweise hohe Betriebskosten. Da die Betriebskosten im wesentlichen vom Energiebedarf der Anlage bestimmt werden, ist dessen Abschätzung eine wichtige Voraussetzung für die Beurteilung der Wirtschaftlichkeit. Der Energiebedarf von Luftschleieranlagen wird daher diskutiert und in Beziehung gesetzt zum Energieaufwand vergleichbarer Wasserstrahl-Installationen.

### 5.2 Beschreibung des Strömungsfeldes

#### 5.2.1 Einzeldüse

Die aufwärts gerichtete Strömung über einer Einzeldüse ist beschrieben durch Gauss'sche Geschwindigkeitsprofile

$$\frac{u(r, z)}{u_a(z)} = e^{-(r/b)^2} \quad (5.1)$$

Die Achsgeschwindigkeit  $u_a$  ergibt sich aus

$$\frac{u_a(z) s_Q^{1/4}}{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}} = 3.6 \left( \frac{H_0}{H_0 + H} \right)^{2/3} \left[ \frac{1}{(1 - z^*)(z^* + 0.05)} \right]^{1/3} \quad (5.2)$$

und die nominelle Strahlbreite  $b$  aus

$$\frac{b^*}{z^* + 0.05} = 0.1 s_Q^{3/8} \quad (5.3)$$

mit den Definitionen

$$z^* = \frac{z}{H_0 + H} ; \quad b^* = \frac{b}{H_0 + H} \quad (5.4)$$

und

$$s_Q = \tanh \left( \frac{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}}{\Delta u_b} \right) \text{ mit } \Delta u_b = 0.25 \text{ m/s} \quad (5.5)$$

Das Verhältnis des bewegten Wasservolumenstroms zum Luftstrom folgt aus einer Integration der Gl. (5.1) zu

$$\frac{\dot{Q}_w(z)}{Q_0} = 0.1 \sqrt[3]{\frac{g H_0^5}{Q_0^2}} s_Q^{1/2} \left( \frac{H_0 + H}{H_0} \right)^{4/3} \left[ \frac{(z^* + 0.05)^5}{(1 - z^*)} \right]^{1/3} \quad (5.6)$$

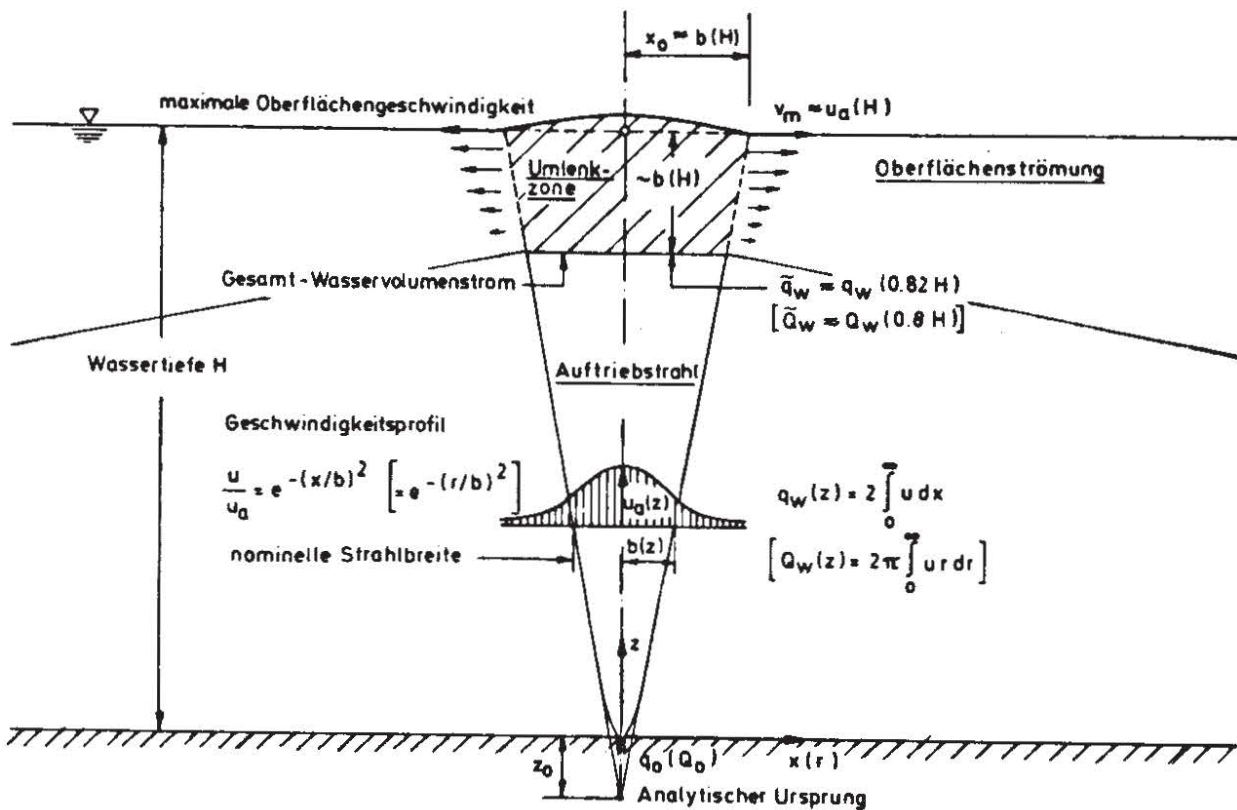


BILD 5.1: BESCHREIBUNG DES LUFTSCHLEIER-STRÖMUNGSFELDES



Die maximale, vom Luftschleier induzierte Oberflächengeschwindigkeit ergibt sich aus Gl. (5.2) mit ( $v_m = u_a(H)$ ) zu

$$\frac{v_m \cdot s_a^{1/4}}{\sqrt[3]{gQ_0/H_0}} = 3.6 \sqrt[3]{\frac{H_0}{H+0.05}} \quad (5.7)$$

Sie tritt in einem seitlichen Abstand  $r_0$  von der Luftschleierachse auf, der größenordnungsmäßig gegeben ist durch ( $r_0 \approx b(H)$ ) mit

$$\frac{b(H)}{H_0+H} = 0.1 \left( \frac{H}{H_0+H} + 0.05 \right) s_a^{3/8} \quad (5.8)$$

Als Näherungslösung für Bemessungszwecke läßt sich hierfür ansetzen

$$\frac{b(H)}{H_0+H} \approx 0.1 \left( \frac{H}{H_0+H} \right) \quad (5.9)$$

Da der Bereich positiver Einmischung in den Auftriebstrahl in einem Abstand von etwa  $2b(H)$  unterhalb der Wasseroberfläche endet, ist der gesamte vom Luftschleier in Bewegung gesetzte Wasservolumenstrom  $\tilde{Q}_w$  gegeben durch  $Q_w(H - 2b(H)) \approx Q_w(0.8H)$ . Aus Gleichung (5.6) ergibt sich damit

$$\frac{\tilde{Q}_w}{Q_0} = 0.1 \sqrt[3]{\frac{g}{Q_0^2}} \cdot s_a^{1/2} \cdot \sqrt[3]{\frac{(0.85H+0.05H_0)^5}{(H_0+0.2H)/H_0}} \quad (5.10)$$

Hieraus wird unter Heranziehung der Gl. (5.5) deutlich, daß das Volumenstromverhältnis (bei vorgegebenem  $H$  und  $Q_0$ ) für ( $\Delta u_b = 0$ ) am größten ist und mit zunehmender Schlupfgeschwindigkeit kleiner wird: der "ideale" Luftschleier zur Wassermwälzung müßte demnach aus unendlich kleinen Blasen bestehen, was sich jedoch in technischen Anlagen nie erreichen läßt.

Zur raschen Orientierung für eine überschlägige Dimensionierung von Luftschleieranlagen sind die Gleichungen (5.5), (5.7), (5.8) und (5.10) in Bild (5.2) für den für praktische Anwendungen interessanten Parameterbereich graphisch dargestellt. In dimensionsbehafteter Form sind dort Werte für die Hilfsgröße  $s_a$ , die maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$ , die nominelle Strahlbreite  $b(H)$  an der Wasseroberfläche und das Volumenstromverhältnis  $\tilde{Q}_w/Q_0$  in Abhängigkeit von der Wassertiefe  $H$  und vom Luftstrom  $Q_0$  angegeben.

### 5.2.2 Düsenreihe

Der Auftriebstrahl über einer Düsenreihe weist Geschwindigkeitsprofile der Form

$$\frac{u(x,z)}{u_a(z)} = e^{-(x/b)^2} \quad (5.11)$$

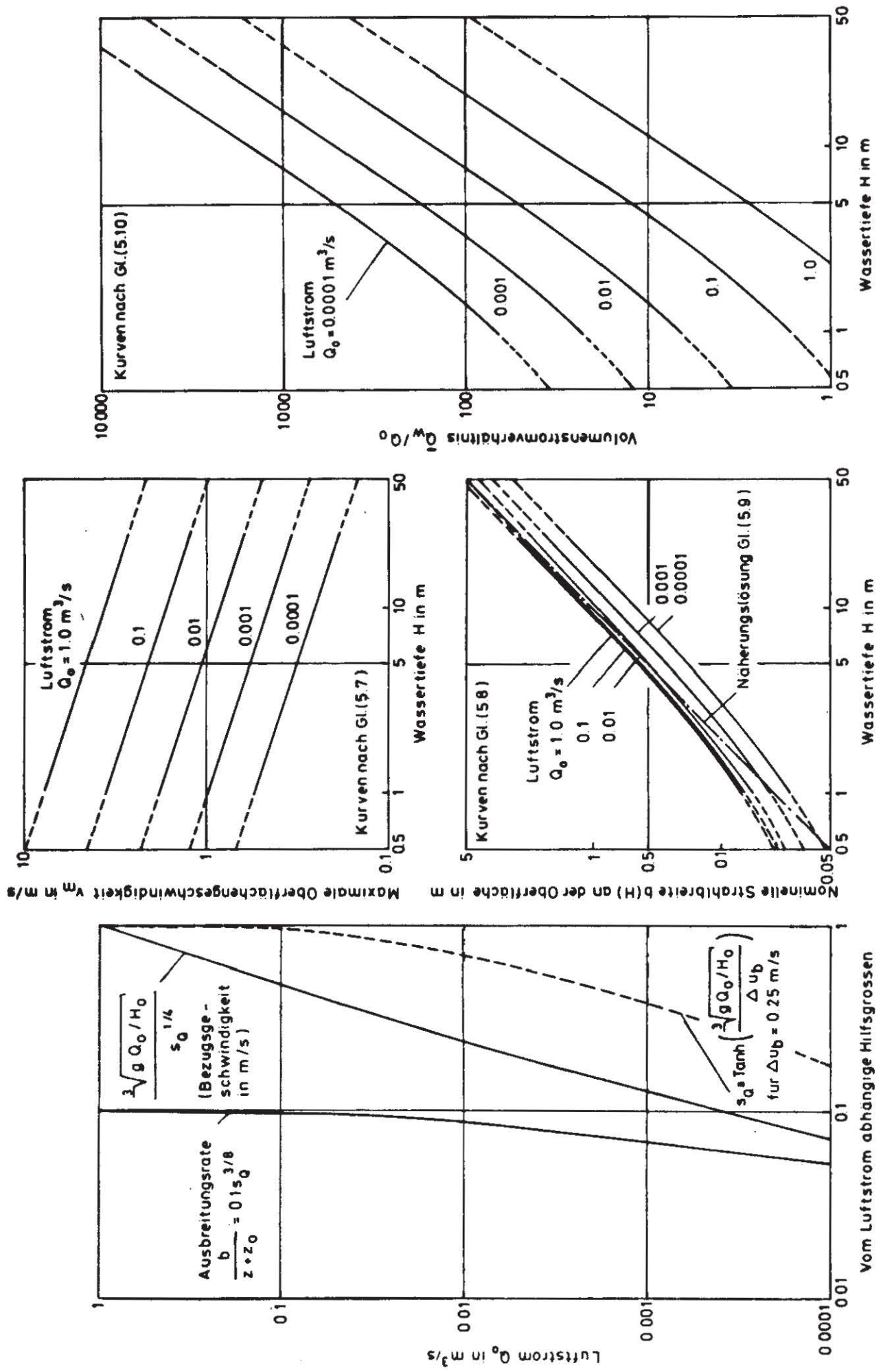


BILD 5.2: DIMENSIONIERUNGSTAFEL FÜR EINZELDÜSEN



auf mit der Achsgeschwindigkeit  $u_a$  gemäß

$$\frac{u_a}{\sqrt[3]{gq_0}} = 1.7 \left[ \left( \frac{H_0}{H_0+H} \right) \frac{\ln \left( \frac{1}{1-z^*} \right)}{(z^*+0.03)} \right]^{1/2} \quad (5.12)$$

und der nominellen Strahlbreite  $b$  gemäß

$$\left. \begin{aligned} \frac{b^*}{z^*+0.03} &= 0.6 \left( \frac{q_0}{\sqrt{gH_0^3}} \right)^{1/6} && \text{für } q_0 < 0.1 \text{ m}^2/\text{s} \\ &= 0.18 && \text{für } q_0 \geq 0.1 \text{ m}^2/\text{s} \end{aligned} \right\} (5.13)$$

Das Verhältnis des in Bewegung gesetzten Wasservolumenstroms zum Luftstrom ergibt sich aus einer Integration der Gl. (5.11) für  $(q_0 < 0.1 \text{ m}^2/\text{s})$  zu

$$\frac{q_w(z)}{q_0} = 2 \left[ \frac{\sqrt{gH_0^3}}{q_0} \left( \frac{H_0+H}{H_0} \right) (z^*+0.03) \ln \left( \frac{1}{1-z^*} \right) \right]^{1/2} \quad (5.14)$$

Mit  $(v_m = u_a(H))$  erhält man für die maximale, vom Luftschleier induzierte Oberflächengeschwindigkeit aus Gl. (5.12)

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gq_0}} = 1.7 \left[ \left( \frac{H_0}{H+0.03(H+H_0)} \right) \ln \left( \frac{H_0+H}{H_0} \right) \right]^{1/2} \quad (5.15)$$

Der seitliche Abstand  $x_0$  von der Luftschleierachse, in dem diese Maximalgeschwindigkeit auftritt, ist gegeben durch  $(x_0 \approx b(H))$  und folgt somit aus Gl. (5.13) zu

$$\left. \begin{aligned} \frac{x_0}{H_0+H} &= 0.6 \left( \frac{H}{H_0+H} + 0.03 \right) \left( \frac{q_0}{\sqrt{gH_0^3}} \right)^{1/6} && \text{für } q_0 < 0.1 \text{ m}^2/\text{s} \\ &= 0.18 \left( \frac{H}{H_0+H} + 0.03 \right) && \text{für } q_0 \geq 0.1 \text{ m}^2/\text{s} \end{aligned} \right\} (5.16)$$

Für Bemessungszwecke kann im allgemeinen für alle Luftströme näherungsweise angenommen werden

$$\frac{x_0}{H_0+H} \approx 0.18 \left( \frac{H}{H_0+H} \right) \quad (5.17)$$

Der Bereich positiver Einmischung in den Auftriebstrahl endet im Abstand von etwa  $b(H)$  unterhalb der Wasseroberfläche. Mit der Näherung  $(b(H) \approx 0.18 H)$  ergibt sich somit aus Gl. (5.14) für den insgesamt vom Luftschleier in Bewegung gesetzten Wasservolumenstrom  $\tilde{q}_w$  die Beziehung

$$\frac{\tilde{q}_w}{q_0} = 2 \left[ \frac{\sqrt{gH_0^3}}{q_0} \cdot \frac{(0.85H+0.03H_0)}{H_0} \cdot \ln \left( \frac{H_0+H}{H_0+0.18H} \right) \right]^{1/2} \quad (5.18)$$

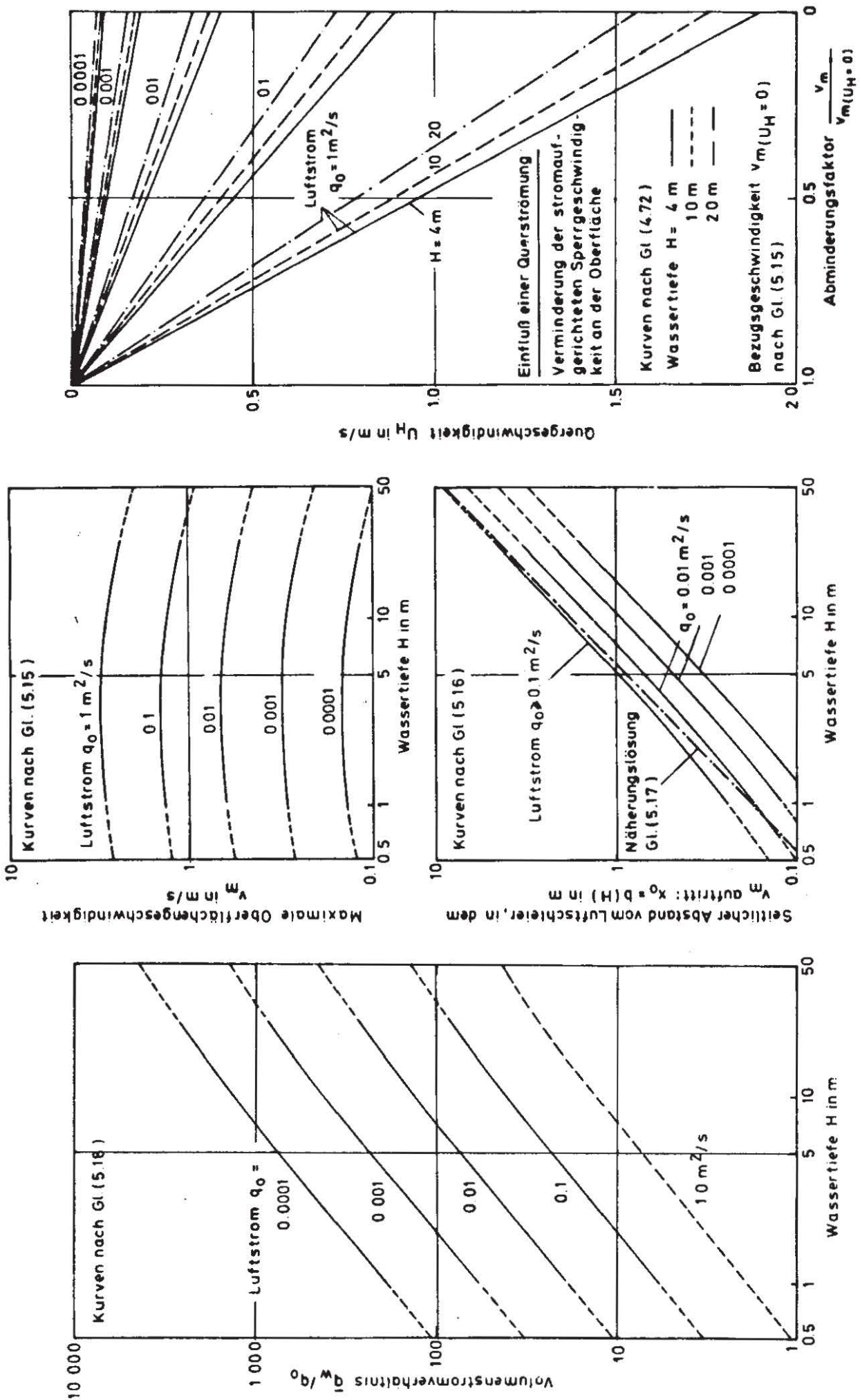


BILD 5.3: DIMENSIONIERUNGSTAFEL FÜR DÜSENREIHEN



Bei Einwirken einer Querströmung wird die der Strömung entgegenwirkende Oberflächengeschwindigkeit abgemindert gemäß der näherungsweise Beziehung (siehe Kap. 4.7):

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{gq_0}} = \frac{v_m (U_H=0)}{\sqrt[3]{gq_0}} - \frac{5}{3} \cdot \frac{U_H}{\sqrt[3]{gq_0}} \quad (5.19)$$

Die Beziehungen (5.15), (5.16), (5.18) und (5.19) für die maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$ , den Abstand  $x_0$  zwischen Strahlachse und dem Ort der maximalen Oberflächengeschwindigkeit, das Volumenstromverhältnis  $\tilde{q}_w/q_0$  und den Einfluß einer Querströmung sind in Bild (5.3) in Abhängigkeit von der Wassertiefe  $H$  und vom Luftstrom  $q_0$  (sowie der Querströmungsgeschwindigkeit  $U_H$ ) dargestellt.

### 5.3 Energiebedarf von Luftschleieranlagen

#### 5.3.1 Einzeldüse

Zur Aufrechterhaltung der Luftschleierströmung muß eine Leistung aufgebracht werden, die gleich dem Energiefluß pro Zeiteinheit ist. Der Energiebedarf verursacht den überwiegenden Anteil der laufenden Betriebskosten und ist damit für die Wirtschaftlichkeit der Anlage maßgebend.

Der Energiebedarf  $E_0$  pro Zeiteinheit ergibt sich aus der Summe der kinetischen Energie des Düsenstrahls und der potentiellen Energie, die zur Komprimierung der Luft auf den Innendruck im Düsenrohr erforderlich ist, sowie der Energieverluste im Luftzuführungssystem:

$$E_0 = Q_0 (P_{\text{Kompressor}} - P_{\text{atm}}) = Q_0 \rho_L \frac{U_0^2}{2} + Q_0 (P_H - P_{\text{atm}}) + Q_0 \cdot \Delta P_{\text{Düse}} + Q_0 \cdot \Delta P_{\text{Zuleitung}} \quad (5.20)$$

Drückt man die Druckdifferenzen als Höhenverluste in m Wassersäule aus, dann ist

$$E_0 = \rho_w g Q_0 \left[ \frac{\rho_L}{\rho_w} \cdot \frac{U_0^2}{2g} + H + \Delta h_{\text{Düse}} + \Delta h_{\text{Zuleitung}} \right] \quad (5.21)$$

Die Wirkung des Luftblasenstroms - also beispielsweise die induzierte Strömungsgeschwindigkeit oder der induzierte Wasser-Volumenstrom - hängt ausschließlich von der Größe des Auftriebs und damit vom zugegebenen Luftstrom ab. Für eine bestimmte Wirkung ergibt sich daher der geringste Energieaufwand, wenn die Düse so groß gewählt wird, daß gerade noch ein kontinuierlicher Luftstrahl entsteht. In diesem Fall wird sowohl die kinetische Energie des Strahls als auch die Druckdifferenz an der Düse sehr klein. Bei entsprechender Wahl der Zuleitung können auch die Zuleitungsverluste gering gehalten werden, und es ergibt sich für die ideale Düse ein Mindestenergiebedarf von

$$E_{\text{min}} = \rho_w g Q_0 H \quad (5.22)$$

In der Praxis werden Luftschleieranlagen jedoch meist so bemessen, daß an der Düse ein erheblicher Überdruck herrscht, um ein sicheres Funktionieren aller Düsen zu gewährleisten und das Eindringen von Wasser in die Druckluftleitung oder das Verstopfen der Düsen durch Schmutzteile wirkungsvoll zu verhindern. In diesen Fällen ist weder

$\Delta h_{\text{Düse}}$  noch  $\left(\frac{\rho_L}{\rho_w} \cdot \frac{u_0^2}{2g}\right)$  vernachlässigbar: bei Erreichen der Schallgeschwindigkeit an der Düse liegt letzteres in der Größenordnung von  $H_0$ . Der tatsächliche Energiebedarf nach Gl. (5.21) kann demnach ein Mehrfaches des Mindestbedarfs nach Gl. (5.22) betragen. Mit der Definition eines Wirkungsgrades

$$\eta_0 = \frac{E_{\text{min}}}{E_0} = \frac{H}{\left(\frac{\rho_L}{\rho_w} \cdot \frac{u_0^2}{2g} + H + \Delta h_{\text{Düse}} + \Delta h_{\text{Zuleitung}}\right)} = \frac{\rho_w g H}{(\rho_{\text{Kompressor}} - \rho_{\text{atm}})} \quad (5.23)$$

kann der Energiebedarf angegeben werden durch

$$E_0 = \frac{1}{\eta_0} \rho_w g Q_0 H \quad (5.24)$$

### 5.3.2 Düsenreihe

Der Energiebedarf pro Zeit- und Breitereinheit einer Düsenreihe ergibt sich zu

$$e_0 = q_0 (\rho_{\text{Kompressor}} - \rho_{\text{atm}}) = \rho_w g q_0 \left[ \frac{\rho_L}{\rho_w} \cdot \frac{u_0^2}{2g} + H + \Delta h_{\text{Düse}} + \Delta h_{\text{Zuleitung}} \right] \quad (5.25)$$

Die ideale Auslegung einer Luftschleieranlage mit minimalem Energieaufwand bestünde aus einer Düsenreihe mit so großen Öffnungen, daß gerade noch eine kontinuierliche Luftzugabe gewährleistet wird. In diesem Fall würde das erste Glied bei kleiner Austrittsgeschwindigkeit wegen des Abminderungsfaktors  $(\rho_L/\rho_w)$  sehr klein, und auch  $\Delta h_{\text{Düse}}$  könnte vernachlässigt werden. Bei kleinen Verlusten in der Zuleitung wäre der Mindest-Energiebedarf somit gegeben durch

$$e_{\text{min}} = \rho_w g q_0 H \quad (5.26)$$

Der Wirkungsgrad ( $\eta_0 = e_{\text{min}}/e_0$ ) (siehe Gl. 5.23) kann je nach Auslegung der Luftzufuhr und der Düsen ein Mehrfaches von 1 betragen. Der tatsächliche Energiebedarf folgt hieraus zu

$$e_0 = \frac{1}{\eta_0} \rho_w g q_0 H \quad (5.27)$$

### 5.3.3 Vergleich einer Luftschleier-Düsenreihe mit einem plansymmetrischen Wasserstrahl

Das durch einen Luftschleier induzierte Strömungsfeld kann alternativ auch mit Hilfe eines Wasserstrahls erzeugt werden. Zur Beurteilung der Wirtschaftlichkeit



dieser beiden Möglichkeiten ist es aufschlußreich, den Energiebedarf des "idealen" plansymmetrischen Wasserstrahls

$$e_w = m_o U_o / 2 \quad (5.28)$$

mit dem entsprechenden Energiebedarf des "idealen" Luftschleiers gemäß Gl. (5.26) zu vergleichen.

Das vom Wasserstrahl erzeugte Strömungsfeld wird vom Impulsfluß  $m_o$  bestimmt. Um eine vorgegebene Wirkung zu erzielen - z.B. um einen bestimmten Volumenstrom an die Oberfläche zu bringen - muß  $m_o$  eine vorgegebene Größe besitzen. Gemäß Gl. (5.28) kann demnach für eine vorgegebene Wirkung des Strahls der Energiebedarf dadurch vermindert werden, daß die Schlitzbreite vergrößert und damit  $U_o$  entsprechend verringert wird. Allerdings geht diese Abnahme des Energiebedarfs Hand in Hand mit einem Zuwachs des Durchflusses  $q_o$  (wegen  $m_o = q_o \cdot U_o = \text{const.}$ ). Während also aus Energieerwägungen möglichst große Schlitzbreiten erstrebenswert sind, sind der Steigerung der Schlitzbreite wegen der mit der Pumpkapazität steigenden Anschaffungskosten wirtschaftliche Grenzen gesetzt, da mit dem Durchfluß die Dimensionen der Pumpen und Zuleitungen anwachsen und somit die Aufwendungen zur Erzeugung der Strömung stark zunehmen. Interessanterweise ergibt sich diese Einschränkung beim Luftschleier nicht, da bei diesem die Wirkung nicht vom Impulsfluß, sondern vom Auftrieb und damit direkt vom zugeführten Luftstrom  $q_o$  abhängt. In diesem Fall kann also bei gleichbleibender Wirkung die Schlitzbreite so lange vergrößert (und damit der Energieaufwand verkleinert) werden, bis eine kontinuierliche Luftzugabe gerade noch möglich ist, ohne daß die pro Zeiteinheit zugeführte Luftmenge gesteigert werden muß.

Vergleicht man Luftschleier und Wasserstrahl auf der Basis, daß beide denselben Wasser-Volumenstrom an die Oberfläche transportieren sollen, dann ergibt ein stark vereinfachter Vergleich des jeweiligen Energiebedarfs unter idealen Bedingungen [57]

$$\frac{e_{\text{Wasserstrahl}}}{e_{\text{Luftschleier}}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{U_o}{\sqrt[3]{g q_o}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{H}{b_o}} \quad (5.29)$$

Hierbei ist weder die Kompressibilität der Luft noch die Tatsache berücksichtigt, daß die Luftblasen von endlicher Größe sind. Eine verfeinerte Betrachtung unter Berücksichtigung dieser Einflüsse [58] liefert

$$\frac{e_{\text{Wasserstrahl}}}{e_{\text{Luftschleier}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{H}{b_o}} \cdot \frac{\sqrt{m_o / \rho_w g}}{\left[ \frac{0.10 \bar{u}_b}{\alpha \sqrt{gH}} \cdot \frac{H^3}{(H+H_o)(H+z_o) \ln(1+H/H_o)} \right]} \quad (5.30)$$

Aus beiden Gleichungen wird deutlich, daß der Wasserstrahl bei kleinen Schlitzbreiten oder großen Wassertiefen erheblich mehr Energiebedarf aufweist als der Luftschleier: beispielsweise ergäbe sich für eine typische Luftschleieranlage von 10 Düsen pro Meter von 1 mm Durchmesser (vergleichbare Schlitzbreite von 0.008 mm) bei einer Wassertiefe von 10 m ein Energiebedarfsverhältnis nach Gl. (5.29) von etwa 550. Die Be-

ziehung (5.30) liefert wegen des Zusatzgliedes etwas kleinere Werte: der Zusatzfaktor bewegt sich für den praktischen Anwendungsbereich von Luftschleieranlagen in der Größenordnung von 0.1 bis 1 [58].

Insgesamt zeigt dieser Vergleich, daß Luftschleier bei großen Wassertiefen sehr viel wirtschaftlicher zur Erzeugung einer bestimmten Wasserströmung eingesetzt werden können als Wasserstrahlen.



## 6. AUSLEGUNG DER TECHNISCHEN ANLAGEN

### 6.1 Übersicht und Bemessungsverfahren

Eine Luftschleieranlage besteht im allgemeinen aus einer Druckluftversorgungsstation (üblicherweise Kompressor oder Anschluß an vorhandene Druckluftversorgung), einer Luftzuführungsleitung mit Armaturen zur Messung, Regelung und Kontrolle der

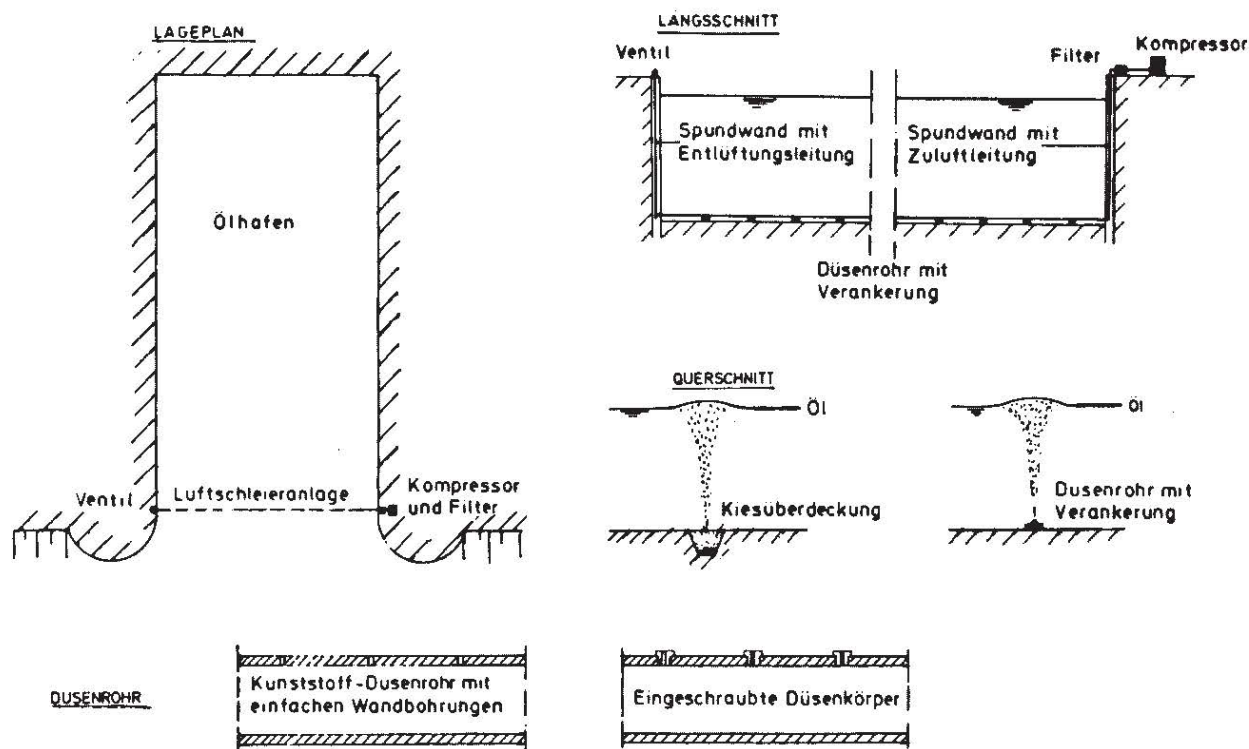


BILD 6.1: BEISPIEL EINER LUFTSCHLEIERANLAGE

Luftzufuhr, und dem Düsenrohr (bzw. einer Einzeldüse), das entweder an der Gewässersohle verlegt oder in einer vorgegebenen Wassertiefe aufgehängt ist und je nach Verwendungszweck fest installiert oder beweglich montiert sein kann. Als typisches Beispiel einer technischen Anlage ist in Bild 6.1 eine fest installierte pneumatische Sperre für einen Ölhafen dargestellt. Aufbau und Anordnung der einzelnen Bestandteile können sich je nach Verwendungszweck und örtlichen Gegebenheiten stark ändern: so ist beispielsweise zur Bekämpfung von Dichteschichtungen in Seen denkbar, daß von einem mit einem Kompressor ausgerüsteten Schiff aus eine Einzeldüse mit einem flexiblen Druckluftschlauch auf den Gewässerboden abgelassen wird, wodurch eine extrem einfache Installation und Leichtigkeit eines Standortwechsels erreicht wird.

Die Bemessung einer technischen Anlage richtet sich nach den örtlichen Gegebenheiten und den Anforderungen des jeweiligen Verwendungszwecks, die den erforderlichen Luftstrom und den Standort der Düsenrohre bestimmen. Da die Wirkung des Luftschleiers ausschließlich vom Luftstrom abhängt, kann ohne Beeinträchtigung der Wirkung eine Wahl für Düsendurchmesser und -abstand getroffen werden, die eine ökonomische Düsenrohrherstellung zuläßt und optimal auf die Druckverhältnisse der

Versorgungsstation und des Zuleitungssystems abgestimmt werden kann. Die Druckluftversorgung sollte hierbei stets möglichst nahe am Einsatzort des Luftschleiers installiert werden, um mit einer kurzen Luftzuführung die Energieverluste möglichst niedrig zu halten.

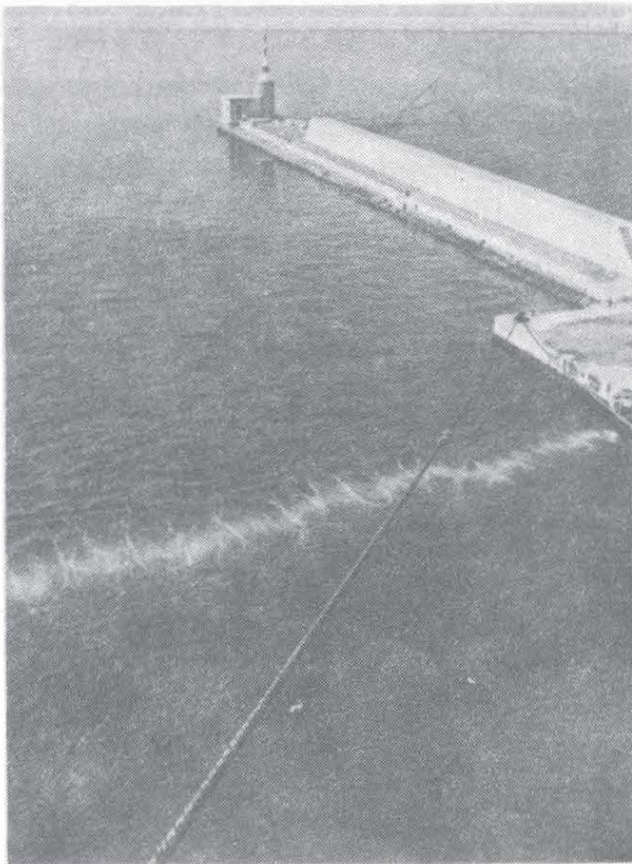


BILD 6.2: LUFTSCHLEIER IN BETRIEB  
Preßluftsperr am Ölhafen Livorno, Italien

Die Auslegung einer Luftschleieranlage geht im allgemeinen folgendermaßen vor sich:

- (1) Bestimmung des erforderlichen Luftstroms aus den Anforderungen des Verwendungszwecks und den örtlichen Gegebenheiten;
- (2) Wahl der Düsendurchmesser und -abstände so, daß der erforderliche Luftstrom bei dem gewünschten oder erwarteten Innendruck im Düsenrohr abgegeben wird;
- (3) Bestimmung der Druckverluste in der Luftzufuhrleitung;
- (4) Auslegung der Druckluftversorgungsstation auf die geforderte Luftzufuhr und die erforderlichen Druckverhältnisse (bzw. Korrektur der Düsendurchmesser und -abstände bis zur optimalen Abstimmung der Punkte 2, 3 und 4).

Während die Bestimmung des jeweils erforderlichen Luftstroms für verschiedene Anwendungszwecke Gegenstand der Kapitel 7 bis 12 ist, sollen die Bemessungsschritte (2), (3) und (4) im folgenden kurz erläutert werden.

## 6.2 Zusammenhang zwischen Luftzugabeverhältnissen und Luftstrom

Liegen für eine Preßluftanlage Angaben über Düsendurchmesser, Düsenabstand, Düsenform, Innendruck in der Luftleitung und Wassertiefe vor, so kann der freigegebene Luftstrom pro Längeneinheit am besten aus einer für die gewählten Düsen experimentell bestimmten Eichkurve ermittelt werden. Ein Beispiel hierfür ist in Bild 6.3 dargestellt. Wenn die Druck- und Dichteverhältnisse vor und hinter der Düse eindeutig festliegen, liefert die Eichkurve direkt den von einer Einzeldüse freigegebenen Luftstrom; der Luftstrom 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. Für die kontinuierliche Strömung eines



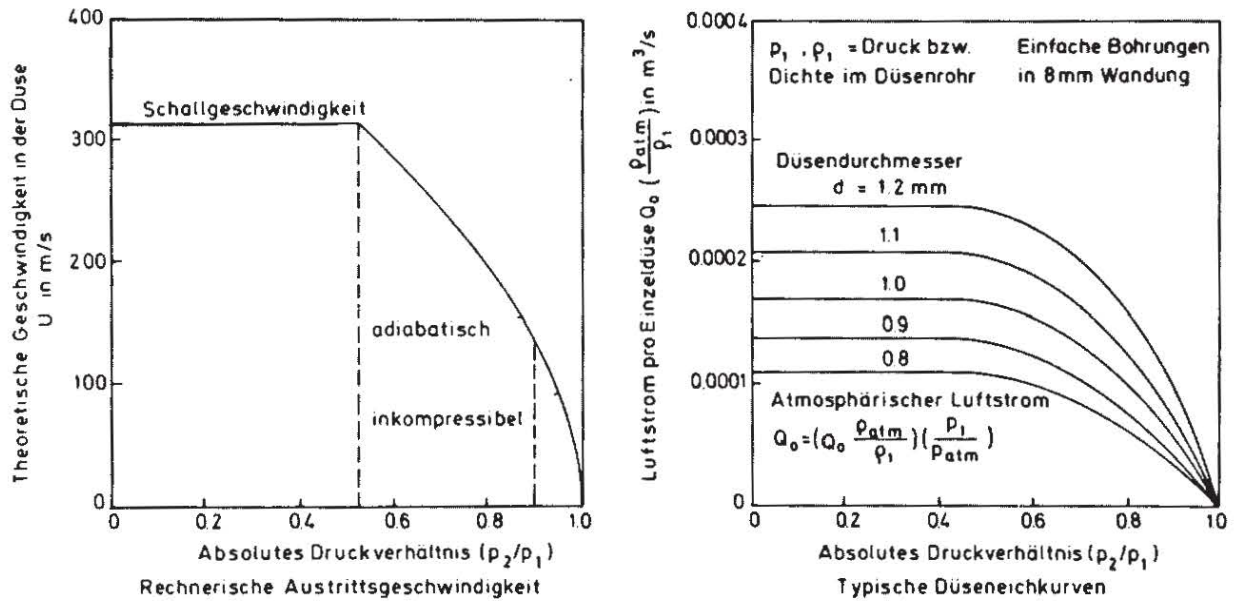


BILD 6.3: ZUSAMMENHANG ZWISCHEN LUFTZUGABEBEDINGUNGEN UND LUFTSTROM

idealen Gases mit der Zustandsgleichung

$$\frac{P}{\rho g} = R^* T^* \quad (6.1)$$

durch eine Düse gelten folgende Beziehungen für die Geschwindigkeit im Düsenquerschnitt [63; 88; 61]:

- Für Außendruck  $p_2 > 0.9 p_1$  (Innendruck) kann die Kompressibilität des Gases vernachlässigt werden, und es gilt

$$U = \left[ 2g R^* T_1^* \left( 1 - \frac{p_2}{p_1} \right) \right]^{1/2} \quad (6.2)$$

- Im Bereich  $(0.9 p_1 > p_2 > 0.528 p_1)$  verläuft der Strömungsvorgang adiabatisch (ein Wärmeaustausch findet nicht statt), und man erhält

$$U = \left[ 2g \frac{\kappa}{(\kappa - 1)} \cdot \frac{p_1}{\rho_1 g} \left( 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right) \right]^{1/2} \quad (6.3)$$

wobei der Beiwert  $\kappa$  (Verhältnis der spezifischen Wärmen) für Luft gleich 1.4 gesetzt werden und für den praktischen Anwendungsbereich als konstant angenommen werden darf.

- Für  $(p_2 < 0.528 p_1)$  wird in der Düse Schallgeschwindigkeit erreicht, und es folgt

$$U = \left[ 2g \left( \frac{\kappa}{\kappa + 1} \right) R^* T_1^* \right]^{1/2} = U_{\text{Schall}} \approx 312 \text{ m/s} \quad (6.4)$$

Die jeweilige ideale Geschwindigkeit  $U$  ist in Bild 6.3 als Funktion des Druckverhältnisses  $(p_2/p_1)$  aufgetragen. Multipliziert mit dem jeweiligen Düsenquerschnitt ergibt sie den idealen Volumenstrom.

Der tatsächliche Durchsatz ist wegen der Verluste in der Düse wesentlich kleiner. Definiert man einen Durchflußkoeffizienten  $c_D$  als das Verhältnis des tatsächlichen zum idealen Durchfluß, so erfaßt dieser Beiwert alle Einflüsse der Düsenform und -beschaffenheit. Für eine runde Düse vom Durchmesser  $d_0$  wird

$$c_D \equiv \frac{Q_0 (\rho_{atm} / \rho_1)}{U \pi d_0^2 / 4} \quad (6.5)$$

wobei  $Q_0$  den Gas-Volumenstrom unter atmosphärischen Bedingungen und  $\rho_{atm}$  und  $\rho_1$  die Gasdichte bei Atmosphären- bzw. Innendruck im Düsenrohr darstellen. Dieser Durchflußbeiwert liegt für Luftschleier-Düsen üblicherweise zwischen 0.5 und 0.9. Ist er bekannt, dann läßt sich der Volumenstrom pro Einzeldüse aus Gl. (6.5) mit Hilfe von Bild (6.3) berechnen. Für eine Düsenreihe mit Düsenabstand  $\Delta L$  ergibt sich der Luftstrom pro Längeneinheit entsprechend zu

$$q_0 = \frac{1}{\Delta L} c_D \left( \frac{\rho_1}{\rho_{atm}} \right) \frac{\pi d_0^2}{4} U = \frac{1}{\Delta L} c_D \left( \frac{\rho_1}{\rho_{atm}} \right) \frac{\pi d_0^2}{4} U \quad (6.6)$$

In der Regel ist jedoch der verfügbare Luftstrom pro Längeneinheit von den Anwendungsbedingungen her oder aus der Kapazität der Kompressoranlage und der Gesamtlänge der Sperre bekannt, 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 Düseneichkurven als auch mit Hilfe von Gl. (6.6) beantwortet werden.

### 6.3 Auslegung der Düsen und Düsenrohre

Die Dimensionierung einer Preßluftanlage sollte im allgemeinen so erfolgen, daß über die gesamte Länge der Anlage eine gleichmäßige Wirkung erzielt wird, was in den meisten Fällen annähernd gleichbedeutend mit einer gleichmäßigen Luftabgabe über die Länge ist. Bei Preßluftleitungen mit großen Druckverlusten<sup>1</sup> oder bei be-

<sup>1</sup> Bei kurzen Leitungen können die Reibungsverluste der Rohrströmung durch die Verminderung des dynamischen Druckes ( $\rho v^2/2$ ) mit abnehmendem Durchfluß entlang des Rohres aufgehoben werden ("manifold effect"). Bei langen Rohrleitungen, deren Verlusthöhe  $h_f$  ein Mehrfaches der Geschwindigkeitshöhe ausmacht, ist dieser Effekt jedoch sekundär. Aus der Beziehung nach Darcy-Weissbach

$$\frac{h_f}{v^2/2g} = f \cdot \frac{L}{D} = \mathcal{O}(0.01) \frac{L}{D} \quad \text{für turbulente Strömung in glatten Rohren}$$

wird ersichtlich, daß dies für Rohrlängen der Fall ist, die ein Mehrhundertfaches des Rohrdurchmessers ausmachen. Für Luftschleier-Düsenrohre, deren Durchmesser in der Größenordnung von 10 cm liegen, sollte der Druckabfall entlang des Rohres demgemäß berücksichtigt werden, wenn die Rohrlänge 10 m wesentlich überschreitet.



trächtlichen 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 Wassertiefe und der Druckverhältnisse über die Länge zu berücksichtigen und gegebenenfalls die Auslegung der Düsenabstände oder der Düsendurchmesser abschnittsweise so zu variieren, daß eine gleichmäßige Wirkung erreicht wird. Eine solche abschnittsweise Bemessung erfolgt so, daß für die geforderte Wirkung der bei der vorhandenen Wassertiefe erforderliche Luftstrom für den Abschnitt bestimmt wird. Aus dem Gesamtluftbedarf und den Verlusten im Leitungssystem ergibt sich der erreichbare Innendruck im Rohr, auf den die Wahl von Düsendurchmesser und -abstand abgestimmt werden muß. Dieses Verfahren wird für jeden Abschnitt getrennt durchgeführt und muß gegebenenfalls für die Gesamtsperre einer Iteration unterzogen werden.

In manchen Fällen ist es wünschenswert, die Wirkung der Sperre im Betrieb nach Bedarf abschnittsweise variieren zu können. Dies wird dadurch erreicht, daß die Luftschleieranlage aus mehreren getrennt regelbaren Düsenrohren zusammengesetzt wird, die jeweils nur einen Teilabschnitt der Gesamtanlage erfassen. Derartige flexible Arrangements verursachen zwar höhere Installationskosten, besitzen aber den Vorteil, daß die Luftverteilung und damit die Wirkung der Sperre optimal auf die jeweiligen Gegebenheiten wie Wind- oder Strömungsrichtung eingestellt werden kann [72].

Als Düsenrohre finden PVC-Kunststoffrohre Verwendung, deren Durchmesser so gewählt wird, daß die Energieverluste der Rohrströmung klein bleiben: der Durchmesser richtet sich demnach nach der Länge der Leitung und dem Luftdurchsatz und bewegt sich üblicherweise im Bereich von 1 bis 15 cm mit Wandstärken von einigen mm. Die Rohre müssen am Boden verankert werden, um ein Aufschwimmen zu verhindern. Hierfür werden üblicherweise Gewichte aus Beton in regelmäßigen Abständen an der Düsenleitung mit rostfreien Stahlklammern befestigt; der Abstand der Befestigung richtet sich nach der Steifigkeit der Rohre und beträgt üblicherweise einige Meter.

Eine häufig auftretende Schwierigkeit ist die Beschädigung von am Gewässerboden verlegten Düsenrohren durch die Schifffahrt (Anker etc.). Dem kann dadurch begegnet werden, daß die Düsenrohre in einem Graben mit einer groben Kiesüberdeckung verlegt werden, wodurch die Wirkung der Anlage nicht beeinträchtigt wird [65].

Unter gewissen Voraussetzungen erscheint es angezeigt, Luftschleieranlagen in einer bestimmten Wassertiefe aufzuhängen - beispielsweise bei extrem großen Wassertiefen, insbesondere wenn Horizontalströmungen auftreten. In diesen Fällen muß die Düsenleitung mit Schwimmkörpern und Gewichten versehen werden, die die Anlage in Position halten.

Die Orientierung der Düsen gegenüber der Vertikalen ist (wegen der Vernachlässigbarkeit des Ausgangsimpulses) völlig belanglos. Als "Düsen" können einfache Bohrungen in der Rohrwandung verwendet werden, oder aber in die Düsenwandung eingeschraubte "Düsenkörper", die ihrerseits wiederum die gewünschte Düsenbohrung vorgegebenen Durchmessers enthalten (Bild 6.1). Dies ist zwar etwas aufwendiger, erlaubt aber die Herstellung maßhaltiger Düsen, was in Anbetracht der Tatsache wichtig



sein kann, daß Abweichungen des Düsendurchmessers erhebliche Abweichungen des Luftdurchsatzes mit sich bringen.

Der Einbau von Ventilen an den Düsen, die das Düsenrohr stets wasserfrei halten sollen, hat sich nicht bewährt: einerseits ist ein einwandfreies Funktionieren aller Ventile einer Sperre unwahrscheinlich und somit das Eindringen von Wasser in die Düsenrohre außerhalb der Betriebszeiten praktisch nicht zu vermeiden, und andererseits ergeben sich durch die Ventile Unsicherheiten und unkontrollierbare Auswirkungen auf die Luftdurchsätze, die zu beträchtlichen Abweichungen von den Entwurfsbedingungen führen können [68]. Wegen der Verstopfungsgefahr durch Schmutzteilchen ist es nicht ratsam, bei Dauerinstallationen in natürlichen Gewässern Düsendurchmesser wesentlich unter 1 mm zu wählen. Es empfiehlt sich auch, solche Anlagen in regelmäßigen Abständen "freizublasen". Es ist zwar der Wirkung der Anlage im allgemeinen nicht oder kaum abträglich, wenn vereinzelte Düsen verstopft sind, da der Gesamtluftstrom trotzdem abgegeben wird; wenn jedoch mehrere benachbarte Düsen verstopft sind, so hat dies den Ausfall eines ganzen Abschnitts der Anlage zur Folge. Dieser Gefahr kann in gewissen Grenzen durch Verlegen mehrerer paralleler Düsenrohre begegnet werden.

Nach der in Bild (6.5) wiedergegebenen Übersicht über bestehende Luftschleieranlagen bewegen sich die gebräuchlichen Düsendurchmesser für alle Anwendungsarten mit wenigen Ausnahmen zwischen 0,5 und 2 mm. Der Bereich von Düsenabständen variiert mit der Anwendungsart: während für Anlagen zur Beeinflussung von Dichteströmungen ("Salzwasserrückhalt") der düsennahe Bereich wesentlich ist und für eine gute Wirkung kleine Düsenabstände erforderlich sind (maximaler Abstand 10 cm), können diese Abstände bei Anlagen zur Eisfreihaltung beliebig groß werden (in der Tabelle bis zu 12 m), da hier kein zusammenhängender Schleier erzeugt werden muß. Anlagen als Wellenbrecher oder Ölsperren erfordern eine gleichmäßige Strömung an der Wasseroberfläche: entsprechend liegen die Düsenabstände hierfür üblicherweise bei Werten zwischen 0,05 und 0,5 m.

#### 6.4 Druckluftversorgung

Der Luftverbrauch pro Meter Preßluftanlage richtet sich ganz nach dem jeweiligen Verwendungszweck (siehe Bild 6.5). Bei Wellenbrecher-Anlagen haben selbst Luftmengen von 1 bis 7 Nm<sup>3</sup>/min·m nur unzureichende Wirkung erbracht; hingegen genügen für die Zwecke der Eisfreihaltung schon Luftmengen im Bereich von 0,001 bis 0,1 Nm<sup>3</sup>/min·m. Preßluft-Ölsperren und Anlagen zur Beeinflussung von Dichteströmungen weisen üblicherweise einen Luftbedarf in der Größenordnung von 0,2 bis 2 Nm<sup>3</sup>/min·m auf. Der Luftverbrauch pro Einzeldüse, der sich aus dem Düsenabstand und dem Luftbedarf pro lfd. m ergibt, liegt im allgemeinen unter 0,1 Nm<sup>3</sup>/min.

Die Druckluft wird mit Hilfe von Kompressoren erzeugt, bei denen sich vom Verdichtungsprinzip her zwei Typen unterscheiden lassen: Kolbenverdichter und Kreisverdichter. Kolbenverdichter sind vorzugsweise für kleine Luftströme und große Verdichtungsverhältnisse geeignet (bis  $p_2/p_1 = 5$  einstufig, darüber mehrstufig), während Kreisverdichter (Ventilatoren, Schraubenkompressoren) große Luftströme bei mäßigen Verdichtungsverhältnissen (üblicherweise bis  $p_2/p_1 = 7$ ) liefern. Für den Betrieb von



Luftschleieranlagen ist eine Versorgung mit staub- und ölfreier Luft sehr wichtig, da Schmutz oder Öl in der Druckluft zu einem Verstopfen der Düsen und damit Versagen der Anlage führen können. Deshalb eignen sich (ölfreie) Schraubenkompressoren am besten für Preßluftanlagen; andere Kompressoren können ebenfalls eingesetzt werden, wenn die Anlage mit entsprechenden Ölfiltern versehen wird.

Hinter dem Kompressor muß ein Nachkühler installiert werden, um ein Aufheizen der Luft und eventuelle Beschädigung der PVC-Rohre durch Hitze zu vermeiden. Der Flüssigkeitsabscheider der Nachkühlung trägt gegebenenfalls mit dazu bei, Öl abzuscheiden. In der Zuleitung zum Düsenrohr ist in jedem Fall ein Filter erforderlich, der Schmutzpartikel, Rostteilchen oder Öl zurückhält.

Im Bedarfsfall kann am entfernten Ende des Düsenrohrs ein Ventil angebracht werden, das den Zweck hat, bei Inbetriebnahme ein schnelleres Ausblasen des Wassers aus dem Düsenrohr zu erlauben und somit die Zeit bis zum Erreichen der vollen Wirksamkeit der Anlage zu verkürzen. Dieses Ausblaseventil öffnet sich automatisch beim Einschalten der Anlage und schließt sich nach einem vorgegebenen Zeitintervall wiederum selbsttätig mit Hilfe eines Zeitrelais [72].

## 6.5 Zahlenbeispiel

Eine Bucht soll durch eine Preßluft-Ölsperre abgesichert werden. Der Querschnitt, in dem die Anlage verlegt werden soll, ist 150 m lang, wobei 50 m eine Wassertiefe von 3 m aufweisen und auf den restlichen 100 m die Wassertiefe 10 m beträgt (Bild 6.4). Nach den Erfordernissen der Ölsperre (siehe Kapitel 7) ergibt sich eine Gesamtluftmenge von  $30 \text{ Nm}^3/\text{min}$ . Hierfür wurde eine Kompressoranlage gewählt, die den erforderlichen Luftstrom bei einem Überdruck von 4 atü liefert. Abmessungen und Anordnung der Luftzuleitung wurden so gewählt, daß bei einem Durchsatz von  $30 \text{ Nm}^3/\text{min}$  zwischen Kompressor und Anfangspunkt des Düsenrohres ein Druckverlust von  $1,5 \text{ kp/cm}^2$  auftritt. Über die Länge des Düsenrohres ergibt sich ein weiterer Druckverlust von  $1 \text{ kp/cm}^2$ , von dem der Einfachheit halber angenommen wird, daß er sich linear über die Länge des Düsenrohres verteilt (eine exakte Berechnung müßte die jeweilige Änderung des Durchsatzes und des örtlichen Druckes berücksichtigen).

### (1) Konstanter Düsendurchmesser und -abstand

Die "mittleren" Druckverhältnisse der Anlage sind in etwa durch den Mittelpunkt der Sperre charakterisiert. Für diesen ist

$$\frac{\text{abs. } p_2}{\text{abs. } p_1} = \frac{2}{3}$$

Wählt man einen Düsendurchmesser von 1,2 mm und nimmt an, daß die Düsen-eichkurven von Bild (6.3) hierfür zutreffend sind, dann ergibt sich als Luftstrom pro Einzeldüse

$$Q_0 = 0,00066 \text{ m}^3/\text{s} = 0,04 \text{ m}^3/\text{min}$$

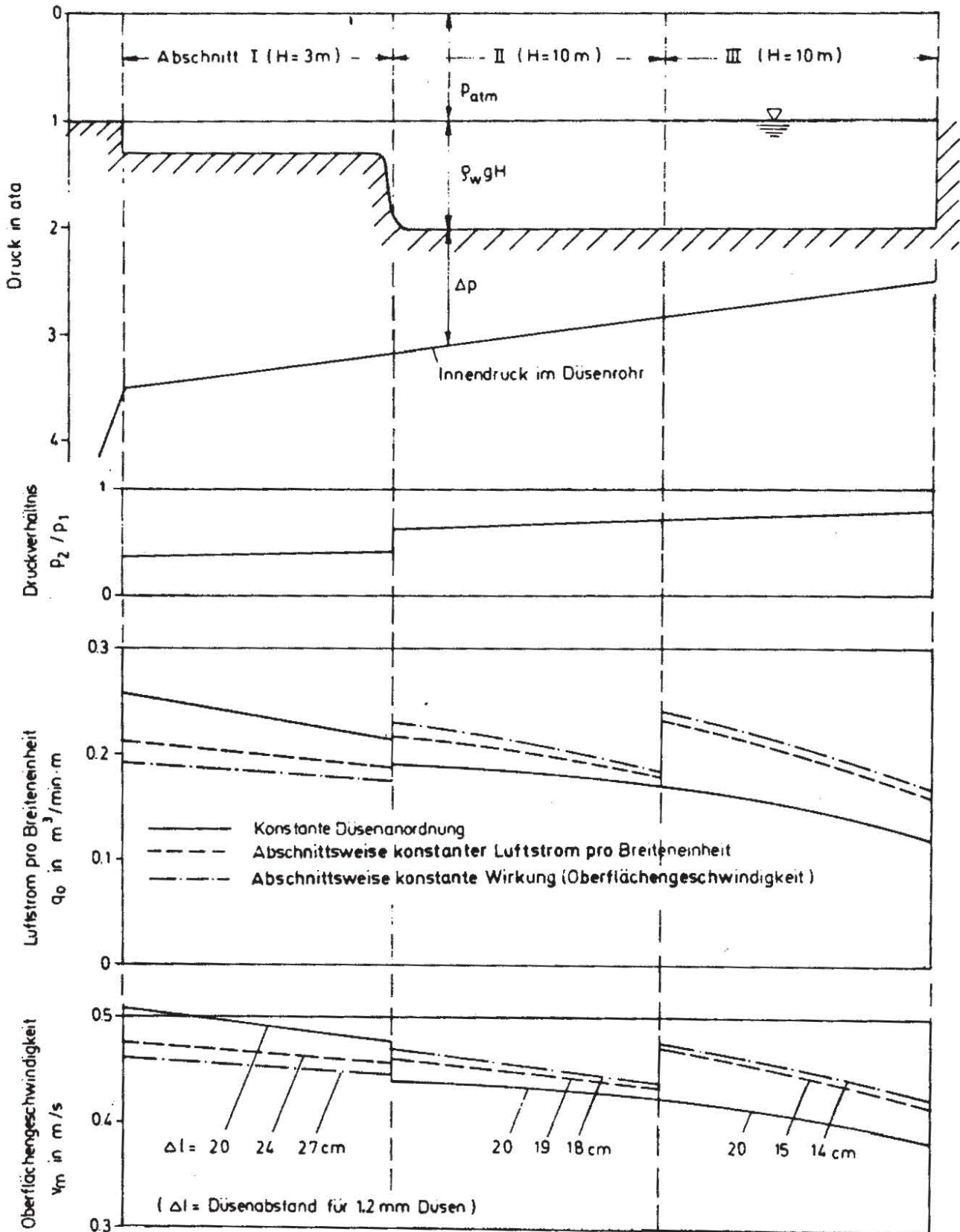


BILD 6.4: ZAHLENBEISPIEL ZUR AUSLEGUNG EINER LUFTSCHLEIERANLAGE



und demnach als Gesamt-Düsenzahl für die Sperre

$$\frac{30}{0,04} = 750$$

Bei einer Gesamtlänge von 150 m entspricht dies einem mittleren Düsenabstand von 20 cm (5 Düsen pro lfd. m). Legt man diese konstante Verteilung der Düsen zugrunde, so ergibt sich über die Länge der Sperre wegen der sich ändernden Druckverhältnisse eine unterschiedliche Luftabgabe und eine unterschiedliche Sperrwirkung. Die tatsächliche Luftabgabe ergibt sich mit den jeweiligen örtlichen Druckverhältnissen nach Bild 6.3, und die Sperrwirkung errechnet sich aus dem Luftstrom und der Wassertiefe aus Gl. (5.15). Die Ergebnisse sind in Bild (6.4) dargestellt.

(2) Konstanter Luftstrom pro Breitereinheit

Bei gleichmäßiger Verteilung des Luftstroms auf die Länge der Sperre ergibt sich als Luftstrom pro Breitereinheit

$$q_0 = \frac{30}{150} = 0,20 \text{ Nm}^3/\text{min}\cdot\text{m}$$

Berechnet man die Druckverhältnisse in drei Abschnitten von jeweils 50 m Breite, so ergeben sich folgende Werte:

Abschnitt I:

$$\text{Mittleres Druckverhältnis } \frac{p_2}{p_1} = 0.4$$

$$\text{Durchsatz pro 1,2 mm-Düse nach Bild (6.2) } = 0.0486 \text{ m}^3/\text{min}$$

$$\text{Düsenabstand für vorgegebenen Luftstrom pro lfd. m } = 0.243 \text{ m (4.11 Düsen/m)}$$

Abschnitt II:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2}{3} ; \text{ Durchsatz } = 0.0378 \text{ m}^3/\text{min} ; \text{ Düsenabstand } = 0.189 \text{ m (5.29 Düsen/m)}$$

Abschnitt III:

$$\frac{p_2}{p_1} = 0.75 ; \text{ Durchsatz } = 0.0295 \frac{\text{m}^3}{\text{min}} \quad \text{Düsenabstand } = 0.153 \text{ m (6.8 Düsen/m)}$$

Strenggenommen müßte für den Druckabfall innerhalb der Teilstrecken nun nochmals ein Ausgleich vorgenommen werden. Einer sehr differenzierten Aufteilung der Düsenanordnung steht in der Praxis jedoch stets ein entsprechender Mehraufwand an Herstellungskosten gegenüber.

(3) Konstante Wirkung der Sperre

Für eine gleichmäßige Sperrwirkung ergeben sich unterschiedliche Luftströme für unterschiedliche Wassertiefen. Aus Gl. (5.15) ergibt sich im vorliegenden Fall





ÖLSPERREN

41	1957	SCHLEUSE RUDEBERG / D	MV	17	16	Q5 Q7 1,0 2,0	0,25 0,50 1,00 2,00	0 bis 89	K	4	1	0,08 bis 1,36	0,035 0,09 0,155 0,335	1,0 bis 6,5	3,8 bis 6,2	72
42	1959	VERSUCHSANSTALT POTZDAM / D	MV	3	-	5 bis 10	0,05 bis 0,15	20 bis 7	-	-	-	-	-	0,6	74	
43	1959	STEINBRUCHTEICH BEI BAUTZEN / D	MV	9	50	5	0,05	180	-	-	-	4,5	0,5	2,3	30	74
44	1962	STANLOW OIL DOCK No 3 MANCHESTER / GB	A	49	38	3,2	0,38	133	K	312	3,02	8,6	0,072	9,7	-	78
45	1962	SUD AFRIKA	A	343	18,2	0,79	0,3	122	K	2,12	3,63	11,9	0,098	9,5	-	78
46	1963	MAFEN LAVERA / F	A	128	61,2	0,8	0,25	912	K	10,3	5	91,7	0,4	12,0	-	82,87
47	1964	OLHAFEN LE HAVRE / F	A	150	61,2	0,8	0,165	900	K	23,6	4	83	0,95	11,0	-	82,87
48	1965	ÖLHAFEN BRUNSBUTTELKOOG / D	A	218	-	0,8	0,25	900	2K	2 x 7,1	4	97	0,38	12,8	-	84,83
49	1966	MAFEN O. KRAFTWERK WESTFALEN / D	A	70	-	0,65	0,25	280	1K	3,24	4	21	-	3,75	-	85,86

DETONATIONSWELLENDAMPFUNG

50	1954	MAGARAKRAFTWERK ADAM BECK 2 / USA	A	-	78	-	0,008	170/m	1K	10,6	6,33	870	-	-	-	85,66
----	------	-----------------------------------	---	---	----	---	-------	-------	----	------	------	-----	---	---	---	-------

SALZWASSERRÜCKHALT

51	1960	MAASSLUIS / NL	MV	2 x 60	81	1	0,10	1000	SK	28	1	28	0,28	-	5,6	99
52	1964	KORNWERDERSAND / NL	MV	14	50	1	0,07	100/m	SK	40	1	40	0,079	5,0	5,0	98
53	1964	Z. OLHAFEN IN ROTTERDAM / NL	MV	250	102	3,1	0,01	150/m	-	SK	5 x 40	28	-	11,5	11,5	99,106
54	1964	ZUIDERSLUIS IJMUIDEN / NL	MV	18	50	1	0,007	100/m	SK	40	1	40	2,2	0,022	7,5	96,88
55	1964	MIDDENSLUIS IJMUIDEN / NL	MV	25	50	1	0,007	100/m	SK	40	1	40	1,0	10,0	10,0	96,98
56	1969	VERSUCHSANSTALT WB U SB BERLIN / D	MV	1	-	0,5 1,0 2,0 5,0	0,02 0,10 0,20 0,50	10 <sup>3</sup>	K	1	1	0,42 <sup>8</sup>	0,42	2,0	4,3	108,108

ABFLUSSMESSUNG

57	1961	KANAL NEWINOMYSKER / SU	MV	49	19	2	2	25	K	Q3	6	1,6	0,20	0,072	3,5	35	110
58	1963	TM STUTTGART / D	MV	178	-	12	-	-	P	-	8	-	-	1,0	1,0	111	
59	1968	GRABEN BEI KARLSRUHE / D	A	-	-	-	-	-	P	-	-	-	-	1,0	1,0	113	
60	1968	BUDAPEST / H	MV	0,38	6	0,5	0,015	8	K	-	-	-	-	-	0,08	112	
61	1968	KANAL TISZALOK / H	MV	84	-	2	0,083	113	P	-	-	-	-	-	0,38	-	

KÜHLWASSERKREISLAUF

62	1969	WARSAU / PL	MV	-	10	0,5 1,0	0,005 0,010	-	K	-	-	-	0,0001	-	-	122
----	------	-------------	----	---	----	------------	----------------	---	---	---	---	---	--------	---	---	-----

ABKÜRZUNGEN: FÜR DIE LÄNDER: INTERNATIONALE KRAFTFAHRZEUGKENNZEICHEN, FÜR DIE ANWENDUNGSART: A=AUSFÜHRUNG, NV = NATURVERSUCH, MV = MODELLVERSUCH, FÜR DIE LUFTVERSÖRGERUNG: K=KOMPRESSOR, P= PRESSLUFTFLASCHE, W=WERKLEITUNG

ANMERKUNGEN: ALS ZEITANGABE IST, WENN MÖGLICH, DAS JAHR DER ERSTANWENDUNG, SONST DER VERÖFFENTLICHUNG GENANNT, WERTE FÜR LUFTVERBRAUCH UND -DRUCK UNSICHER, DA MEIST UNKLARE ANGABEN. ZUSAMMENGEHÖRENDE ZAHLEN SIND UNTERSTRICHEN

BILD 6.5: TECHNISCHE ANGABEN ÜBER BESTEHENDE LUFTSCHLEIERANLAGEN  
TABELLE AUS [61]

für ( $v_{m(H=3m)} = v_{m(H=10m)}$ )

$$1.38 \sqrt[3]{9q_{0(H=3m)}} = 1.32 \sqrt[3]{9q_{0(H=10m)}} \quad \therefore q_{0(H=10m)} = 1.14 q_{0(H=3m)}$$

Für die vorgegebenen Verhältnisse ergibt dies

$$q_{0(H=3m)} = 0.184 \text{ m}^2/\text{min}$$

$$q_{0(H=10m)} = 0.208 \text{ m}^2/\text{min}$$

Abschnittsweise Bemessung im Sinne von (2) liefert

Abschnitt I: 1,2 mm Düsen; Abstand = 0.265 m (3.77 Düsen/m)

Abschnitt II: 1,2 mm Düsen; Abstand = 0.187 m (5.355 Düsen/m)

Abschnitt III: 1,2 mm Düsen; Abstand = 0.141 m (7.07 Düsen/m)

Hieraus wird ersichtlich, daß sich die Bedingungen für eine konstant bleibende Sperrwirkung und für konstanten Luftstrom nur unwesentlich unterscheiden. In vielen Fällen wird es daher genügen, der einfacheren Bedingung konstanten Luftstroms Genüge zu tun.

## 6.6 Übersicht über bestehende Anlagen

In Bild (6.5) ist eine Tabelle bestehender Luftschleieranlagen wiedergegeben, die Mäder 1971 zusammengestellt hat [61]. Die Aufstellung enthält Angaben über Naturanlagen und Modellversuche, getrennt nach Anwendungsart und jeweils in chronologischer Reihenfolge. Wegen unzureichender Information über den Luftverbrauch der einzelnen Anlagen enthält die Tabelle einige Lücken und unsichere Angaben, und sie ist insofern nicht aussagekräftig, als sie keinen Hinweis darauf gibt, ob die jeweilige Anlage ihrem Verwendungszweck gerecht wurde, ob sie überbemessen war oder ob sie versagte. Dennoch vermittelt diese Zusammenstellung einen guten Überblick über die technischen Daten bestehender Anlagen.



## 7. PRESSLUFT - ÖLSPERREN

### 7.1 Zweck und Funktionsprinzip

Der Transport von Mineralöl auf dem Seewege stellt eine permanente Verschmutzungsgefahr für die Gewässer dar. Die Auswirkungen eines Ölunfalls auf die Wasserqualität bezüglich Fischereiwesen, Erholung oder Trinkwasserversorgung können

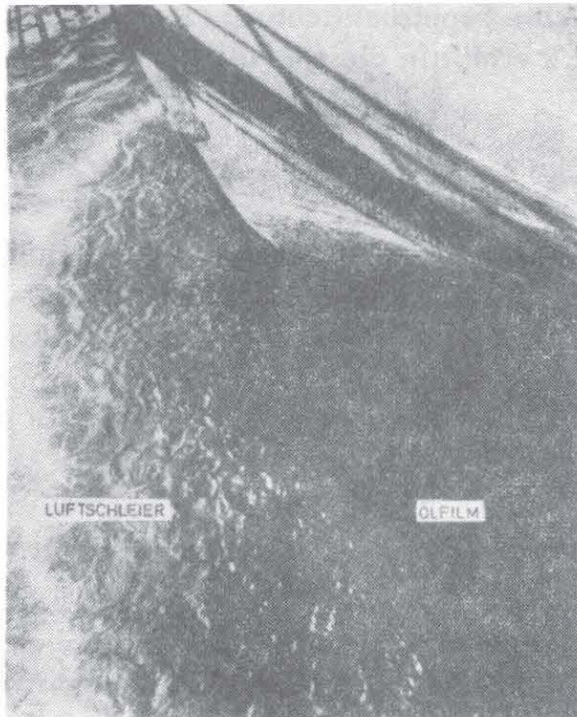
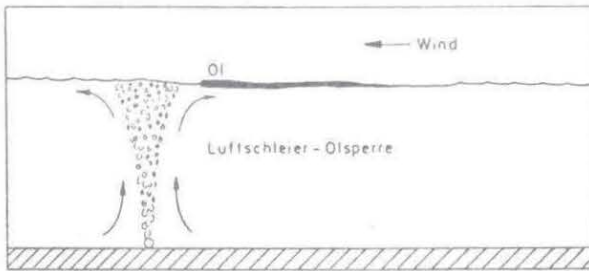


BILD 7.1: FUNKTION EINER PRESSLUFT-ÖLSPERRE

verheerend sein; es ist daher von großer Wichtigkeit, Ölverschmutzungen zu lokalisieren und dafür Sorge zu tragen, daß die Tendenz von Mineralölen, sich auf der Wasseroberfläche sehr rasch auszubreiten, wirkungsvoll bekämpft wird. Zu diesem Zweck werden in Ölhäfen oder an sonstigen gefährdeten Stellen mechanische oder pneumatische Ölsperren verwendet. Mechanische Ölsperren bestehen aus schwimmenden Tauchwänden verschiedener Geometrien und Materialien, die den Sperrquerschnitt im Bedarfsfall abschließen. Pneumatische Ölsperren hingegen bestehen aus einer üblicherweise an der Gewässersohle verlegten Luftschleieranlage; die Sperrwirkung beruht darauf, daß an der Wasseroberfläche eine Strömung erzeugt wird, die dem sich ausbreitenden Ölfilm entgegenwirkt und ihn daran hindert, über den Luftschleier-Querschnitt hinweg 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.

### 7.2 Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld

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 des geringen spezifischen Gewichts ( $\rho_{m,g}$ ) des Öls liegt die Oberfläche einer

Ölschicht der Dicke  $D$  um das Maß  $\delta$  höher als der Wasserspiegel, wobei (siehe Bild 7.2) gilt

$$D \rho_m g = (D - \delta) \rho_w g \quad \therefore \delta = D \left( \frac{\rho_w - \rho_m}{\rho_w} \right) \quad (7.1)$$

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

$$\frac{\rho_m g D^2}{2} - \frac{\rho_w g (D - \delta)^2}{2} = \frac{\rho_m g D^2}{2} \left( 1 - \frac{\rho_m}{\rho_w} \right) = \sigma_{ML} + \sigma_{MW} \equiv \sigma_M \quad (7.2)$$

und die Gleichgewichts-Schichtdicke in ruhendem Wasser ergibt sich zu

$$D_0 = \sqrt{\frac{2 \sigma_M}{\rho_m g} \left( \frac{\rho_w}{\rho_w - \rho_m} \right)} \quad (7.3)$$

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 7.2 ergibt in diesem Fall

$$\frac{\rho_w}{2} v_s^2 (D - \delta) + \frac{\rho_w g}{2} (D - \delta)^2 = \frac{\rho_m g}{2} D^2 - \sigma_M \quad (7.4)$$

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. (7.4) ergibt sich mit

$$v_s = \sqrt{g D \left[ 1 - \frac{\rho_m}{\rho_w} - \frac{2 \sigma_M}{\rho_m g D^2} \right]} \quad (7.5)$$

ein Ausdruck für die erforderliche Oberflächengeschwindigkeit zur Zurückhaltung einer Ölschicht der Dicke  $D$  mit spezifischem Gewicht ( $\rho_m g$ ) 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 das spezifische Gewicht verschiedener Mineralöle stark unterschiedlich ist, bewegen sich die Oberflächenspannungen stets in derselben Größenordnung: nach Stehr [63] 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 Mittelwert für alle Mineralöle angesetzt werden. In Bild 7.2 ist die erforderliche Oberflächengeschwindigkeit  $v_s$  für eine Ölsperre nach Gl. (7.5) in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $D$  und dem spezifischen Gewicht ( $\rho_m g$ ) des zurückzuhaltenden Ölfilms dargestellt.



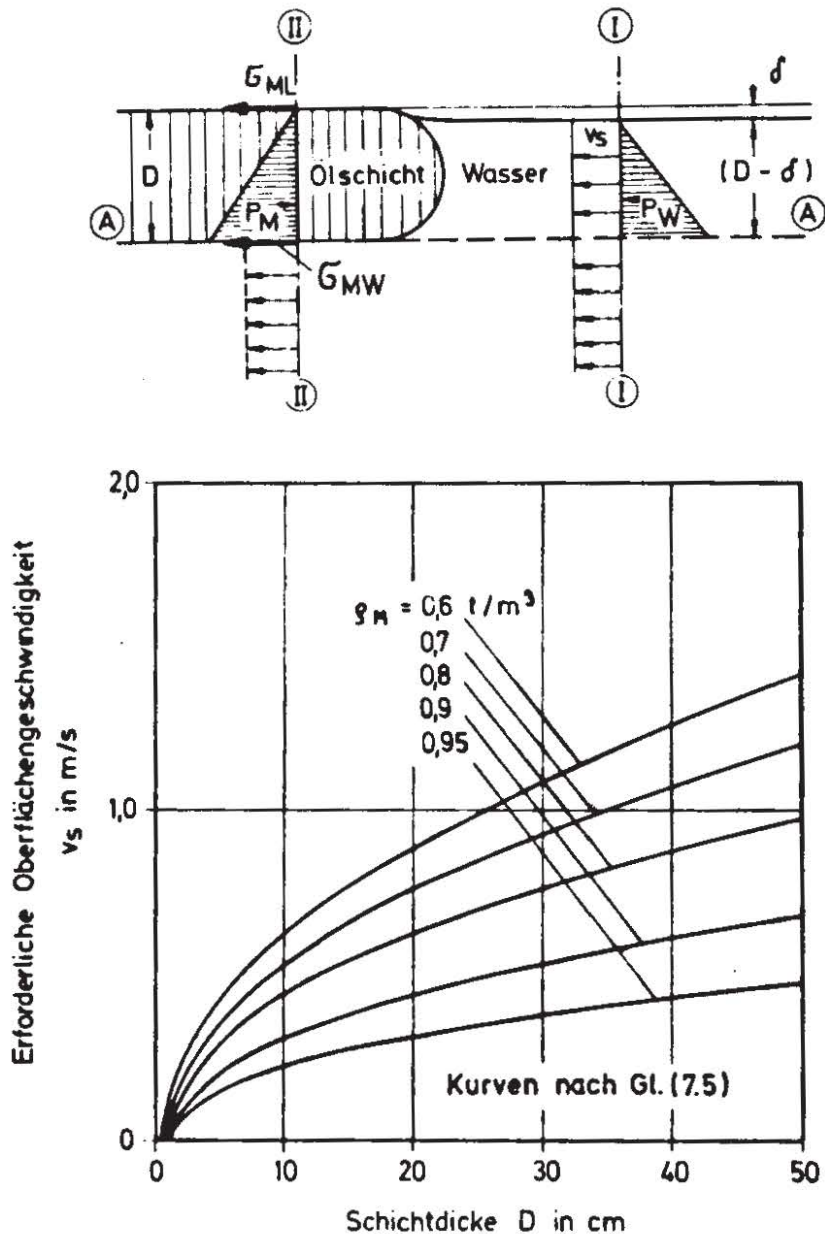


BILD 72: ERFORDERLICHE OBERFLÄCHENGESCHWINDIGKEITEN FÜR PRESSLUFT-ÖLSPERREN

### 7.3 Bemessung

Mit Hilfe der in Kap. 5 dargelegten Beziehung für die maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  lassen sich 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 7.2 liefert für diese Schichtdicke und das spezifische Gewicht ( $\rho_m g$ ) 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. (5.15) einen zeitlichen Mittelwert dar, der beträchtlichen Schwankungen unterwor-

fen sein kann: die der Bemessung zugrunde gelegte Maximalgeschwindigkeit  $v_m$  muß daher um einen Sicherheitsfaktor  $\varepsilon$  höher liegen als die erforderliche Sperrgeschwindigkeit  $v_s$ .

$$v_m = \varepsilon \cdot v_s \quad ; \quad \varepsilon > 1.0 \quad (\text{z.B. } 1.5) \quad (7.6)$$

Bedenkt man, daß im praktischen Betrieb außerdem eventuell einzelne Düsen verstopft sein können, so erscheint der von Stehr [63] vorgeschlagene Wert ( $\varepsilon = 1.5$ ) als angebracht.

Nicht berücksichtigt in diesem Beiwert ist der Einfluß eines Winddrifts auf den Ölfilm, der unter Umständen eine erhöhte Sperrgeschwindigkeit erfordert. Nach [69] hat sich aus Labor- und Naturmessungen gezeigt, daß der auf die Windgeschwindigkeit bezogene Winddrift eines Ölfilms 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.

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. Der Einfluß einer Querströmung läßt sich mit Hilfe von Gl. (5.19) abschätzen.

Nach der Wahl angemessener Sicherheitszuschläge liegt die für die Auslegung maßgebende maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  fest. Hiermit und mit dem aus Bild (4.17) 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 die Gesamtluftmenge 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 in Kap. 6 dargestellten Überlegungen erfolgen.

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

1. Ermittlung der erforderlichen Sperrgeschwindigkeit  $v_s$  (Bild 7.2)
2. Festlegung von Sicherheitszuschlägen
3. Bestimmung des erforderlichen Luftstroms  $q_0$  aus der maximalen Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  und der Wassertiefe  $H$  (Bild 4.17)
4. Wahl der Anlage (Kompressor, Düsenleitung, Düsendurchmesser, -abstand)

Diese Schritte sind in Bild (7.3) in Nomogrammform dargestellt.



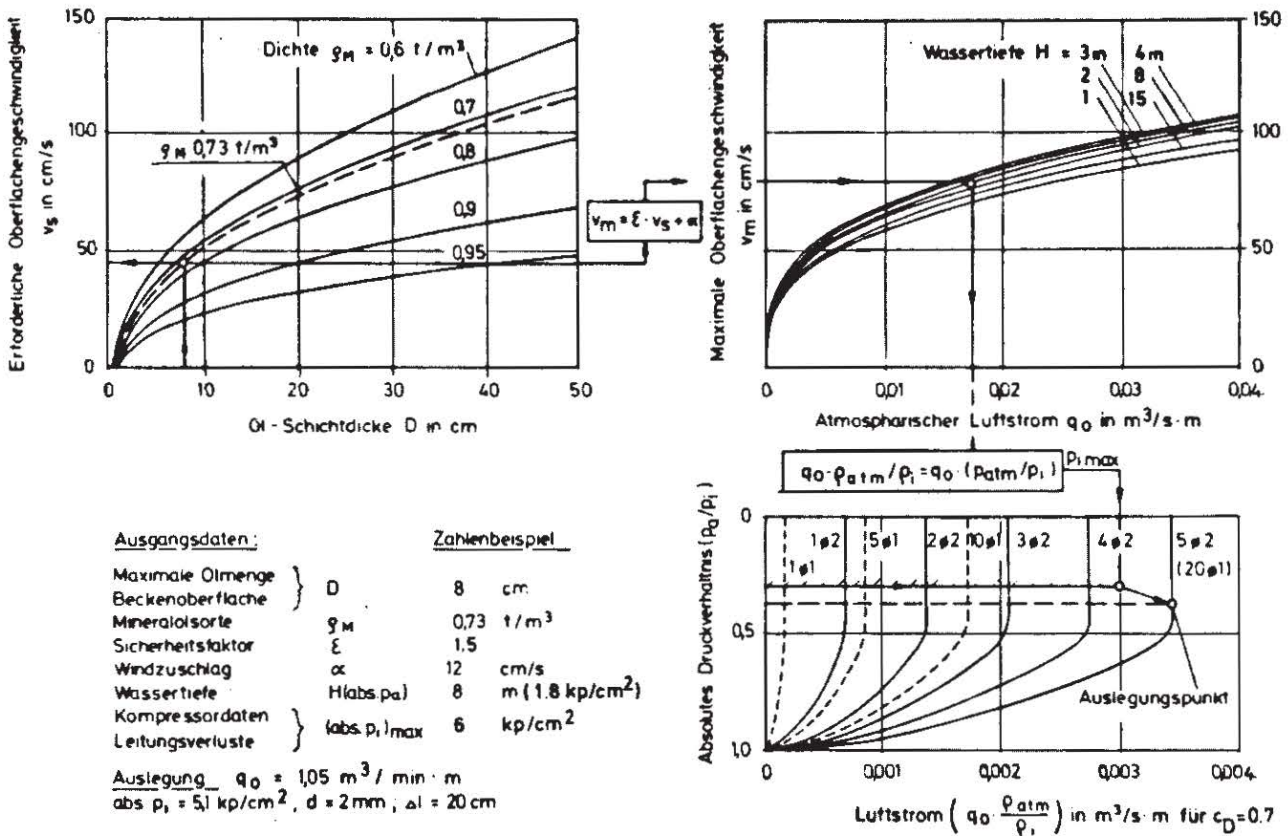


BILD 7.3: NOMOGRAPHM ZUR AUSLEGUNG VON PRESSLUFT - ÖLSPERREN

91

### 7.4 Zahlenbeispiel

Ein Ölhafen soll an seiner Einfahrt durch eine Preßluft-Ölsperre abgesichert werden. In dem Hafen werden Mineralöle aller Sorten umgeschlagen. Die Sperre ist so zu bemessen, daß im Falle des völligen Leerlaufes eines 1 250 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 spezifischen Dichte; dies sei hier Benzin mit 0,73 t/m<sup>3</sup>. Hiermit ergibt sich bei gleichmäßiger Verteilung des Öls auf die gesamte Beckenoberfläche die Bemessungsschichtdicke D als Quotient aus Ölvolumen und Beckenoberfläche

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

Für diese Werte ist nach Bild 7.2

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

(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 Preßluft-Ölsperre zu

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

(3) Bestimmung des erforderlichen Luftstroms:

Für die Wassertiefe  $H = 8 \text{ m}$  liefert Bild 4.17

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{g q_0}} = 1,44$$

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

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

(4) Wahl der Anlage:

Die vorgesehene Kompressoranlage liefere  $42 \text{ Nm}^3/\text{min}$  bei einem Druck von  $7 \text{ kp/cm}^2$  über Atmosphärendruck; die örtlichen Gegebenheiten seien so, daß im vorgesehenen Leitungssystem etwa  $2 \text{ kp/cm}^2$  Druckverluste auftreten. Somit sind die Druckverhältnisse charakterisiert durch die Absolutwerte für

$$\text{Innendruck } p_i \leq 5 + 1 = 6 \text{ kp/cm}^2$$

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

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

Wählt man Düsen mit einem Durchmesser von  $d = 2 \text{ mm}$  und einem Durchflußbeiwert  $c_D = 0,7$ , so ergibt sich die geringste Anzahl von Düsen pro Längeneinheit für den maximalen Innendruck nach Gl. (6.6) mit  $\eta = 1/\Delta L$ :

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

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. (6.6) wiederum ein geringerer Innendruck im Rohr ( $4,1 \text{ kp/cm}^2$  über Atmosphärendruck), so daß die vom Kompressor gelieferte Luftmenge in jedem Fall abgeführt werden kann. Vergleichsweise ergäbe sich für einen Düsendurchmesser  $d = 1 \text{ mm}$  eine Düsenzahl pro lfd. m von 17; in diesem Fall würden am günstigsten zwei parallele Düsenrohre mit jeweiligem Düsenabstand von 10 cm (bei einem zulässigen Höchstabstand von 11,8 cm) angeordnet.



## 7.5 Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung

Bei Ölunfällen ist eine sofortige Absperrung der Unfallzone oberstes Gebot, um die Ausbreitung des auslaufenden Öls auf die kleinstmögliche Oberfläche zu beschränken. Da sich Öl sehr schnell ausbreitet, hängt die Wirksamkeit einer Ölsperre ganz wesentlich davon ab, wie schnell die Anlage betriebsbereit ist. Hier weist die pneumatische Ölsperre erhebliche Vorteile gegenüber mechanischen Sperren auf: sie ist an Ort und Stelle installiert und kann durch einfachen "Knopfdruck" jederzeit innerhalb von Sekunden in Betrieb genommen werden, ohne irgendwelches Bedienungspersonal zu erfordern. Demgegenüber müssen mechanische Sperren bei Bedarf erst zu Wasser gebracht und an Ort und Stelle gezogen werden, was sowohl Personal als auch Zeit erfordert. Während ihres Einsatzes können Boote oder Schiffe mechanische Sperren nicht überqueren, was bei Preßluft-Ölsperren auch im Betrieb ohne weiteres möglich ist.

Gegen auftretende Wasserströmungen sind beide Arten von Sperren gleichermaßen anfällig: eine Sperrwirkung kann nur bei relativ geringen Strömungsgeschwindigkeiten aufrecht erhalten werden.

Während die meisten mechanischen Sperren brennbare Materialien enthalten und deshalb gefährdet sind, wenn das Öl in Brand gerät, wird die Wirkung der Preßluft-Ölsperre hierdurch in keiner Weise beeinträchtigt.

Der Hauptnachteil pneumatischer Ölsperren besteht darin, daß Beschädigungen der Düsenrohre durch die Schifffahrt infolge Ankerwurf relativ häufig vorkommen und so unverhältnismäßig hohe Reparatur- und Instandhaltungskosten verursacht werden. Bei Anlagen mit Uferböschungen muß außerdem beachtet werden, daß die Wirkung der Sperre bei sehr kleinen Wassertiefen stark abnimmt und deshalb in der Regel die ufernahen Böschungsbereiche auf andere Art abgesperrt werden müssen (z.B. Spundwand).

Insgesamt gesehen weist die Druckluftölsperre genügend Vorteile gegenüber mechanischen Anlagen auf, die es gerechtfertigt erscheinen lassen, Preßluftanlagen bevorzugt einzusetzen für stationäre Anlagen in Hafenbecken, Docks, Kanälen oder ähnlichen Gebieten, wo Ölverschmutzungen relativ häufig zu erwarten sind. Sie sind ebenfalls geeignet (im Bedarfsfall eventuell mit Hilfe transportabler Anlagen), solche Gebiete abzuschirmen, in die Öl unter keinen Umständen eindringen darf, wie beispielsweise Erholungsgebiete, Badestrände, Austernbänke oder Trinkwasserschöpfstationen.



## 8. ANLAGEN ZUR EISFREIHALTUNG

### 8.1 Zweck und Funktionsprinzip

In den Wintermonaten ist es in vielen Fällen geboten, wasserbauliche Anlagen eisfrei zu halten, da infolge Vereisung sowohl erhebliche Kräfte auftreten können, die eine Gefährdung des Bauwerks darstellen, als auch die Funktionssicherheit beweglicher Anlagen durch Vereisung stark herabgesetzt wird. Zum Schutz von Pieren, Brückenpfeilern und dergleichen sowie zur Gewährung eines reibungslosen Betriebs von Schleusen, Hebewerken oder Wehren werden daher in nördlichen Ländern derartige Bauwerke mit besonderen Vorrichtungen versehen, die sie vor dem Einfrieren schützen sollen. So werden Wehr- und Schleusenanlagen vor allem an den kritischen Punkten (Dichtungen, Gelenke) entweder mit Heizanlagen versehen oder durch den Einsatz von Luftschleieranlagen eisfrei gehalten.

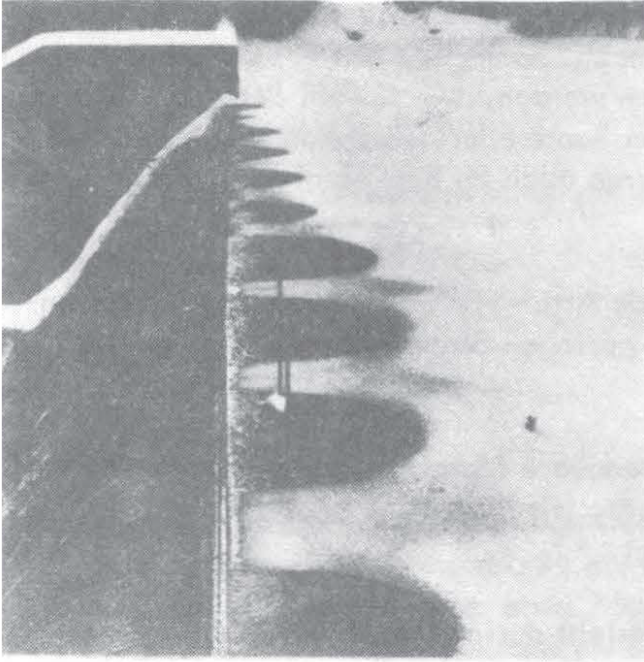


BILD 8.1: EISFREIHALTUNG DURCH LUFTBLASENSCHLEIER am Wehr eines Staubeckens zur Trinkwasserversorgung in Durham, New Hampshire, USA

Die Tatsache, daß ein Luftblasenschleier Eisbildung an der Wasseroberfläche verhindern kann, beruht je nach Art des Gewässers, in dem er zum Einsatz kommt, auf einem von drei durchaus unterschiedlichen Effekten.

Die Tatsache, daß ein Luftblasenschleier Eisbildung an der Wasseroberfläche verhindern kann, beruht je nach Art des Gewässers, in dem er zum Einsatz kommt, auf einem von drei durchaus unterschiedlichen Effekten.

In stehenden Gewässern mit Süßwasser bildet sich bei einer Abkühlung des Wasserkörpers eine stabile Dichteschichtung aus, bevor die Oberfläche zu gefrieren beginnt. Natürliche Gewässer zeigen im Winter eine Temperaturverteilung, die von einer Maximaltemperatur in Bodennähe (die höchstens  $+4^{\circ}\text{C}$  und je nach den Gegebenheiten des Wärmehaushalts auch weniger betragen kann) bis auf  $0^{\circ}\text{C}$  an der Eisdecke abnimmt (siehe Bild 8.2). In solchen dichtegeschichteten Gewässern beruht die eisfreihaltende Wirkung des Luftschleiers darauf, daß der Luftschleier die bodennahen wärmeren Wasserschichten an die Oberfläche transportiert und dieser somit Wärme zuführt, die örtlich Gefriererscheinungen verhindern oder vorhandene Eisdecken auftauen kann. Der vom Luftschleier erfaßte Rezirkulationsbereich erstreckt sich hierbei nicht nur auf die nähere Umgebung bis zu Entfernungen von einigen Wassertiefen, wie dies im homogenen Medium der Fall ist, sondern auf den gesamten Wasserkörper, weil die stabile Dichteschichtung dahingehend wirkt, Bewegungen auf horizontale Ebenen zu beschränken und demgemäß Strömungen in der Horizontalen im Vergleich zur Vertikalen zu verstärken. Demgemäß steht die Wärmereserve des gesamten Wasserkörpers zur Eisfreihaltung zur Verfügung. In dem Maße, in dem die Wärmereserven aufgebraucht und die Dichtegradienten abgebaut werden, geht der Einflußbereich der Luftschleieranlage zurück, bis schließlich der gesamte Wasserkörper auf  $0^{\circ}\text{C}$  abgekühlt ist und die Rezirkulationszone auf eine Ausdehnung von einigen Wassertiefen



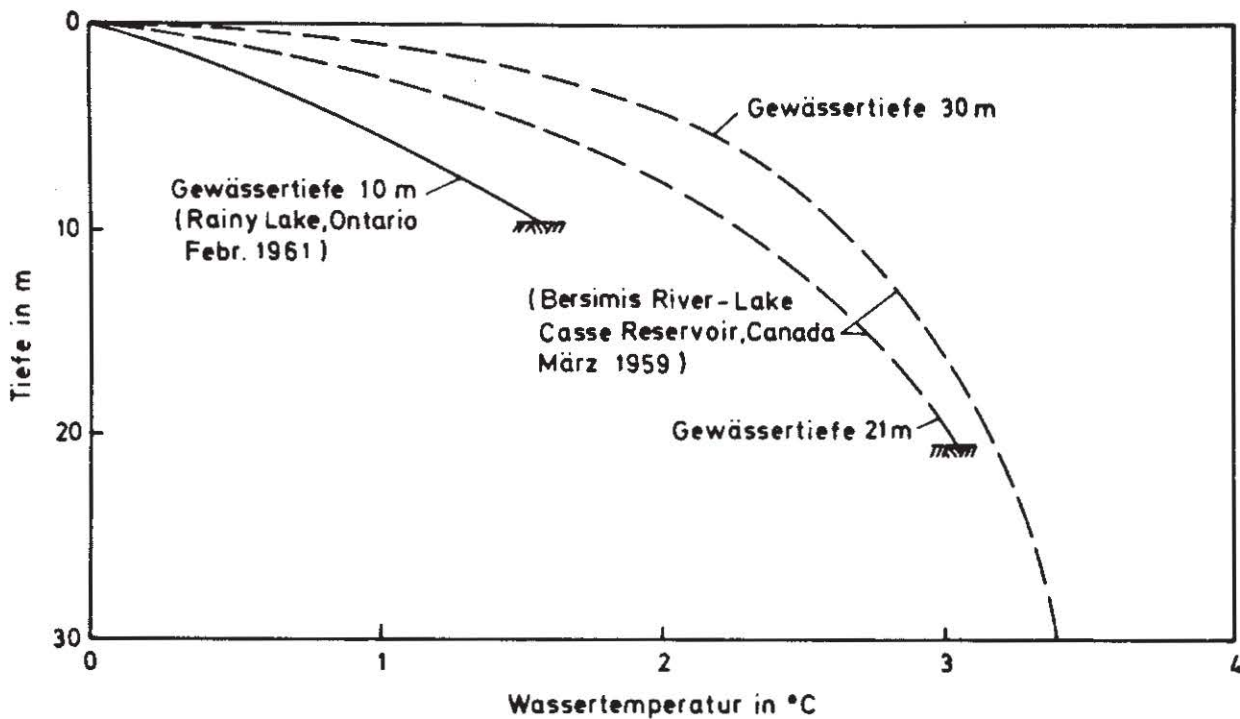


BILD 8.2: TYPISCHE TEMPERATURPROFILE EISBEDECKTER SÜSSWASSERSEEN

reduziert ist: in diesem Fall ist lediglich noch eine stark reduzierte Eisfreiheit durch den Luftschleier aufgrund der örtlichen Turbulenz an der Wasseroberfläche möglich.

In Fließgewässern bildet sich wegen der strömungsbedingten Turbulenz keine Dichteschichtung aus: wenn ein Fluß zu gefrieren beginnt, weist er im allgemeinen auch in Bodennähe Temperaturen auf, die sich höchstens um Zehntelgrade von Null unterscheiden: der oben genannte Effekt eines Wärmetransports vom Boden zur Oberfläche ist daher beim Einsatz von Luftblasenschleiern in Fließgewässern von untergeordneter Bedeutung. Daß trotzdem zahlreiche Anlagen auch in Fließgewässern mit gutem Erfolg Verwendung finden, ist damit zu erklären, daß an einer turbulenten Wasseroberfläche Eisbildung erheblich später eintritt als an einer ruhenden. Der eisfreihaltende Effekt von Luftblasenschleiern in Fließgewässern beruht also auf einer örtlichen Turbulenzerhöhung und Störung der Oberfläche in kritischen Bereichen, in denen sonst keine oder fast keine Wasserbewegung vorhanden wäre (z.B. an Wehren oder Klappen etc.).

In Salzwasser ändert sich sowohl die Gefriertemperatur als auch die Temperatur der größten Dichte erheblich mit dem Salzgehalt (siehe Bild 8.3). Für Meerwasser ergibt sich hieraus, daß die Temperatur der größten Dichte unter dem Gefrierpunkt liegt und daher die Dichte des Wassers bis zum Erreichen des Gefrierpunkts mit abnehmender Temperatur ständig zunimmt: dementsprechend stellen sich in Meerwasser keine Temperaturschichtungen wie in Bild 8.2 ein; vielmehr ist die Temperatur über die gesamte Wassertiefe etwa konstant, wenn die Oberfläche zu gefrieren beginnt. In diesen Fällen kann eine Luftschleieranlage dann wirksam werden, wenn der Salzgehalt mit der Wassertiefe zunimmt (was in vielen Mündungsgebieten von Flüssen zutrifft): das salzhaltigere Wasser wird an die Oberfläche gebracht, und mit steigendem Salzgehalt wird der Gefrierpunkt herabgesetzt. Stark unterstützt wird die Wirkung

durch das Auftreten von Tide- oder sonstigen Strömungen, die in Bodennähe wärmeres oder salzhaltiges Wasser dem Luftschleier zuführen.

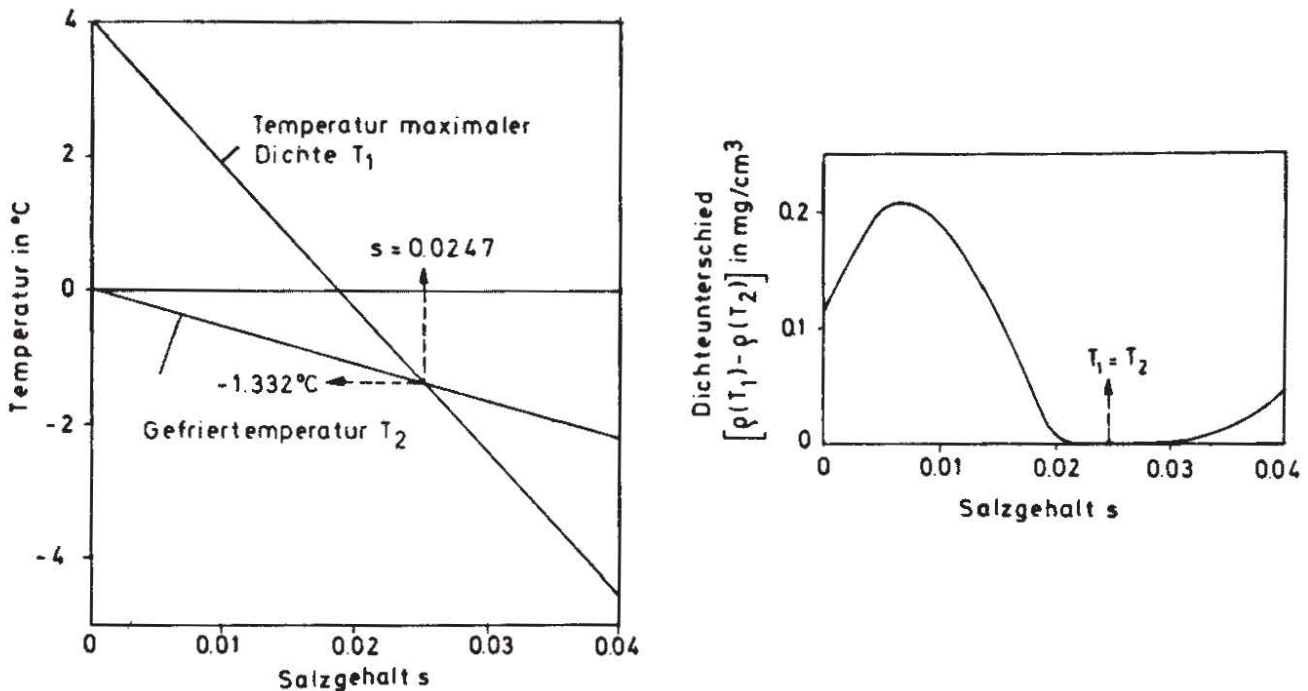


BILD 8.3: PHYSIKALISCHE EIGENSCHAFTEN VON SALZWASSER

## 8.2 Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld

Das Wärmepotential, das zur Eisfreiheit zur Verfügung steht, ergibt sich aus einer Integration der jeweiligen Temperaturdifferenz zum Gefrierpunkt über das gesamte Volumen des Wasserkörpers. Für eine grobe Abschätzung kann in erster Näherung angenommen werden, daß bei größeren Wassertiefen ( $H > 20$  m) die mittlere Temperaturdifferenz etwas über  $2^{\circ}$  C liegt und die Wärmereserve des Wasserkörpers in etwa gegeben ist durch das Produkt aus dem Wasservolumen und dieser Temperaturdifferenz. Als weitere Wärmequellen kommen die Wärmezufuhr von der Gewässersohle und die Energiezufuhr der Luftschleieranlage in Betracht, wobei der letztgenannte Anteil stets vernachlässigbar klein ist. Die Wärmeabgabe der Gewässersohle variiert mit dem Bodenmaterial und dem Temperaturgradienten; nach [74] ergeben sich für durchschnittliche Boden- und Temperaturverhältnisse größenordnungsmäßig Werte zwischen  $5 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{h}$  (im Oktober) und Null (im April).

Diesen Wärmequellen stehen Wärmeverluste an die Atmosphäre gegenüber. An einer offenen Wasseroberfläche können diese im Winter erhebliche Werte annehmen. Hierbei sind die Verluste infolge Strahlung, Verdunstung und Konvektion zu berücksichtigen: allerdings erfordern solche Berechnungen detaillierte meteorologische Daten und sind bis heute noch mit so vielen Annahmen behaftet, daß für praktische Zwecke auf empirische Formeln zurückgegriffen werden muß, in denen zahlreiche Einflüsse wie Wind oder Wassertiefe vernachlässigt werden, und die ihre Rechtfertigung lediglich aus der Tatsache ableiten, daß sie aus Temperaturangaben allein brauchbare Abschätzungen liefern. Der Bereich der Wärmeverluste nach solchen Formeln liegt





### 8.3 Bemessung

Die Bemessung einer Luftschleieranlage zur Eisfreihaltung eines stehenden Gewässers geht von der Größe der offenzuhaltenden Fläche aus. Die Größe dieser Fläche und die meteorologischen Bedingungen, auf die die Anlage ausgelegt werden soll (d.h. die Bemessungstemperatur der Atmosphäre) bestimmen den Wärmebedarf pro Zeiteinheit, der durch die Anlage gedeckt werden muß. In die aufwärts gerichtete Luftschleierströmung findet seitliche Einmischung bis zu einer Höhe von etwa  $0.8 H$  statt (siehe Kap. 4 und 5). Die Strömung bewirkt eine sofortige Durchmischung und einen örtlichen Abbau des vertikalen Dichtegradienten im Luftschleierbereich. Der Luftschleier wird demgemäß zum Teil Wasser mit der Umgebungstemperatur von außen einmischen, und zum Teil bereits abgekühltes Wasser rezirkulieren. Definiert man einen Wirkungsgrad  $p^1$  für den Wärmetransport der aufwärtsgerichteten Strömung, dann ergibt sich die zur Oberfläche transportierte Wärmemenge pro Zeiteinheit zu

$$W = \int_0^{0.8H} p \cdot \frac{dQ_w}{dz} \Delta T(z) dz \approx p \tilde{Q}_w \cdot \Delta T_{(0.4H)} \quad (8.1)$$

wobei die Näherung aus der Annahme resultiert, daß die Einmischung über die Höhe konstant und der Temperaturgradient linear angesetzt wird.

Aus einem Gleichsetzen der Wärmezufuhr durch den Luftschleier und der Wärmeabgabe an die Atmosphäre läßt sich die erforderliche Wassermenge  $\tilde{Q}_w$  errechnen; hiermit wiederum ergibt sich aus Gl. (5.10) (deren näherungsweise Gültigkeit auch in einem schwachen Dichtegradienten vorausgesetzt werden kann) der Luftstrom  $Q_0$ , der zur Erzeugung dieser Wasserströmung und damit zur Eisfreihaltung der vorgegebenen Fläche erforderlich ist.

Eine Integration der jeweiligen Temperaturdifferenz zum Gefrierpunkt über das gesamte Volumen des Wasserkörpers liefert die verfügbare Wärmereserve,

$$W_T = \iiint \Delta T(z) dx dy dz \quad (8.2)$$

und aus den Beziehungen (8.1) und (8.2) läßt sich errechnen, wie lange die Anlage wirksam bleiben kann:

$$T = \frac{W_T}{W} \quad (8.3)$$

Dieses einfache Bemessungsverfahren dürfte im allgemeinen ausreichend sein, doch ist in jedem einzelnen Fall zu überprüfen, ob die Vereinfachungen gegenüber den Ausführungen unter (8.2) zulässig sind.

---

<sup>1</sup> Der durch Gl. (8.1) definierte Wirkungsgrad  $p$  für den Wärmetransport gibt das Verhältnis des eingemischten Volumenstroms warmen Wassers mit der Umgebungstemperatur  $\Delta T(z)$  zum gesamten Einmisch-Volumenstrom wieder.



Luftschleieranlagen in Fließgewässern sind so zu dimensionieren, daß sie in dem freizuhaltenden Bereich Oberflächenströmungen in der Größenordnung von 0,6 bis 1 m/s erzeugen, da sich bei derartigen Geschwindigkeiten in Fließgewässern keine geschlossene Eisdecke mehr ausbilden kann: es bilden sich allenfalls plättchenförmige Eiskristalle, die von der Strömung abtransportiert werden.

Die Bemessung von Luftschleieranlagen zur Eisfreihaltung in Salzwasser bedarf gesonderter Betrachtung, wobei die jeweiligen Temperatur-, Salzgehalts- und Strömungsverhältnisse berücksichtigt werden müssen [77; 78; 80; 81].

#### 8.4 Zahlenbeispiel

In einem 15 m tiefen Süßwassersee mit einer etwa linearen Winter-Temperaturverteilung von 0° an der Oberfläche und 3° an der Gewässersohle soll eine Luftblasenanlage installiert werden, die bei einer Lufttemperatur von -15° C einen kreisförmigen Bereich von 30 m Durchmesser freihalten soll. Als Extrembedingung soll sichergestellt werden, daß auch bei -25° C noch ein Bereich von 20 m Durchmesser offengehalten wird. Der See hat einen Gesamtvolumen von 10<sup>6</sup> m<sup>3</sup>; der Bemessung ist eine Frostperiode von 4 Monaten zugrunde zu legen.

Mit einer spezifischen Wärmeabgabe von 17 bis 25 kcal/(m<sup>2</sup>h° C) ergibt sich als Wärmeverlust pro Zeiteinheit

$$W_1 = \frac{\pi}{4} 30^2 \cdot 15 \cdot (17 \div 25) = 180\,000 \div 265\,000 \text{ kcal/h}$$

$$W_2 = \frac{\pi}{4} 20^2 \cdot 25 \cdot (17 \div 25) = 134\,000 \div 196\,000 \text{ kcal/h}$$

Für die Auslegung ist demnach die erstgenannte Bedingung maßgebend. Aus dem Temperaturprofil folgt

$$\Delta T_{(0,4H)} \approx 1,8^\circ \text{C} \cong 1800 \text{ kcal/m}^3$$

Legt man der Bemessung einen Wirkungsgrad  $p$  für den Wärmetransport von 20% zugrunde, dann liefert Gl. (8.1) mit den oben errechneten Werten für den erforderlichen Wasservolumenstrom

$$\tilde{Q}_{\text{W erf}} = \frac{W_{\text{max}}}{p \cdot \Delta T_{(0,4H)}} = \frac{265\,000}{0,2 \cdot 1800} = 737 \frac{\text{m}^3}{\text{h}} = 0,21 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$$

Zum Transport dieser Wassermenge pro Zeiteinheit ist nach Gl. (5.10) bei der Wassertiefe von 15 m ein Luftstrom notwendig von

$$Q_0 \approx 60 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} = 0,216 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$$

Für eine Frostperiode von 4 Monaten folgt aus dem oben errechneten Wärmeverlust pro Zeiteinheit ein Gesamt-Wärmebedarf von

$$\bar{W} = 265\,000 \cdot 24 \cdot 30 \cdot 4 = 763 \cdot 10^6 \text{ kcal}$$

Demgegenüber steht eine Wärmereserve des Sees, die sich aus der Integration der Temperaturdifferenzen über das Wasservolumen ergibt und hier angenähert wiedergegeben sei durch das Produkt aus Wasservolumen und Temperaturdifferenz bei halber Wassertiefe:

$$W_T \approx V \cdot \Delta T_{(H/2)} = 10^6 \text{ m}^3 \cdot 1500 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^3} = 1.5 \cdot 10^9 \text{ kcal}$$

Aus einem Vergleich dieses Wertes mit dem Gesamt-Wärmebedarf  $\bar{W}$  wird ersichtlich, daß die Wärmereserven des Sees ohne weiteres ausreichen, um während des ganzen Winters eine Eisfreihaltung im geforderten Umfang zu gewährleisten.

### 8.5 Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung

Als Anlagen zur Eisfreihaltung sind Luftblasenschleier konkurrenzlos. Als einzige Alternative bieten sich Heizanlagen für Stahlwasserbauten an, die relativ umständlich zu installieren und teuer sind. Nach Röbbke [82] liegen die Kosten für eine Luftschleieranlage zur Eisfreihaltung in der Größenordnung von einem Viertel derjenigen für eine Heizanlage, und dies bei einer empirisch ausgelegten Anlage. Mit einer sorgfältigen Bemessung entlang den hier aufgezeigten Richtlinien und einer Optimierung der Anlage läßt sich der Wirkungsgrad zweifellos noch weiter verbessern. Nach [83] läßt sich die Wirtschaftlichkeit zudem dadurch steigern, daß die Luftschleieranlage nicht kontinuierlich eingesetzt wird, sondern lediglich zweimal täglich eingeschaltet wird, um die zwischenzeitlich gebildete dünne Eisschicht abzuschmelzen: hierdurch werden die Betriebskosten erheblich reduziert.

Während der Einsatz von Luftschleiern zur Eisfreihaltung in Süßwasser unbestritten vorteilhaft ist, haben Installationen in Salzwasser gelegentlich schon versagt. Es darf nicht übersehen werden, daß in Salzwasser wegen der andersartigen Zusammenhänge zwischen Dichte und Temperatur (Bild 8.3) die Bemessung einer Luftschleieranlage nicht so einfach erfolgen kann, wie dies hier für Süßwasserverhältnisse dargelegt wurde, sondern daß dort sowohl die veränderten physikalischen Eigenschaften des Wassers als auch Dichteunterschiede zufolge des Salzgehalts in die Betrachtung mit einbezogen werden müssen [77; 78; 80; 81].



## 9. ANLAGEN ZUR BEEINFLUSSUNG VON DICHTESTRÖMUNGEN

### 9.1 Zweck und Funktionsprinzip

Luftschleier verursachen eine starke vertikale Durchmischung des Wassers im Bereich der Anlage. Sie eignen sich deshalb besonders gut zur Beseitigung von Dichtegradienten und zur Beeinflussung von Strömungen, die durch horizontale Dichtegradienten erzeugt werden. In diesem Zusammenhang werden Luftschleier mit Erfolg gegen folgende unerwünschte Strömungserscheinungen eingesetzt:

- (1) Eindringen von Salzwasser in die Mündungsschleusen von Süßwasserkanälen. Während jedes Schleusvorgangs wird ein bestimmtes Volumen von Salz- und Süßwasser ausgetauscht. Die damit verbundene Versalzung der Inlandkanäle verursacht erhebliche Probleme bei der Trinkwasser- und Industriewasserversorgung, Bewässerung etc.. Durch den Einsatz von Luftschleiern kann der dichtebedingte Wasseraustausch während des Schleusvorgangs drastisch reduziert werden und die in die Süßwasserkanäle gelangende Salzmenge auf einen Bruchteil des ursprünglichen Wertes herabgesetzt werden.
- (2) Vordringen von Salzwasser in Estuarien und Süßwasserkanälen. Dringt Salzwasser in Süßwasserkanäle ein, dann bewegt es sich infolge seiner größeren Dichte in den bodennahen Schichten als Salzzunge landeinwärts vor. Eine vergleichbare Dichteströmung bildet sich in Estuarien mit Stratifikation aus. Durch eine Luftschleieranlage kann die Dichteschichtung beseitigt und ein weiteres Vordringen des Salzwassers verhindert oder stark reduziert werden.
- (3) Verlandung von Häfen und Brackwasserzonen im Tidebereich von Flüssen. In Mündungsgebieten von Flüssen entsteht durch die Tide eine natürliche Dichteströmung, in deren Verlauf am Boden eine Salzwasserzunge mit hohem Anteil an suspendierten Feststoffen landeinwärts vordringt, wobei sich dann in Gebieten kleiner örtlicher Wassergeschwindigkeiten wie Buchten oder Häfen Schlick absetzt. Der Schlickeintrieb in solche Zonen kann dadurch bekämpft werden, daß die salz- und feststoffhaltigen bodennahen Wasserschichten durch einen Luftschleier an die Oberfläche gebracht und dort durch die Walzenströmung in die seewärts gerichtete Hauptströmung an der Oberfläche zurücktransportiert werden.
- (4) Verhinderung von Kurzschlußströmungen aufgewärmten Kühlwassers zwischen Auslaß- und Entnahmebauwerken von Wärmekraftwerken. Luftschleier können temperaturbedingte Dichteströmungen erfolgreich unterbinden und so eine Rückströmung aufgewärmten Kühlwassers in das Entnahmebauwerk verhindern. Dies kann unter Umständen erhebliche wirtschaftliche Vorteile dadurch erbringen, daß hiermit eine Verringerung des erforderlichen Abstands zwischen Auslaß- und Entnahmebauwerk möglich wird.

Unter Umständen kann es auch geboten sein, Luftschleier an Kühlwassereinleitungen einzusetzen, um eine sofortige vollständige Durchmischung mit dem Empfängerfluid zu erreichen und somit bestimmte zulässige Höchsttemperaturen einhalten zu können. Solche Anlagen erscheinen besonders unter dem Gesichtspunkt interessant, daß die Investitionskosten gering sind und der Betrieb auf die tatsächlichen Bedarfszeiten beschränkt bleiben kann. Außerdem stellen Luftschleieranlagen ein wirksames Mittel zur künstlichen Sauerstoffanreicherung dar (siehe Kapitel 11).



## 9.2 Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld

Zum besseren Verständnis der Wechselwirkung zwischen einer Dichteströmung und einem Luftschleier seien zunächst die Strömungsvorgänge geschildert, die sich bei einer einfachen Dichteströmung ohne und mit Luftschleier beobachten lassen.

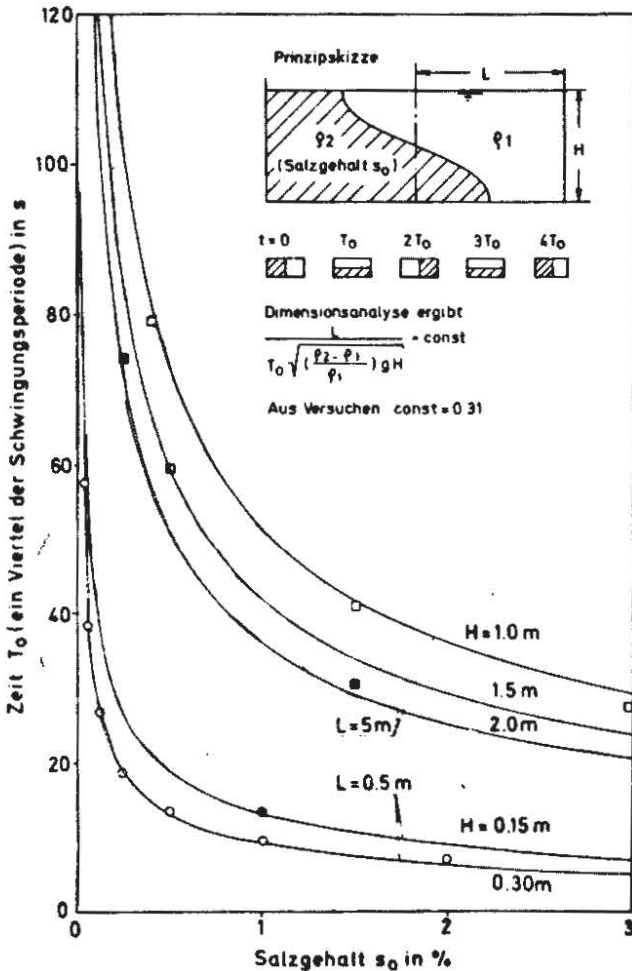
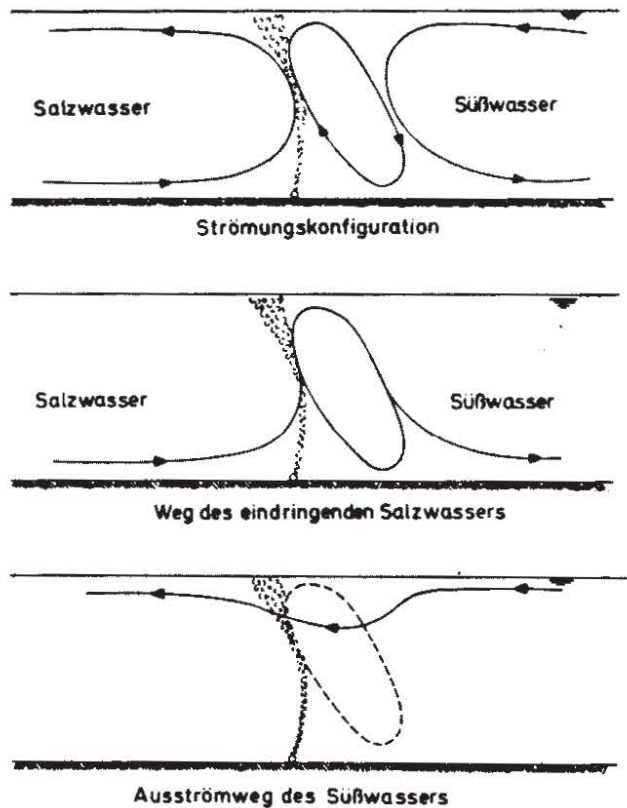


BILD 9.1: DICHTESTRÖMUNGEN IN RECHTECKBECKEN



nach Abraham [84]

BILD 9.2: BEEINFLUSSUNG EINER DICHTESTRÖMUNG DURCH EINEN LUFTSCHLEIER

Betrachtet man einen Wasserkörper, der durch eine vertikale Trennwand in zwei Hälften geteilt ist, die mit Flüssigkeit unterschiedlicher Dichte gefüllt sind (Bild 9.1), dann kann man nach plötzlichem (und reibungslosem) Entfernen der Trennwand die Ausbildung einer Dichteströmung beobachten: die linke schwerere Flüssigkeit dringt in der unteren Hälfte nach rechts vor, während die leichtere Flüssigkeit oben in die linke Hälfte einströmt. In einem unendlich ausgedehnten Wasserkörper setzt sich dieser Vorgang fort, bis sich schließlich eine horizontale Trennfläche bei stabiler Schichtung (schwere Flüssigkeit unten, leichte oben) einstellt und die Strömung abklingt. Bei Wasserkörpern endlicher Länge bildet sich eine periodisch hin- und herpendelnde Strömung aus, die durch die Viskosität gedämpft wird und schließlich zu demselben End-Ruhezustand führt.

Wird nun in diese Strömung an Stelle der Trennwand ein Luftschleier eingebracht, dann wirkt dieser (bei genügend großem Luftdurchsatz) als bewegliche Sperre: der Luftschleier induziert zu beiden Seiten eine Walzenströmung und verhindert so die direkte Ausbildung der oben geschilderten Dichteströmung. Hierbei ist zu beobachten,



daß je nach Dichteunterschied und Wassertiefe ein gewisser kritischer Luftstrom die Dichteströmung gerade noch zu unterbinden vermag: bei kleineren Durchsätzen wird der Blasenschleier sehr stark deformiert und aufgerissen, und die Dichteströmung findet fast so statt wie im ungestörten Fall. Betrachtet man die verformende horizontale Belastung des Luftschleiers durch den Dichteunterschied – eine Dreiecksbelastung infolge der Gewichts­differenz ( $\Delta \rho g$ ) –, dann ergibt sich die stärkste Belastung des Luftschleiers gerade an seiner schwächsten Stelle, nämlich direkt am Boden (siehe Bild 9.3). Es kann daher angenommen werden, daß der erforderliche kritische Luftstrom eine Funktion des Differenzdrucks ( $\Delta \rho g H$ ) am Boden ist, gleichgültig, aus welcher spezifischen Kombination von Dichteunterschied und Wassertiefe dieser Druck resultiert. Bild (9.3) zeigt die empirisch ermittelte [92] Beziehung zwischen kritischem Luftstrom und Differenzdruck am Boden. Die Meßergebnisse rechtfertigen, wie dieses Bild zeigt, die Annahme, daß zwischen diesen Größen ein eindeutiger Zusammenhang besteht.

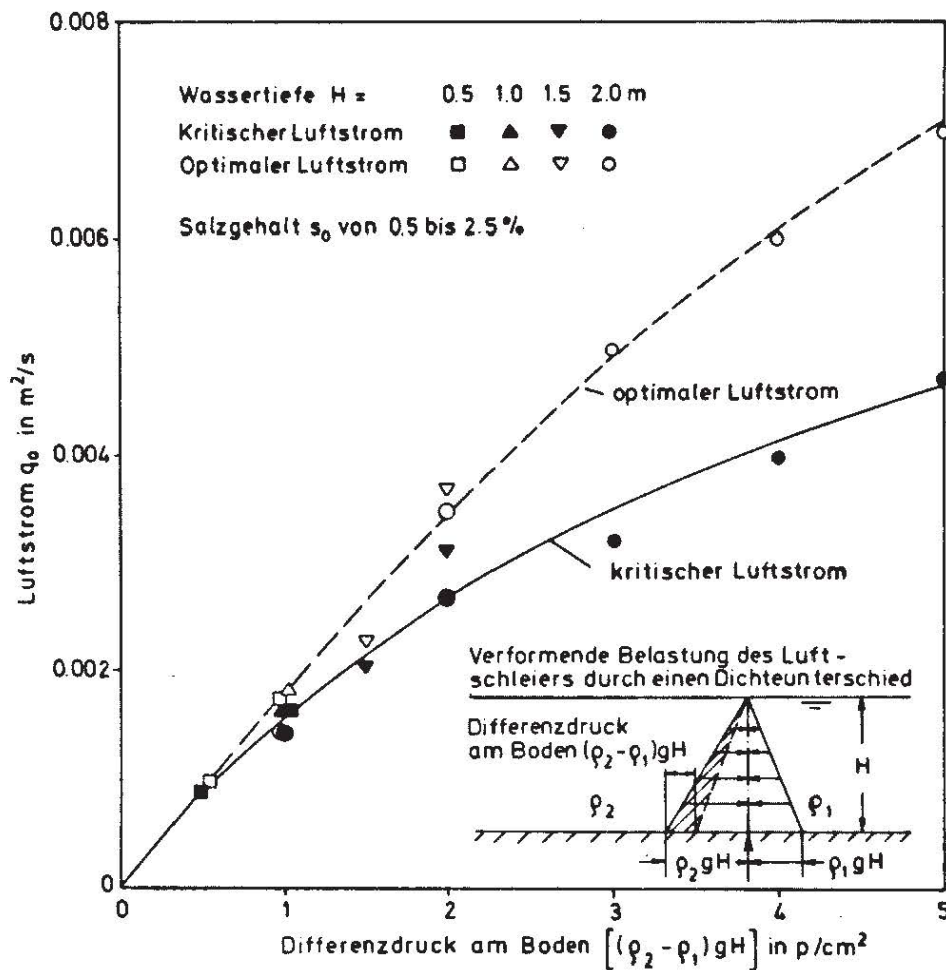


BILD 9.3: KRITISCHER LUFTSTROM IN ABHÄNGIGKEIT VOM DIFFERENZDRUCK AM BODEN

Demnach muß eine Luftschleieranlage zur Bekämpfung von Dichteströmungen mindestens auf den kritischen Luftstrom ausgelegt werden, um überhaupt wirksam zu werden. Bei einer Steigerung der Luftmenge über die kritische steigt der Wirkungsgrad der Anlage sprunghaft an, um bei sehr großen Luftmengen allmählich wieder abzunehmen (Bild 9.4). Letzteres ist auf die gesteigerte Mischwirkung des Luftschleiers bei großen Durchsätzen zurückzuführen. Die aufwärtsgerichtete Luftschleierströmung mischt zu etwa gleichen Teilen Wasser unterschiedlichen Salzgehalts  $s_1$  bzw.  $s_2$  von beiden Seiten der Sperre ein. In der Aufwärtsströmung findet intensive Durch-

mischung statt, und an der Oberfläche wird mehr oder minder vollständig durchmischtes Wasser (Salzgehalt  $(s_1+s_2)/2$ ) nach beiden Seiten abgegeben. Der so bewirkte Salzeintrag auf die Süßwasserseite ist demnach proportional zur Salzgehaltsdifferenz  $(s_1-s_2)$  und dem vom Luftschleier pro Zeiteinheit umgewälzten Wasservolumen. Da letzteres mit dem Luftdurchsatz wächst, ergibt sich eine erhöhte Durchmischung und demnach eine geringere Sperrwirkung für sehr große Luftdurchsätze.

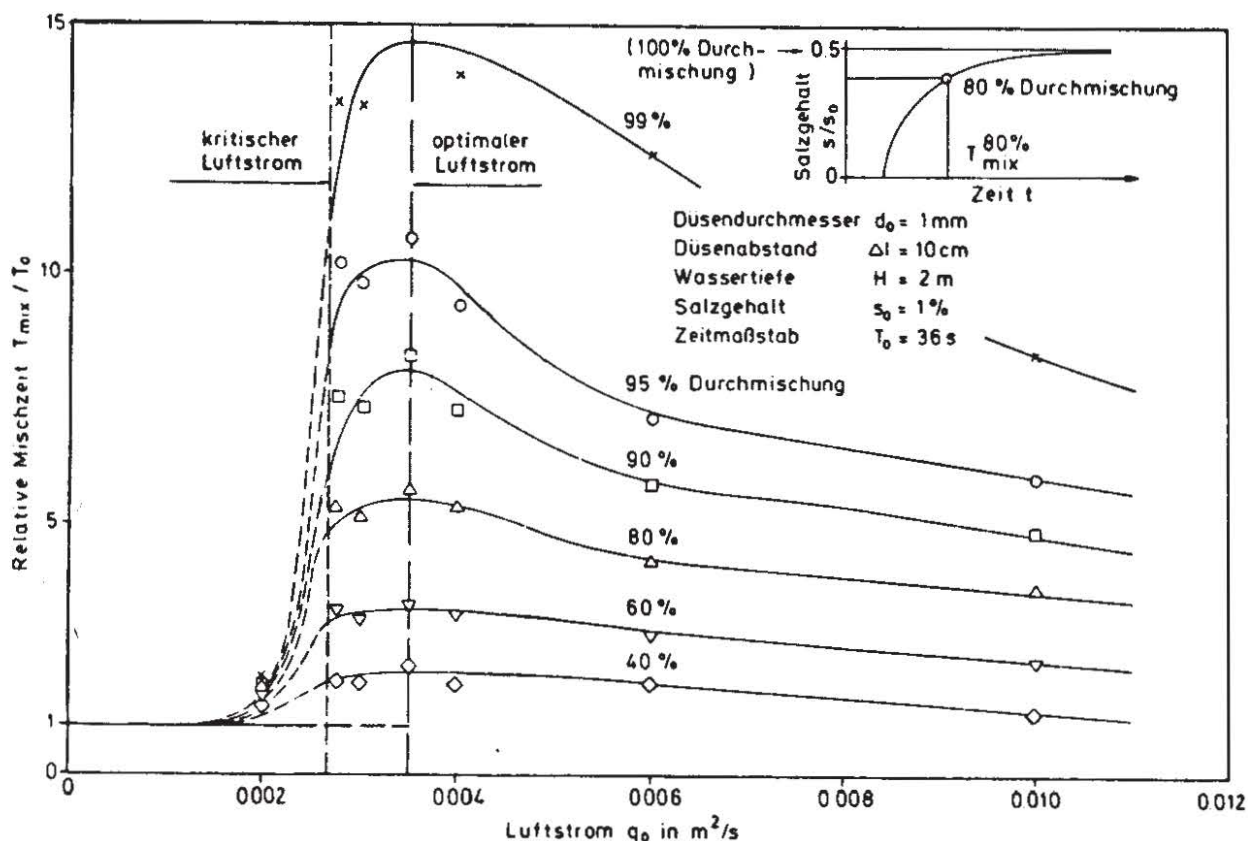


BILD 9.4: SPERRWIRKUNG IN ABHÄNGIGKEIT VOM LUFTSTROM

Aus den oben geschilderten Zusammenhängen wird deutlich, daß hier die örtlichen Gegebenheiten der Luftzugabe - insbesondere der Düsenabstand - die Wirkung der Anlage beeinflussen können: bei großen Düsenabständen findet durch die dreieckförmigen Zwickel, die nicht von den Düsenstrahlen erfaßt werden, eine Dichteströmung statt, die den Wirkungsgrad der Anlage erheblich beeinträchtigen kann. Es muß daher Sorge getragen werden, daß der Luftschleier möglichst vom Boden weg den gesamten Querschnitt erfaßt. Dies kann durch die Wahl kleiner Düsenabstände, durch horizontale Anordnung der Düsen, durch Anordnung einer Grundschwelle oder durch Verlegen des Düsenrohres in einem Graben (mit Kiesüberdeckung) erreicht werden.

### 9.3 Bemessung

Als ersten Anhaltspunkt für die Bemessung von Luftschleieranlagen zur Beeinflussung von Dichteströmungen liefert Bild 9.3 die erforderliche kritische Mindestluftmenge (sowie den optimalen Durchsatz) für die jeweiligen extremen Dichteunterschiede und Wasserstände. Auf Grund der zahlreichen Unsicherheiten und zusätzlichen Einflüsse in Naturinstallationen wird man der Bemessung in aller Regel eine Luftmenge zugrunde legen, die die kritische um einen erheblichen Faktor übersteigt (z.B. 2)



und die hiermit verbundene geringfügige Verringerung des Wirkungsgrades der Anlage zugunsten der Funktionssicherheit in Kauf nehmen.

Die Wirkung einer Luftschleieranlage als Sperre gegen Dichteströmungen kann mit Hilfe der empirischen Diagramme 9.3 und 9.5 bzw. eines einfachen Ansatzes für die Einmischung abgeschätzt werden. Nimmt man an, daß der Blasenstrom eine Wasser-

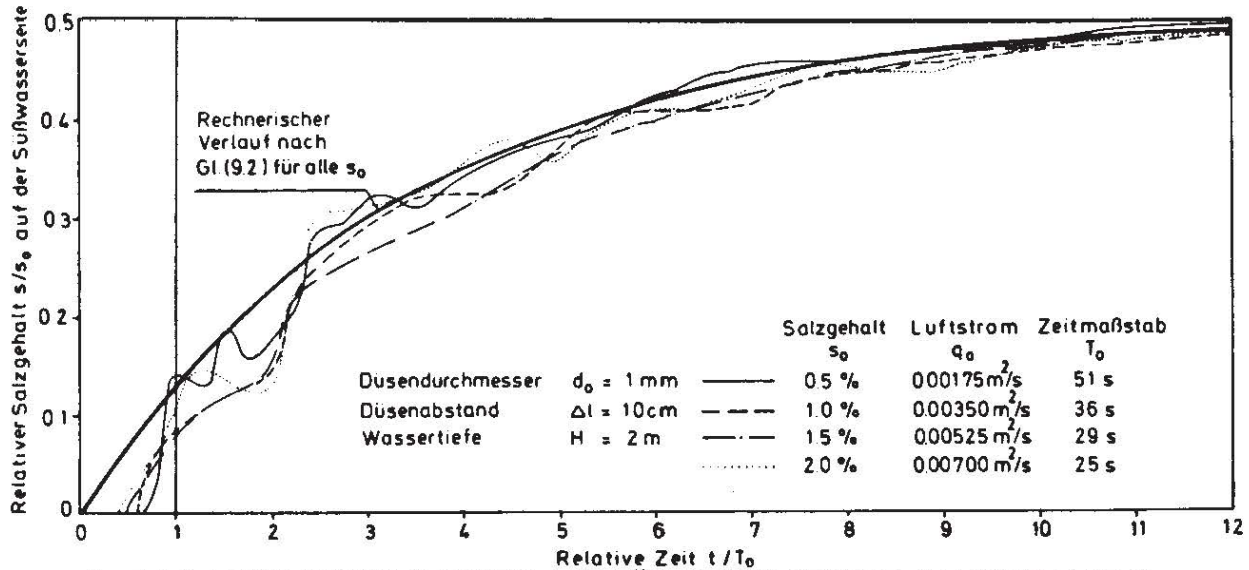


BILD 9.5: DURCHMISCHUNGSVERLAUF FÜR VERSCHIEDENE SALZGEHALTE  $s_0$  BEI JEWEILS OPTIMALEM LUFTSTROM

menge  $\tilde{q}_w$  pro Zeit- und Breitereinheit in Bewegung setzt, die er zu gleichen Teilen von beiden Seiten entnimmt, während der Aufwärtsbewegung vollständig durchmischt und an der Oberfläche nach beiden Seiten je zur Hälfte abgibt, dann läßt sich die Konzentrationszunahme auf der Süßwasserseite (ein Becken der Abmessungen  $B \times H \times L$ ) in Abhängigkeit vom Wasservolumenstrom  $\tilde{q}_w \cdot B_0$  ( $B_0 =$  Breite der Sperre) berechnen.

Für den in Bild (9.1) skizzierten Fall, daß auf der Salzwasserseite ein Wasservolumen derselben Abmessungen wie das Süßwasserbecken zur Verfügung steht und während des Durchmischungsverlaufs kein Salz von außen zugeführt wird, muß die Konzentration  $s_a$  auf der Salzwasserseite ausgehend von dem Anfangswert  $s_0$  aus Kontinuitätsgründen gemäß ( $s_a + s_i = s_0$ ) abnehmen. Der Endzustand nach vollständiger Durchmischung ist demnach hier gegeben, wenn  $s_a = s_i = s_0/2$  ist. Bei dieser Konfiguration ergibt sich für die Salzgehaltszunahme im Süßwasserbecken

$$\frac{ds_i(t)}{dt} = \frac{\tilde{q}_w \cdot B_0}{2 BHL} \left[ \frac{s_0}{2} - s_i(t) \right] \quad (9.1)$$

Diese Differentialgleichung für  $s_i(t)$  hat die Lösung

$$s_i(t) = \frac{s_0}{2} \left[ 1 - e^{-\frac{\tilde{q}_w B_0 t}{2 BHL}} \right] \quad (9.2)$$

die auch die Randbedingungen ( $s_i(0) = 0$ ) und ( $s_i(\infty) = s_0/2$ ) erfüllt.

Bleibt die Konzentration  $s_0$  auf der Salzwasserseite konstant, wie dies bei unendlicher Ausdehnung des salzwasserseitigen Wasserkörpers der Fall ist (oder durch Salzzufuhr von außen erreicht werden kann), dann lautet die Bedingungsgleichung für den Salzgehalt im Innenbecken

$$\frac{ds_i(t)}{dt} = \frac{\tilde{q}_w B_0}{4BHL} [s_0 - s_i(t)] \quad (9.3)$$

Die Lösung

$$s_i(t) = s_0 \left[ 1 - e^{-\frac{\tilde{q}_w B_0 t}{4BHL}} \right] \quad (9.4)$$

erfüllt auch die entsprechenden Randbedingungen ( $s_i(0) = 0$ ) und ( $s_i(\infty) = s_0$ ).

Mit Hilfe von Gl. (5.18) für den Wasservolumenstrom  $\tilde{q}_w$  pro Zeit- und Breitereinheit läßt sich aus den Gleichungen (9.2) bzw. (9.4) der zeitliche Verlauf der Konzentrationszunahme und damit beispielsweise der Salz- oder Feststoffeintrieb in ein Hafenbecken überschlägig ermitteln. Die natürlichen Salz- oder Feststoffgehalte außerhalb der Sperre dürften sich in praktischen Anwendungen im allgemeinen zwischen den beiden Extremen bewegen, die den Beziehungen (9.2) bzw. (9.4) zugrunde liegen. Das Ergebnis stellt selbstverständlich nur eine erste Näherung dar, da die direkte Beeinflussung des Luftschleiers durch den Dichteunterschied wie Verformung, Zwickelströmung etc. nicht berücksichtigt ist.

Für den Fall, daß die Durchmischung im Blasenstrom nicht vollständig, sondern nur zu einem bestimmten Prozentsatz  $p$  erfolgt, ergeben sich den Gleichungen (9.2) und (9.4) entsprechende Lösungen, in denen der Exponent auf der rechten Seite jeweils mit dem Faktor  $p$  zu multiplizieren ist. Der Mischungsgrad  $p$  liegt nach Versuchen [92] zwischen 70 (große Durchsätze) und 100% (kleine Durchsätze) und wird für Abschätzungen sinnvollerweise stets zu 100% angenommen.

Bei dem relativ langzeitigen Einfluß tidebedingter Dichteunterschiede in Estuarien läßt sich annehmen, daß die Mischwirkung des Luftschleiers von erheblicher Bedeutung für den Salzwasser- oder Feststoffeintrag in das abgeschirmte Gebiet ist. Im Gegensatz dazu spielt bei den kurzzeitigen Einsätzen von Luftschleieranlagen an Mündungsschleusen die Durchmischung nur eine untergeordnete Rolle. Diesen Fall hat Abraham [84] einer analytischen Behandlung unterzogen, in der berücksichtigt wird, daß die Einmischung in die vertikale Luftschleierströmung infolge des Dichteunterschieds zwischen den beiden Seiten unterschiedlich ist, während der Durchmischungseffekt vernachlässigt wird. Die so gewonnene Lösung zeigt gute Übereinstimmung mit Naturmessungen des Salzwassereintriebs an holländischen Mündungsschleusen [86].

## 9.4 Zahlenbeispiel

### 9.4.1 Vorbemerkung

Im folgenden soll gezeigt werden, wie eine Luftschleiersperre zur Verringerung des Schlickeintriebs in ein Hafenbecken infolge einer tidebedingten Dichteströmung



ausgelegt und die hiervon zu erwartenden Wirkungen abgeschätzt werden können. Hierbei sollen etwas ausführlicher die realen Gegebenheiten einer praktischen Installation geschildert werden, um beispielhaft zu demonstrieren, daß die Auslegung einer Luftschleieranlage detaillierte Kenntnisse der örtlichen Strömungs-, Salzgehalts- und Feststoffkonzentrationsverhältnisse erfordert (die in vielen Fällen nicht vorliegen), und daß die Auswirkungen eines Luftschleiers ohne spezifische Untersuchungen im Einzelfall meist nur grob abgeschätzt werden können.

#### 9.4.2 Strömungsverhältnisse und Schlickeintrieb

Ein im Tidegebiet eines Flusses gelegener Hafen von 220 m Breite und 800 m Länge mit einer maximalen Wassertiefe von 10 m soll durch eine Luftschleieranlage gegen Schlickeintrieb geschützt werden. Aus langjährigen Strömungsmessungen und Auswertungen der gebaggerten Feststoffmengen ergibt sich folgendes Bild über den Verlauf der Strömung und des Schlickeintriebs während eines Tidezyklus:

- (a) Von Tideniedrigwasser (TNW) bis 2 Std. nach TNW: Ausstrom in Bodennähe, Einstrom in den Hafen in den oberen Wasserschichten. In diesem Zeitraum gelangen etwa  $300\,000\text{ m}^3$  Wasser in den Hafen, die vermutlich keinen Feststofftransport verursachen, da zu diesem Zeitpunkt der Feststoffgehalt im Hafen höher liegt als im Fluß. Ungünstigstenfalls könnten bei einem durchschnittlichen Feststoffgehalt von  $100\text{ mg/l}$  im Fluß hierbei etwa  $30 - 40\,000\text{ kg}$  Feststoff in den Hafen gelangen.
- (b) Von 2 Std. nach TNW bis Tidehochwasser (THW): Überall Einstrom mit einer Gesamtzuflußmenge von etwa  $200\,000\text{ m}^3$  bei einem Feststoffgehalt im Fluß unten von  $300$  bis  $850\text{ mg/l}$  und an der Oberfläche von etwa  $90\text{ mg/l}$ . Für einen Mittelwert von etwa  $400\text{ mg/l}$  ergibt sich demnach ein Schlickeintrieb in der Größenordnung von  $80 - 90\,000\text{ kg}$  in diesem Zeitabschnitt; im ungünstigsten Fall (Bodenkonzentration) ergäben sich etwa  $150\,000\text{ kg}$ .
- (c) Von THW bis 4 Std. nach THW: Einstrom in Bodennähe, Ausstrom an der Oberfläche. In diesem Zeitraum strömt zwar insgesamt mehr Wasser oben aus dem Hafen hinaus als unten einströmt, doch wird vermutet, daß gerade in dieser Phase der Hauptanteil an Feststoffen mit der stark schlickhaltigen Strömung in Bodennähe in den Vorhafen gelangt.
- (d) Von 4 Std. nach THW bis TNW: Überall Ausstrom. Es besteht zwar die Möglichkeit, daß in dieser Phase ein geringfügiger Rücktransport von Feststoff aus dem Vorhafen erfolgen kann, doch handelt es sich hierbei vermutlich um vernachlässigbare Mengen.

Aus langzeitigen Mittelwerten der Baggermengen ergibt sich für den Hafen ein durchschnittlicher Schlickanfall von 2 Millionen kg pro Tide. Nimmt man nach den obigen Angaben etwa  $200\,000\text{ kg}$  Eintrieb in den Zeitabschnitten (a) und (b) an - also bestenfalls 10% der Gesamtmenge - dann müßte der Differenzbetrag von rund  $1.800\,000\text{ kg}$  je Tide durch die stark schlickhaltige Sohlströmung in der Phase (c) eingetrieben werden. Eine andere, vorsichtigerere Abschätzung ergibt für die Phasen (a) und (b) eine Gesamtmenge von  $770\,000\text{ kg}$  je Tide und somit für den Anteil in der Phase (c) einen Betrag von  $1.230\,000\text{ kg}$  je Tide.



Der Einsatz einer Luftschleieranlage müßte sich sinnvollerweise auf die Phase (c) beschränken, da hier der größte Schlickeintrieb zu erwarten ist und eine Sperrwirkung deshalb möglich ist, weil insgesamt gesehen Ausstrom (oder zumindest kein Einstrom) herrscht. Der Betrieb der Anlage bliebe also auf die Zeit von THW bis maximal 4 Std. nach THW beschränkt. Bei 702 Tiden pro Jahr ergäbe dies 2800 Betriebsstunden pro Jahr.

#### 9.4.3 Auslegung der Luftschleieranlage

Die Luftsperrung wird für die maximale Wassertiefe von 10 m und den maximal auftretenden Dichteunterschied von 6‰: (Salzgehalt 5,5‰, Dichteunterschied infolge Feststoffanteil etwa 0,5‰) ausgelegt. Hiermit ergibt sich aus Bild 9.3 für

$$\Delta \rho g H = G \rho / \text{cm}^2$$

eine kritische bzw. eine optimale Luftmenge von

$$q_0 \text{ krit} \approx 0.0055 \text{ m}^2/\text{s}$$

$$q_0 \text{ opt} \approx 0.0075 \text{ m}^2/\text{s}$$

In Anbetracht der Tatsache, daß die Spitzenbelastung der Luftsperrung unter Umständen höher liegen kann und daß im Bereich der Sperrung erhebliche Störgeschwindigkeiten auftreten können, empfiehlt es sich, eine wesentlich größere Luftmenge einzusetzen, um in allen Fällen die Sperrwirkung des Luftschleiers sicherzustellen. Demnach wäre die Anlage für einen Luftbedarf auszulegen von schätzungsweise

$$q_0 = 2 q_0 \text{ krit} \text{ oder } 1.5 q_0 \text{ opt} \approx 0.7 \text{ Nm}^3/\text{min} \cdot \text{m}$$

Die Luftschleiersperre muß sich quer über die gesamte Vorhafenbreite erstrecken und ist vorzugsweise in einem Bereich möglichst geringer Störströmungen anzuordnen. Mit Rücksicht auf Strömungseinflüsse ist der Einsatz von 2 oder 3 Luftschläuchen in engem Abstand (0,5 bis 1 m) zu empfehlen, die zweckmäßigerweise in einem gemeinsamen Graben versenkt und mit einer groben Kiesschüttung überdeckt werden, um Beschädigungen durch die Schifffahrt nach Möglichkeit zu vermeiden. Durchmesser und Abstand der Düsen sind am günstigsten so zu wählen, daß die Druckluftschläuche bei einem Betriebsdruck von ca. 3 atü betrieben werden: dies gewährleistet bei einem Verhältnis des absoluten Außen- zum absoluten Innendruck von 0,5, daß an der Düse die Schallgeschwindigkeit erreicht wird. Eine hohe Austrittsgeschwindigkeit der Luft empfiehlt sich, um Schlickablagerungen an den Düsen, die während der Ruhezeiten auftreten können, selbsttätig zu entfernen, also die Anlage jederzeit freiblasen zu können.

Aus entsprechenden Düseneichkurven ergeben sich unter diesen Bedingungen als Düsenanordnung alternativ 2 Düsenreihen mit je 4 Düsen pro lfd. m von 2 mm Durchmesser oder 3 Reihen mit je 10 Düsen von 1 mm Durchmesser.

Bei einer Hafensbreite von ca. 220 m und einem Luftbedarf von  $0,7 \text{ m}^3/\text{min} \cdot \text{m}$  ist die Luftversorgungsanlage für eine Kapazität von etwa  $160 \text{ Nm}^3/\text{min}$  oder rund  $10^4 \text{ Nm}^3/\text{h}$



bei einem Betriebsdruck von 3 atü auszulegen. Hierfür liefert Gl. (5.25) einen Leistungsbedarf von 3.42 kW/m, was einen Gesamtleistungsbedarf für die Anlage von 750 kW ergibt.

#### 9.4.4 Wirkung des Luftschleiers

Bei einem Luftstrom  $q_o = 0,7 \text{ m}^3/\text{min}\cdot\text{m}$  und einer Wassertiefe von  $H = 10 \text{ m}$  liefert Gl. (5.18) eine umgewälzte Wassermenge pro Breitereinheit von

$$\tilde{q}_w = 1,4 \text{ m}^3/\text{s}\cdot\text{m}$$

und somit als Gesamtwassermenge über die Länge  $B_o = 220 \text{ m}$

$$\tilde{q}_w B_o = 308 \text{ m}^3/\text{s}$$

Bei einem Ausgangs-Dichteunterschied von 6‰ läßt sich hiermit aus den Gleichungen (9.2) bzw. (9.4) errechnen, welche Konzentration im Becken nach Ablauf der kritischen Phase von 4 Stunden herrscht.

$$s_i(4 \text{ h}) = 2,15\text{‰} \text{ (oder 36\% von } s_o) \text{ nach Gl. (9.2)}$$

$$s_i(4 \text{ h}) = 2,80\text{‰} \text{ (oder 46\% von } s_o) \text{ nach Gl. (9.4)}$$

Da der Salzgehalt des Flusses im betrachteten Zeitraum infolge der Tide rasch absinkt, dürfte die Abschätzung nach Gl. (9.2) den Gegebenheiten besser entsprechen als Gl. (9.4). Dennoch ist die Überschlagsrechnung auf den vorliegenden Fall aus folgenden Gründen nur beschränkt anwendbar:

- (1) In der Analyse wird eine über die ganze Wassertiefe konstante Dichte angesetzt, während diese im Fluß nach oben hin abnimmt.
- (2) Bei Auftreten von Horizontalströmungen (Wirbel etc.) verschlechtert sich der Wirkungsgrad, d.h. die Durchmischung geht schneller vonstatten.
- (3) Insgesamt gesehen herrscht über den Luftschleierquerschnitt während seines Einsatzes Ausstrom aus dem Vorhafen; dies unterstützt die Wirkung der Luftschleieranlage und dürfte einen beträchtlichen positiven Einfluß auf die Sperrwirkung haben.

Eine Prognose der zu erwartenden Wirkung sieht etwa folgendermaßen aus: Im fraglichen Zeitraum hat die schlickreiche Sohlströmung im Fluß einen mittleren Feststoffgehalt von etwa 600 mg/l. Nach 4 Stunden - wenn also überall wieder Ausstrom eingesetzt hat - wäre nach der Überschlagsrechnung zu erwarten, daß das Vorhafenbecken gleichmäßig auf einen Feststoffgehalt von ca. 36% dieses Wertes oder  $0,216 \text{ kg/m}^3$  angereichert wäre, was einer eingetriebenen Feststoffmenge von rund 400 000 kg entspräche. Dies ergäbe günstigstenfalls eine Reduzierung der bisherigen Schlickmengen von 2.000 000 kg/Tide auf nunmehr  $400\,000 + 200\,000 = 600\,000 \text{ kg}$  (der Eintrieb während der Zeiten (a) und (b) bleibt nach wie vor), und ungünstigstenfalls nach den alternativen Abschätzung des Schlickeintriebs eine Reduzierung auf  $400\,000 + 770\,000 = 1.170\,000 \text{ kg}$ . Demnach wäre mit einer Verringerung der anfallenden Baggermengen



um bestenfalls 70% und mindestens 40% zu rechnen. Eine engere Abgrenzung ist wegen der unzureichenden Kenntnis der Schlickeintriebsverhältnisse nicht möglich.

#### 9.4.5 Alternativlösung

Eine Alternativlösung bestünde darin, nicht den Schlickeintrieb an der Hafeneinfahrt zu bekämpfen, sondern in den kritischen Zeiten die örtliche Strömungsgeschwindigkeiten an jeder Stelle im Becken so groß zu halten, daß ein Absetzen der Schlickteilchen verhindert wird. Da hierfür bei dem feinen Material schon geringe Geschwindigkeiten ausreichen, könnte dies relativ einfach mit Hilfe mehrerer Düsenreihen geschehen, die über den ganzen Vorhafen verteilt sind. Nach [57] wären Abstände von etwa 50 m gut ausreichend, um das gesamte Becken in Umwälzung zu halten. Zwar wären hierfür etwa 16 Düsenreihen erforderlich, doch könnten diese mit wenigen Öffnungen bei einer sehr viel geringeren Gesamtluftmenge betrieben werden, wodurch sich die Betriebskosten erheblich verringern würden, da ja auch eine derartige Anlage nur in demselben Zeitabschnitt wie eine Sperre betrieben werden müßte.

#### 9.5 Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung

Bei einer sorgfältigen Planung können Luftschleier mit gutem Erfolg zur Bekämpfung von Dichteströmungen eingesetzt werden. Gelegentliche Mißerfolge sind häufig darauf zurückzuführen, daß zu geringe Luftströme verwendet wurden, so daß der kritische Durchsatz nicht erreicht wurde und somit keine Sperrwirkung auftrat.

Der Einsatz an Mündungsschleusen zur Bekämpfung des Eindringens von Salzwasser in die Schleusen und Kanäle hat sich als äußerst erfolgreich erwiesen: die eindringenden Salzmengen pro Schleusungsvorgang konnten bis auf 10% ihres ursprünglichen Wertes reduziert werden. Die Wirkung kann dadurch noch erhöht werden, daß nicht nur am seeseitigen Ende, sondern auch am kanalseitigen Schleusenaupt eine Luftschleiersperre errichtet wird, die zusätzlich den Salzaustausch zwischen Schleuse und Kanal reduziert. Diese Anordnung wird dadurch wirtschaftlich, daß beide Anlagen von derselben Kompressorstation bedient werden können, da sie ja nur abwechselnd in Betrieb genommen werden müssen. Der ökonomische Nutzen, den die Salzfrehaltung der Binnengewässer mit sich bringt, ist enorm.

Bei Installationen zur Verhinderung des Schlickeintriebs in Hafenbecken müssen Kosten und Nutzen der Anlage gegeneinander abgewogen und in Relation zur der Alternative periodischer Baggerungen im Hafenbecken gesetzt werden. Erfahrungen mit einer Anlage in Rotterdam [91] ergaben jährliche Gesamtkosten für den Bau und Betrieb der Luftschleieranlage, die unter den eingesparten Baggerkosten lagen und somit die Anlage als wirtschaftlich ausweisen. Ein nicht zu übersehender und besonders in verkehrsreichen Häfen wesentlicher Vorteil der Luftschleieranlage im Vergleich zum Baggern besteht darin, daß ihr Betrieb keinerlei Beeinträchtigungen des Schiffsverkehrs mit sich bringt. Eine mögliche Steigerung der Verkehrskapazität durch die



Einschränkung des erforderlichen Baggerbetriebs müßte daher in der Wirtschaftlichkeitsbetrachtung mit berücksichtigt werden.

Auch zur Unterbindung einer Rückströmung aufgewärmten Kühlwassers eines Kraftwerks in das Entnahmebauwerk sind Luftschleier bereits mit Erfolg eingesetzt worden [61].

## 10. ANLAGEN ZUR BEEINFLUSSUNG VON DICHTESCHICHTUNGEN

### 10.1 Zweck und Funktionsprinzip

Die Wasserqualität von Seen und Reservoirs kann durch die Folgen temperaturbedingter Dichteschichtungen erheblich beeinträchtigt werden. In gemäßigten Klimazonen treten in den meisten Seen jahreszeitlich variierende Temperaturschichtungen auf; Ausnahmen hiervon bilden lediglich sehr flache Gewässer, bei denen durch Windeinwirkung eine vertikale Durchmischung erzwungen wird (Faustformel: bis 10 m Wassertiefe), und Gewässer mit großem Durchfluß, wo die strömungsbedingte Durchmischung die Ausbildung von Temperaturschichtungen verhindert.

Der jährliche Temperaturzyklus eines stehenden Gewässers zeigt im Sommer große vertikale Temperaturgradienten infolge Aufwärmung der Wasseroberfläche. Die hiermit verbundene Dichteschichtung ist stabil und bleibt solange bestehen, bis im Herbst die oberflächennahen Schichten abgekühlt werden und so eine instabile Dichteschichtung erzeugen, als deren Folge eine vertikale Durchmischung mit Temperatur- und Dichteausgleich stattfindet. Diese "Herbst-Umwälzung" ist mit einer vollständigen Durchmischung des Wasserkörpers und dem Erreichen gleichförmiger Temperaturverhältnisse über die gesamte Tiefe verbunden. Im Winter kann sich eine inverse stabile Schichtung ausbilden, wenn die Oberfläche auf  $0^{\circ}\text{C}$  abgekühlt wird (und gegebenenfalls gefriert), während die Tiefenschichten eine Temperatur von  $4^{\circ}\text{C}$  aufweisen (siehe auch Kap. 8).

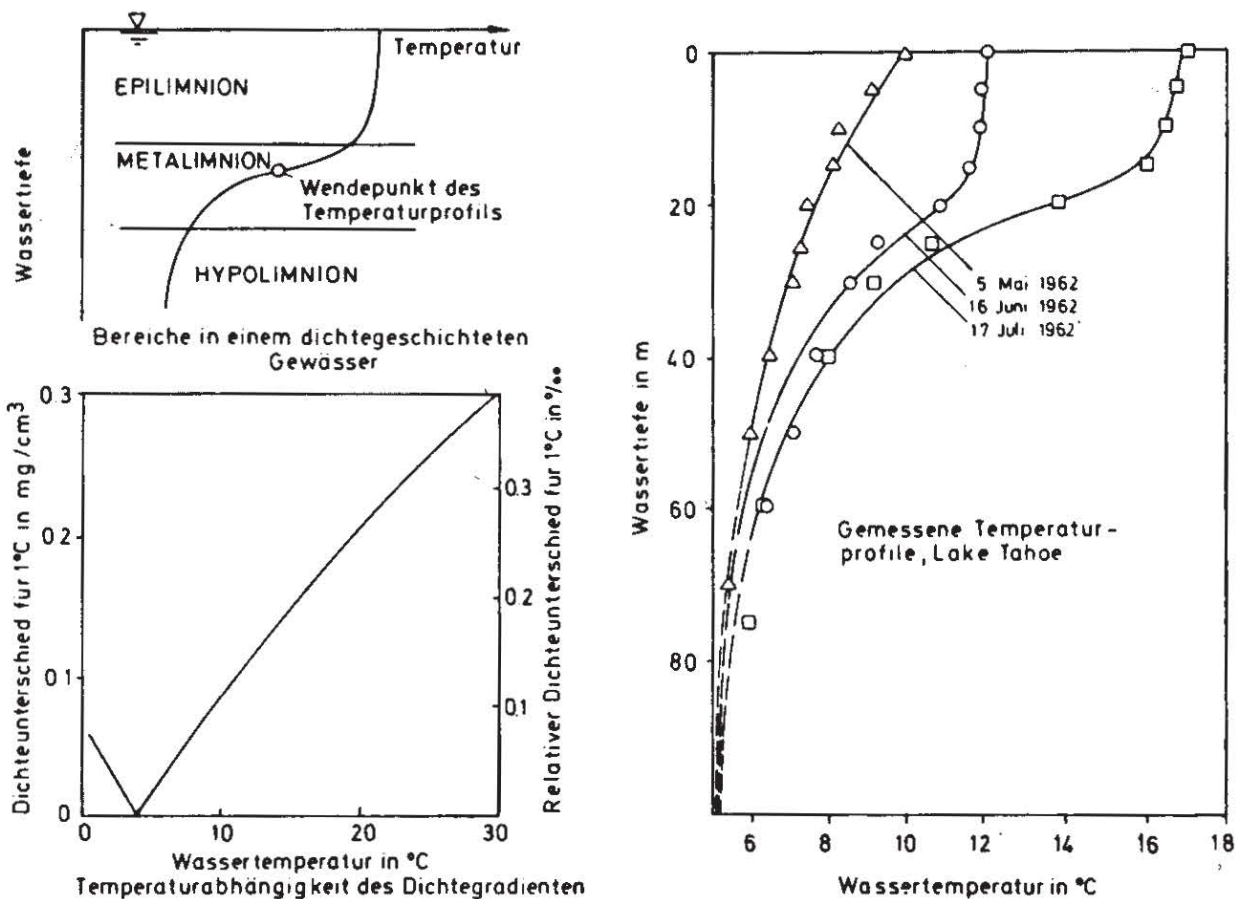


BILD 10.1: TYPISCHE SOMMER-TEMPERATURVERTEILUNG IN STEHENDEN GEWÄSSERN



Eine Temperatur- und damit Dichteschichtung ändert Strömungs- und Transportvorgänge in einem Wasserkörper sehr stark. Die stabile vertikale Dichteschichtung tendiert dazu, Bewegungen auf horizontale Ebenen zu beschränken und vertikalen Austausch zu verhindern. Der vertikale Transport wird häufig so stark reduziert, daß wenig oder kein Sauerstoff die tieferen Wasserschichten mehr erreicht: demgemäß stellt sich eine warme, sauerstoffreiche Schicht in Oberflächennähe (Epilimnion) und eine kältere, sauerstoffarme Schicht am Boden (Hypolimnion) ein, die jeweils in sich etwa gleichförmige Temperaturen aufweisen können, aber durch ein (manchmal abruptes) Temperaturgefälle getrennt sind, das sich als wirkungsvolle Sperre gegen jeglichen Austausch zwischen den Schichten erweist.

Die mangelnde Sauerstoffzufuhr bei gleichzeitigem Sauerstoffverbrauch kann in den Tiefenschichten zu anaeroben Bedingungen führen, verbunden mit einer starken Anreicherung von gelösten Stoffen und damit einer Verschlechterung der Wasserqualität. Es können Geschmacks- und Geruchsbeeinträchtigungen des Wassers sowie Anreicherungen von Giftstoffen auftreten. Diese Qualitätsminderung des Wassers wirft Probleme auf, wenn Trink- oder Brauchwasser aus dem See gewonnen werden soll. Selbst wenn die Probleme durch ausschließliche Entnahme aus der oberflächennahen Schicht umgangen werden, kann im Zuge der Herbst-Umwälzung die Qualität des gesamten Wasserkörpers beeinträchtigt werden, bis eine ausreichende Sauerstoffaufnahme stattgefunden hat.

Zur Lösung des Problems gibt es zwei Möglichkeiten: das entnommene Wasser kann einer Behandlung zur Verbesserung seiner Qualität unterzogen werden – was allerdings recht kostspielig sein kann –, oder man versucht, die Bedingungen im Gewässer direkt zu verbessern. Hierzu wiederum stehen zweierlei Methoden zur Verfügung: gezielte Sauerstoffanreicherung im Hypolimnion, ohne notwendigerweise die Dichteschichtung zu beeinflussen (siehe hierzu auch Kap. 11), oder Durchmischung des Wasserkörpers, um durch Beseitigung der Dichteschichtung vertikalen Austausch und damit auch natürlichen Sauerstofftransport in die tiefen Schichten zu ermöglichen. Für die Bekämpfung vertikaler Dichteschichtungen können Luftschleier mit gutem Erfolg eingesetzt werden.

## 10.2 Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld

Der wesentliche Effekt eines Luftschleiers zur Beseitigung von Dichteschichtungen besteht in der induzierten Auftriebstrahlströmung, die lokal einen vertikalen Wassertransport verursacht und sauerstoffarmes Wasser an die Oberfläche bringt, was eine Umschichtung und Regeneration der Tiefenschichten zur Folge hat. Der Wirkung der Anlage kommt zugute, daß aufgrund der Dichteschichtung die induzierte Zirkulationsströmung sich über sehr große horizontale Entfernungen erstreckt und im allgemeinen ein See durch künstliche Umwälzung an einem einzigen Punkt entmischt werden kann. Die mit dem Betrieb der Anlage bewirkte Sauerstoffanreicherung dürfte in erster Linie darauf zurückzuführen sein, daß infolge der Beseitigung der Dichteschichtung natürlicher vertikaler Austausch und Sauerstoffeintrag auch in die tiefen Schichten stattfinden kann. Der direkte Sauerstoffeintrag durch die Luftblasen, wie er in Kapitel 11 behandelt wird, hat nur lokalen Einfluß und dürfte deshalb (mit Ausnahme sehr großer Anlagen in Wasserkörpern kleiner Ausdehnung) im allgemeinen nur eine



untergeordnete Rolle spielen.

Die Anforderung an das Luftschleier-Strömungsfeld besteht demnach darin, mit einem möglichst geringen Energieaufwand möglichst viel Wasser aus den bodennahen Schichten an die Oberfläche zu transportieren. Die Berechnung der Strömungsverhältnisse wird in diesem Fall dadurch erschwert, daß durch die vertikale Dichteschichtung die Auftriebsverhältnisse und damit eventuell die gesamte Strömung geändert wird. Das aus den unteren Schichten angesaugte Strahlfluid besitzt gegenüber dem Empfängerfluid eine größere Dichte und erzeugt somit eine Reduzierung der Auftriebskraft des Blasenstroms um das Integral der Gewichts-differenz über den Strahlquerschnitt. Es ist denkbar, daß Fälle auftreten können, bei denen die resultierende Auftriebskraft auf einem bestimmten Niveau gleich Null wird: ob in solchen Fällen ein vollständiges "Entkoppeln" zwischen Strahlfluid und Luftblasen eintritt oder ob sich das schwerere Wasser ganz allmählich aus der Strahlströmung ausmischt, ist nicht bekannt und läßt sich nicht vorhersagen.

Beim Einsatz eines Luftschleiers in einem Zweischichten-Wasserkörper mit einem ausgeprägten Dichtesprung (Bild 10.2) ist es denkbar, daß je nach den Gegebenheiten entweder ein vollständiges Entkoppeln von Luftblasen und Strahlfluid an der Trennfläche mit entsprechend minimaler vertikaler Durchmischung auftritt, oder aber daß die Luftschleierströmung das schwerere Wasser durch die Trennfläche hindurch an die Oberfläche mitzutransportieren vermag.

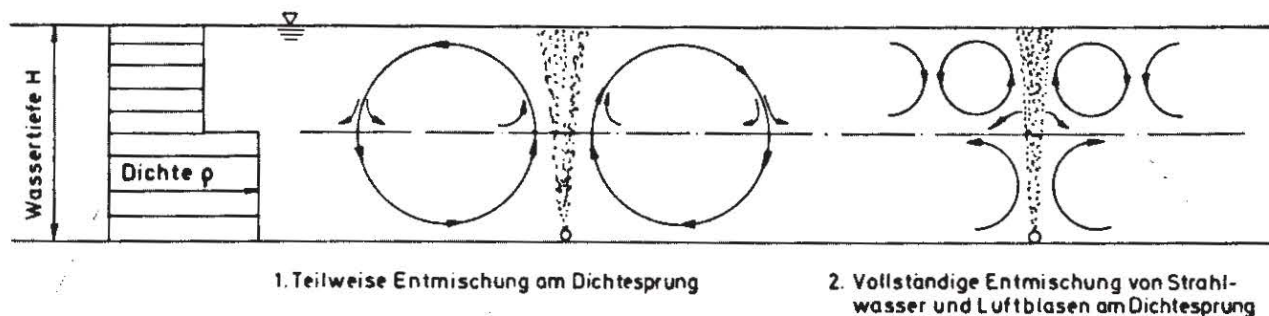


BILD 10.2: MÖGLICHE STRÖMUNGSERSCHINUNGEN AN EINEM DICHTESPRUNG

Für Luftschleierströmungen in dichtegeschichteten Flüssigkeiten gibt es bis heute noch keine Berechnungsunterlagen, nach denen sich die Wirkung der Anlage vorhersagen lassen würde. Zur Klärung der hierbei auftretenden Fragen ist es erforderlich, die in Kapitel 4 dargestellte analytische Behandlung auf den Fall dichtegeschichteter Gewässer zu erweitern und die Ergebnisse im Experiment zu überprüfen. Beim gegenwärtigen Erkenntnisstand läßt sich lediglich aus den oben geschilderten Betrachtungen herleiten, daß eine stabile Dichteschichtung stets einen abmindernden Effekt auf die Luftschleierströmung haben, also eine Verringerung des umgewälzten Volumenstroms bewirken wird. Beim Auftreten sehr starker Dichtegradienten kann diese Verringerung drastische Ausmaße annehmen.

### 10.3 Bemessung

In Ermangelung zureichender Bemessungsgrundlagen kann eine erste Abschätzung der zu erwartenden Wirkung einer Luftschleieranlage durch Heranziehung der



Ergebnisse in homogener Flüssigkeit gewonnen werden. Für kleine Dichteunterschiede darf dies als eine realistische Näherung gelten, während bei starker Dichteschichtung und großen Gradienten die Wirkung entsprechend niedriger einzuschätzen ist. Allerdings wird auch in jenen Fällen durch den Betrieb der Anlage die Dichteschichtung allmählich abgebaut, so daß sich die Wirkung der Anlage mit fortschreitender Zeit immer mehr dem Schätzwert für homogenes Medium annähert und diesen im Endzustand schließlich erreicht.

Für Einzeldüsen kann die Abschätzung der umgewälzten Wassermenge nach Gl. (5.10) und für Düsenreihen nach Gl. (5.18) erfolgen; der hierfür jeweils erforderliche Energiebedarf ergibt sich aus den Gleichungen (5.24) bzw. (5.27). Wie lange eine Anlage betrieben werden muß, um in einem Gewässerkörper eine vollständige Entmischung zu erzielen, kann nach den in [94] enthaltenen Ausführungen ermittelt werden. Als Größenordnungs-Maßstab hierfür kann die Zeit herangezogen werden, die die Anlage braucht, um das gesamte Wasservolumen einmal umzuwälzen

$$T = \frac{\text{Volumen des Wasserkörpers}}{\tilde{Q}_w} \quad (10.1)$$

#### 10.4 Zahlenbeispiel

Ein 40 m tiefer Stausee von  $10^8 \text{ m}^3$  Inhalt weist im Sommer eine Temperaturschichtung mit einer maximalen Temperaturdifferenz von  $15^\circ \text{ C}$  auf, die zur Erhaltung einer ausreichenden Wasserqualität künstlich beseitigt werden soll. Am Staudamm steht eine Kompressoranlage zur Verfügung, die bei einem Betriebsdruck von 7 atü eine maximale Luftmenge von  $2 \text{ Nm}^3/\text{min}$  liefert. Es ist abzuschätzen, ob der Einsatz einer Luftschleieranlage unter Ausnutzung des vorhandenen Kompressors für diesen Zweck geeignet ist, und wie die Anlage zweckmäßigerweise auszulegen wäre.

Der Abschätzung sollen alternativ zwei im Abstand von 40 m montierte Einzeldüsen mit einem Durchsatz von je  $1 \text{ Nm}^3/\text{min}$  und eine Düsenreihe von 40 m Länge mit einem Durchsatz von  $0.05 \text{ Nm}^3/\text{min} \cdot \text{m}$  zugrunde gelegt werden. Bei gleicher Gesamtleistung (jeweils volle Ausnutzung der Kompressorkapazität) ergibt sich für die Einzeldüsen nach Gl. (5.10)

$$Q_{\text{Umwälz}} = 2\tilde{Q}_w = 2 \cdot 17 \frac{\text{m}^3}{\text{s}} = 2.9 \cdot 10^6 \frac{\text{m}^3}{\text{Tag}}$$

und für die Düsenreihe aus Gl. (5.18)

$$Q_{\text{Umwälz}} = \tilde{q}_w \cdot L = 0.93 \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \cdot 40 \text{ m} = 37 \frac{\text{m}^3}{\text{s}} = 3.2 \cdot 10^6 \frac{\text{m}^3}{\text{Tag}}$$

Als Größenordnung für die voraussichtliche Betriebsdauer bis zur Beseitigung der Dichteschichtung ergibt sich aus Gl. (10.1) für die Einzeldüsen

$$T_1 = \frac{10^8}{2.9 \cdot 10^6} = 34 \text{ Tage}$$

und für die Düsenreihe

$$T_2 = \frac{10^8}{3.2 \cdot 10^6} = 31 \text{ Tage}$$

Allerdings zeigt eine grobe Abschätzung des negativen Auftriebs infolge des Vertikaltransports von Wasser größerer Dichte, daß dieser in Oberflächennähe zu Anfang in der Größenordnung des Auftriebs des Blasenstroms liegen würde, wenn dieser den oben errechneten Vertikaltransport erzeugen würde. Dies bedeutet, daß die Luftschleieranlage in der Anlaufphase weit hinter dem Wirkungsgrad in homogenem Medium zurückbleiben muß und erst allmählich durch den örtlichen Abbau des vertikalen Dichtegradienten eine Steigerung des Vertikaltransports letztlich bis auf die hier errechneten Werte erzielt werden kann. Demzufolge ist zu erwarten, daß die tatsächlich erforderliche Betriebsdauer zur Umwälzung des Sees erheblich über den Richtwerten  $T_1$  bzw.  $T_2$  liegen wird.

Dennoch wird aus der Größenordnung dieser Richtwerte ersichtlich, daß Luftblasenschleieranlagen für den vorgesehenen Zweck gut geeignet sind. Ein Vergleich der beiden Alternativen zeigt, daß die Anordnung einer Düsenreihe in diesem Fall wirkungsvoller ist.

Der Wirkungsgrad der Anlage könnte dadurch verbessert werden, daß bei gleichem Gesamt-Luftdurchsatz mehrere Einzeldüsen oder Düsenreihen in großem Abstand verwendet werden: hiermit ergäbe sich ein kleinerer Luftstrom pro Düse bzw. Düsenreihe. Aus den Gl. (5.10) und (5.18) wird ersichtlich, daß mit kleiner werdendem  $Q_0$  oder  $q_0$  das Verhältnis  $\tilde{Q}_w/Q_0$  bzw.  $\tilde{q}_w/q_0$  zunimmt (siehe auch Bilder 5.2 und 5.3): bei gleichem Gesamt-Luftdurchsatz (und damit gleichem Energieaufwand) könnte so die insgesamt vertikal transportierte Wassermenge  $\sum \tilde{Q}_w$  gesteigert werden. Zur Optimierung der Anlage müßte der so erzielbare Vorteil in Relation gesetzt werden zu den mit dieser Maßnahme verbundenen erhöhten Installationskosten.

## 10.5 Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung

Luftschleieranlagen wurden zur Umwälzung von Seen in der Praxis schon vielfach eingesetzt. Die Installation ist extrem einfach und leicht beweglich, da sie lediglich aus einem Kompressor, einem Druckluftschlauch und einer Düse besteht, die mit Hilfe eines Gewichts auf die Gewässersohle abgelassen wird. In einigen Fällen wurden auch große vertikale Rohre eingesetzt, in denen die Luftblasen aufsteigen und einen Vertikaltransport nach dem Mammutpumpenprinzip erzeugen (siehe auch Kap. 11). Während der Einsatz von Luftschleieranlagen in kleinen und mittelgroßen Seen stets erfolgreich war, sind die Ergebnisse beim Einsatz in großen Reservoirs nicht so eindeutig.

Eine alternative Methode der Umwälzung, die sich besonders für sehr große Durchsätze eignet, besteht darin, mit Hilfe einer Pumpe warmes, sauerstoffreiches Wasser aus dem Epilimnion durch ein vertikales Rohr in das Hypolimnion zu pumpen. Der austretende Strahl erzeugt infolge des Dichteunterschieds eine Auftriebstrahlströmung, die zu Durchmischung und schließlich zur Beseitigung der Dichteschichtung führt.



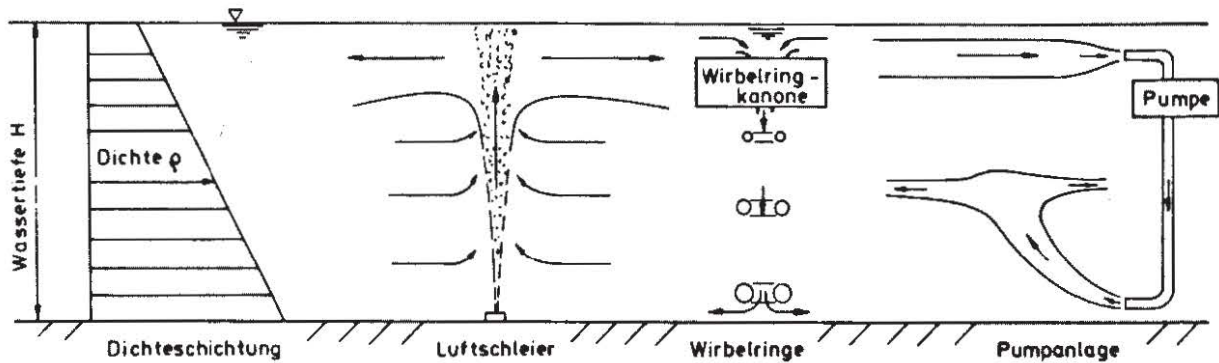


BILD 10.3 : MÖGLICHKEITEN ZUR KÜNSTLICHEN UMWÄLZUNG DICHTEGESCHICHTETER SEEN

Der hierbei anfallende Energiebedarf liegt nach [96] in einer mit dem Luftschleier vergleichbaren Größenordnung.

Als weitere Möglichkeit wird neuerdings diskutiert, Wirbelringe aus Oberflächenwasser in die tieferen Schichten zu schießen. Dies ist zwar eine besonders energiearme Art des Transports, doch könnte dieser Vorteil dadurch aufgewogen werden, daß Wirbelringe fast keine Einmischung zeigen und der Transport in die Tiefe somit auf die ursprünglich ausgestoßene Fluidmenge beschränkt bleibt.

Gegenüber diesen Alternativen besitzt der Luftschleier den Vorteil, daß mit seinem Betrieb stets ein direkter - wenn auch nicht immer ins Gewicht fallender - Sauerstoffeintrag in das sauerstoffarme Wasser der Tiefenschichten erfolgt.

## 11. ANLAGEN ZUR KÜNSTLICHEN BELÜFTUNG

### 11.1 Zweck und Funktionsprinzip

Im Zuge ständig steigender Schmutzbelastungen zeigen sich oft starke Störungen im Sauerstoffhaushalt der Oberflächengewässer. Da sich der Sauerstoffgehalt aus einer Bilanz aus Sauerstoffzufuhr und -verbrauch ergibt, lassen sich die Ursachen für Sauerstoffmangel entsprechend zurückführen auf eine Verminderung der Sauerstoffaufnahme (beispielsweise durch Verringerung der Fließgeschwindigkeit oder Aufwärmung des Gewässers) oder auf eine Erhöhung des Sauerstoffverbrauchs (beispielsweise durch erhöhten aeroben bakteriellen Abbau infolge Abwassereinleitung oder Temperaturerhöhung oder durch erhöhte Zehrung bei Verringerung der Fließgeschwindigkeit). Als Folge des Sauerstoffmangels läßt die Selbstreinigung des Gewässers nach, und die aeroben Abbauprozesse können in anaerobe Prozesse umschlagen, was zur Bildung von Faulschlamm und Verödung der Gewässer führt. Derartige Minderungen der Wasserqualität beeinträchtigen jede Art der Wassernutzung und gefährden den Fischbestand. Diese unerwünschten Zustände treten vornehmlich bei Niedrigwasser oder bei hohen Wassertemperaturen sowie im Winter bei Eisbildung auf.

Es ist daher notwendig, Maßnahmen zur Erhaltung zufriedenstellender Sauerstoffverhältnisse in Oberflächengewässern zu ergreifen. Hierfür kommt in erster Linie eine Verminderung der eingeleiteten Schmutzstoffe durch Abwasserreinigungsmaßnahmen in Frage; allerdings läßt sich eine bestimmte Restbelastung mit wirtschaftlich vertret-

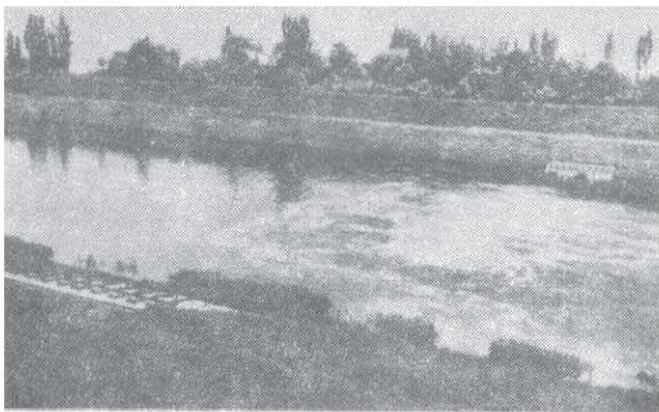


BILD 11.1: LUFTSCHLEIER ZUR  
FLUSSWASSERBELÜFTUNG  
Anlage der VEW an der Lippe

barem Aufwand nie ganz vermeiden, so daß oft unter ungünstigen Wasserführungsbedingungen zufriedenstellende Verhältnisse im Gewässer durch Abwasserreinigung allein nicht erzielt werden können. In solchen Fällen haben sich Maßnahmen zur künstlichen Sauerstoffanreicherung als sehr nützlich erwiesen. Sie sind erfolgreich eingesetzt worden an stark belasteten Flüssen, insbesondere in ungünstigen Zeitabschnitten und bei drohender Gefahr von Fischsterben, bei Kühlwassereinleitungen zur Kompensation nachteiliger Auswirkungen der Aufwärmung auf den Sauerstoffhaus-

halt, und in sommertemperaturgeschichteten, verschmutzten Seen, besonders wenn diese zur Wasserversorgung herangezogen werden. Als Maßnahmen zur künstlichen Gewässerbelüftung stehen eine Reihe von Möglichkeiten zur Verfügung. In Fließgewässern können eventuell vorhandene Gefälle zur Sauerstoffanreicherung ausgenutzt werden mit Hilfe von Schußrinnen, Abstürzen, Wehren, Kaskaden oder durch Luftaufnahme im Wechselsprung. Als Anlagen, die eine Belüftung unter Energieaufwand bewirken, sind Luftschleier (als sogenannte "Diffusor-Belüfter") und mechanische Oberflächenbelüfter, die einen Sauerstoffeintrag dadurch bewirken, daß durch mechanische Einwirkung (Rühren, Versprühen) pro Zeiteinheit möglichst viel neue Wasseroberfläche geschaffen wird, zum Einsatz in stehenden und fließenden Gewässern gleicher-



maßen geeignet. Eine weitere, sehr effiziente Belüftungsmethode besteht darin, in einer Turbine Druckluft direkt vor oder hinter dem Laufrad einzublasen bzw. einzusaugen ("Turbinenbelüftung").

### 11.2 Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld

Künstliche Belüftung durch Einblasen von Druckluft ist in der Abwasserbehandlung seit vielen Jahren gebräuchlich. Die Luft wird hierbei durch möglichst feinporiges Filtermaterial eingeblasen, und die Erfahrung hat gezeigt, daß der Wirkungsgrad solcher Anlagen für kleiner werdende Luftdurchsätze ansteigt.

Für Luftschleieranlagen zur künstlichen Gewässerbelüftung findet sich bei Krolewski [104], daß der Wirkungsgrad etwa 10% beträgt, was bei einem Sauerstoffanteil von 1/5 in der Luft einem Sauerstoffeintrag von 2% der zugeführten Luftmenge entspricht. Nach [109] ergibt sich bei einem Sauerstoffdefizit von 100% ein Sauerstoffeintrag pro Meter Wassertiefe von etwa 2% der Luftmenge oder 10% des zugeführten Sauerstoffs.

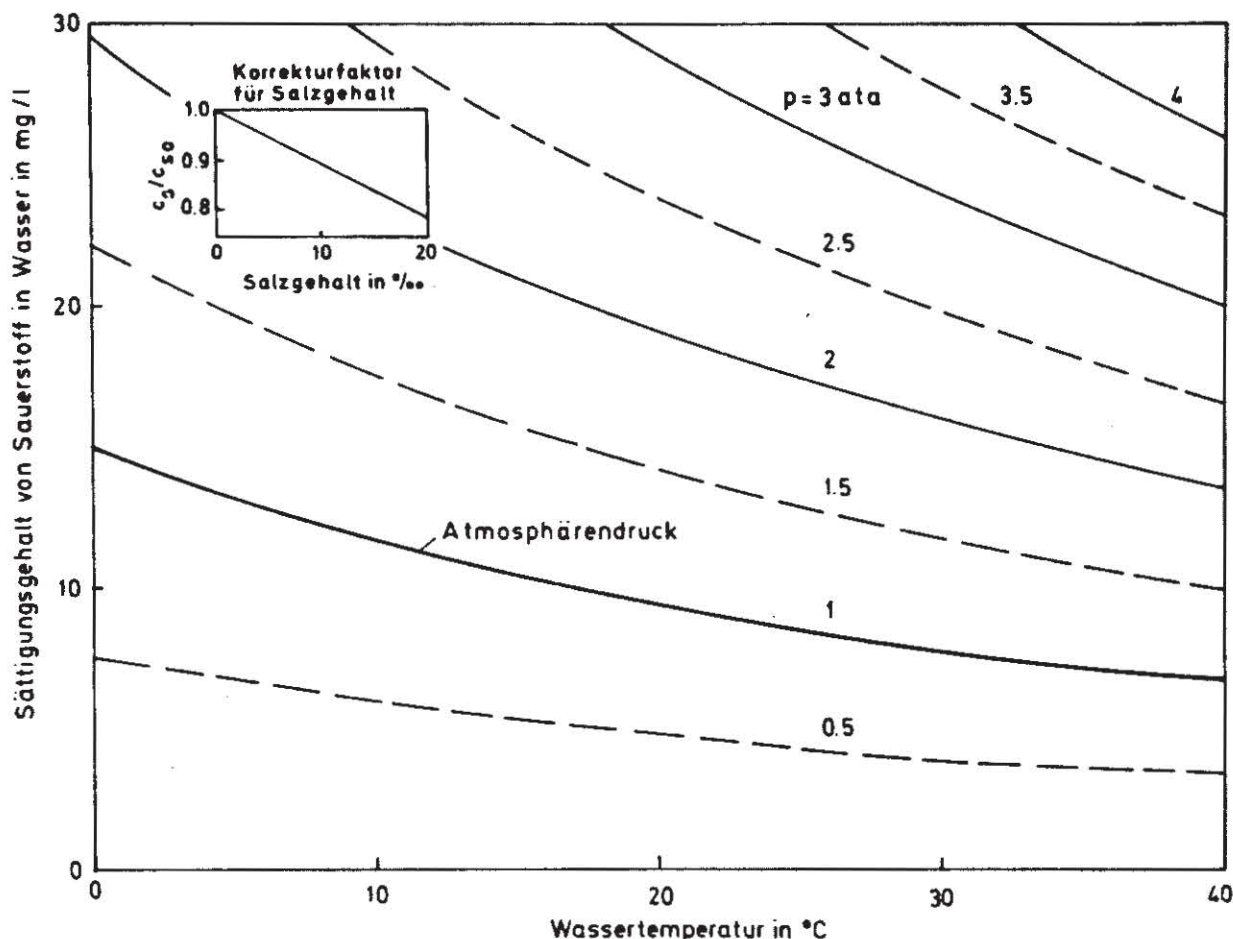


BILD 11.2 : LÖSLICHKEIT VON SAUERSTOFF IN WASSER

Die Sauerstoffaufnahme an einer Wasseroberfläche ist direkt proportional dem Sauerstoffdefizit, welches als das Verhältnis der Differenz zwischen Sättigungs- und tatsächlichem Sauerstoffgehalt zum Sättigungsgehalt definiert ist. Außerdem ändert sie sich mit der Temperatur, da sowohl der Sättigungsgehalt als auch der molekulare Diffusionskoeffizient temperaturabhängig sind: der erstere fällt (Bild 11.2), der

letztere nimmt mit steigender Temperatur zu. Um Angaben über Sauerstoffeintrag unter verschiedenen Bedingungen miteinander vergleichen zu können, ist es daher üblich, diese auf ein Bezugsdefizit (üblicherweise 100%, manchmal auch 50%) und eine Bezugstemperatur (meist 20° C, manchmal 10° C) umzurechnen. Für das Sauerstoffdefizit ist dies wegen der direkten Proportionalität einfach, und für den Temperatureinfluß hat Pasveer [98] für Druckluftsysteme gezeigt, daß bei Temperaturen von 5° bis 30° C die Einflüsse infolge abnehmender Sauerstoffsättigung und infolge zunehmender Sauerstoffaufnahmegeschwindigkeit etwa gleich groß sind und somit in diesem Temperaturbereich keine wesentlichen Änderungen mit der Temperatur zu erwarten sind [112].

Der Sauerstoffeintrag ist direkt proportional zur Kontaktfläche zwischen Wasser und Luft und zur Aufenthaltszeit der Luftblasen im Wasser. Demzufolge besitzen extrem kleine Blasen den besten Wirkungsgrad, da sie sowohl die größte Oberfläche pro Luftvolumen aufweisen als auch die kleinsten Steiggeschwindigkeiten. Die ideale Luftschleieranlage zur Sauerstoffanreicherung muß demnach unendlich kleine Bläschen erzeugen. Nach den Ausführungen in Kap. 2 ist die Größe der erzeugten Blasen jedoch im wesentlichen nur vom Luftdurchsatz abhängig und kann durch die Art der Luftzugabe (Filter etc.) nur wenig beeinflußt werden. Hinzu kommt, daß eine Luftzuführung durch extrem kleine Öffnungen nur auf Kosten eines zusätzlichen Druckgefälles an der Zugabestelle und damit eines erhöhten Energieaufwands möglich ist. Es erscheint daher angebracht, kleine Blasendurchmesser - und damit einen guten Wirkungsgrad der Anlage - durch Reduzierung des Durchsatzes pro Einzeldüse unter Verwendung konventioneller Düsendurchmesser (0,5 - 2 mm) zu erzeugen. Da der Wirkungsgrad erst für verschwindend kleine Durchsätze sein Maximum erreicht, müssen für die Auslegung praktischer Anlagen die möglichen Verbesserungen des Wirkungsgrads in Beziehung gesetzt werden zu den mit der erforderlichen Düsenzahl steigenden Investitionskosten.

### 11.3 Bemessung

Beim Aufsteigen von Luftblasen in nicht gesättigtem Wasser wird Sauerstoff von der Blase an das Wasser abgegeben. Der geschwindigkeitsbestimmende Faktor hierbei ist der Transport des gelösten Gases in der Flüssigkeit von der gesättigten Blasenoberfläche weg, wie eine Betrachtung der relevanten Diffusionskoeffizienten zeigt [4]; dementsprechend ist die Sauerstoffabgabe der Blase dem Sauerstoffdefizit proportional. Für eine frei aufsteigende Einzelblase mit der Sauerstoffmasse  $N$  läßt sich die Gasabgabe pro Einheitslänge ansetzen zu

$$\frac{dN}{dz} = - N k' \left( \frac{c_s - c}{c_s} \right) \quad (11.1)$$

wobei die Proportionalitätskonstante  $k'$  denjenigen Anteil der Masse  $N$  angibt, der bei vollständigem Sauerstoffdefizit pro Einheitshöhe in Lösung geht. Der Koeffizient  $k'$  wurde für einzelne Gasblasen bis zu Durchmessern von 5 mm experimentell bestimmt [4] und ist in Bild (11.3) dargestellt. Für einzelne Luftblasen, die aus beträchtlicher Tiefe frei aufsteigen, kann unter Berücksichtigung sowohl der Änderung der Gasmasse  $N$  infolge Diffusion als auch der Änderung des Blasendurchmessers mit dem örtlichen (hydrostatischen) Druck hieraus der Wirkungsgrad  $\eta$  (Verhältnis von diffun-



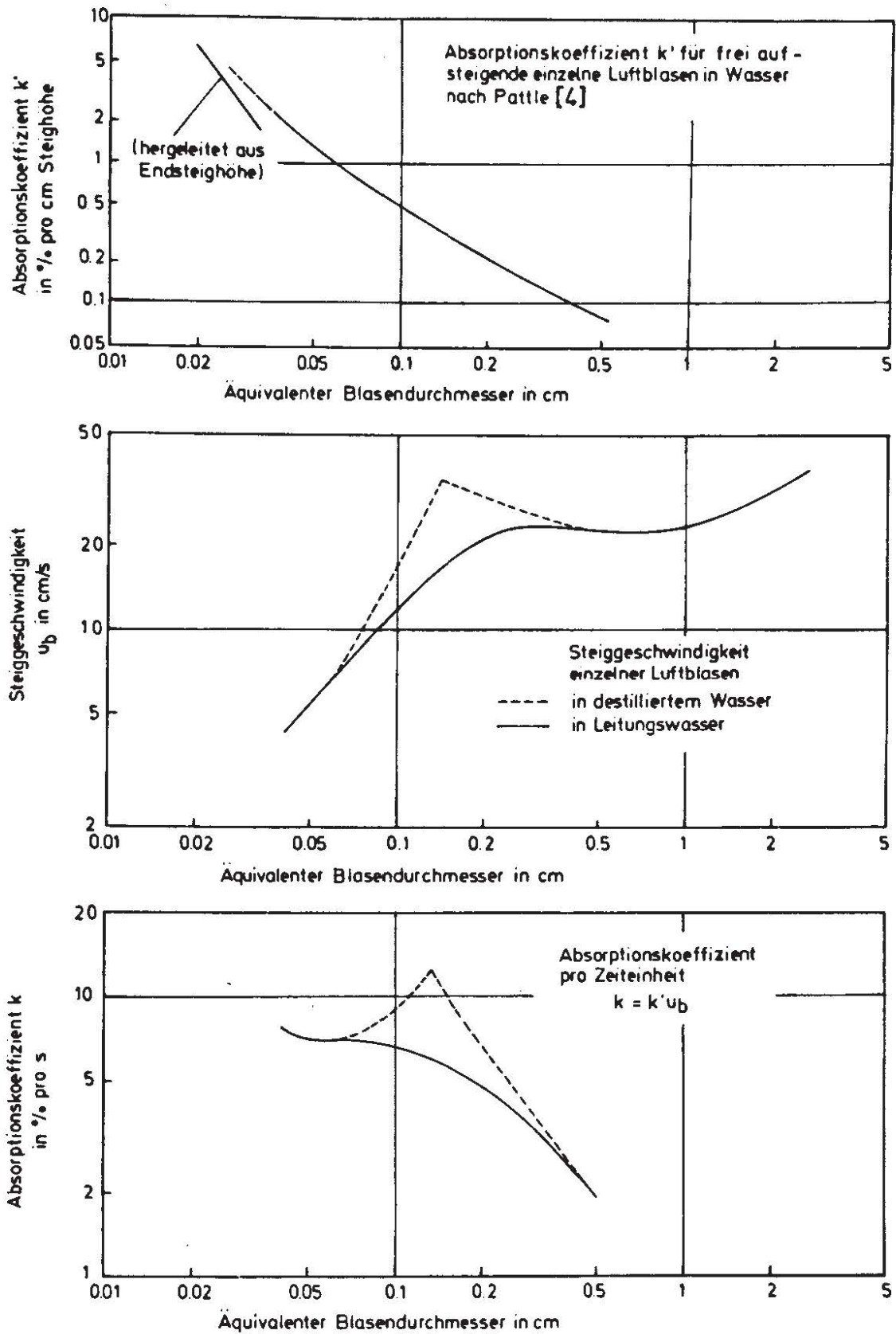


BILD 11.3: SAUERSTOFFABSORPTION VON LUFTBLASEN IN WASSER

dierter zu eingebrachter Sauerstoffmasse) über die gesamte Höhe  $H$  bestimmt werden. Für ein Sauerstoffdefizit von 100% ergibt sich als Näherungslösung [4]

$$\eta = 1 - e^{-k'_0 \cdot H} \quad (11.2)$$

Führt man die Blasensteiggeschwindigkeit  $u_b$  ein, dann läßt sich ein Absorptionskoeffizient  $k$  (Anteil pro Zeiteinheit) definieren aus

$$\frac{dN}{dt} = -u_b \cdot N \cdot k' \left( \frac{c_s - c}{c_s} \right) \equiv -N k \left( \frac{c_s - c}{c_s} \right) \quad (11.3)$$

Dieser Absorptionskoeffizient  $k$  pro Zeiteinheit ist in Bild (11.3) in Abhängigkeit vom Blasendurchmesser aufgetragen: er ergibt sich aus dem Produkt des empirisch ermittelten Koeffizienten  $k'$  und der Blasensteiggeschwindigkeit einer Einzelblase nach Bild (2.7). Kennt man den Blasendurchmesser und die Aufenthaltszeit  $T$  der Blase im Wasser, dann läßt sich der Wirkungsgrad  $\eta$  in erster Näherung bestimmen aus

$$\eta = k T \left( \frac{c_s - c}{c_s} \right) = k \frac{H}{u_b} \left( \frac{c_s - c}{c_s} \right) \quad (11.4)$$

Die Verhältnisse in einem Luftblasenstrom sind einer analytischen Behandlung nicht zugänglich: die zugeführte Sauerstoffmasse pro Zeiteinheit wird zu unbekanntem Anteil auf Blasen sehr unterschiedlicher Durchmesser verteilt, die jeweils verschiedene Absorptionskoeffizienten und verschiedene Aufenthaltszeiten besitzen. Vergleichsweise haben kleine Blasen eine größere Aufenthaltszeit und weisen eine größere relative Sauerstoffabgabe auf, fallen jedoch wegen ihres geringen absoluten Massenanteils meist nicht so sehr ins Gewicht wie die großen, relativ unwirksamen Blasen. Des weiteren kommt erschwerend hinzu, daß der Blasenstrom eine Wasserströmung induziert, die die Aufenthaltszeit der einzelnen Blasen teils drastisch verkürzt: bei kleinen Blasen kann sie auf einen Bruchteil der Aufenthaltszeit beim freien Anstieg absinken. Die Absorptionsrate  $k$  wird von der Wasserströmung nicht beeinflusst, da für diese lediglich die Relativgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  zwischen Blase und Wasser maßgebend ist; der Wirkungsgrad hingegen ist direkt proportional der Aufenthaltszeit. Schließlich ist zu berücksichtigen, daß bei hohen Luftkonzentrationen der Sauerstoffeintrag aufgrund der Verringerung des örtlichen Sauerstoffdefizits im Blasenschleier zurückgehen kann.

Die einzige Möglichkeit, eine näherungsweise Aussage über den Sauerstoffeintrag eines Luftblasenstroms zu treffen, besteht darin, für einen mittleren oder repräsentativen Blasendurchmesser einen repräsentativen Absorptionskoeffizienten  $\bar{k}$  zu bestimmen und die mittlere Aufenthaltszeit des Blasenstroms aus der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  und der Wassertiefe zu gewinnen. Damit ergibt sich das Verhältnis von in Lösung gebrachtem zu insgesamt zugeführtem Sauerstoff zu

$$\bar{\eta} = \bar{k} \frac{H}{\bar{u}_b} \left( \frac{c_s - c}{c_s} \right) \quad (11.5)$$

Für eine vorgegebene Düse nimmt der maximale Blasendurchmesser beim Strahlgasen nach Gl. (2.13) mit dem Durchsatz zu; dies dürfte, wenn auch in geringerem Maß,



für den repräsentativen Blasendurchmesser ebenfalls zutreffen. Bild (11.3) zeigt, daß mit zunehmendem Blasendurchmesser der Absorptionskoeffizient  $k$  kleiner wird. Da außerdem die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  nach Gl. (2.21) mit zunehmendem Durchsatz steigt, macht Gl. (11.5) deutlich, daß der Wirkungsgrad  $\bar{\eta}$  für den Sauerstoffeintrag eines Blasenstroms mit steigendem Durchsatz immer geringer werden muß. Nimmt man an, daß die repräsentativen Blasendurchmesser im allgemeinen zwischen 1 und 8 mm liegen, und die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  im Bereich von 0.4 bis 0.8 m/s liegt, dann ergibt sich mit Bild (11.3) als Bereich für den Wirkungsgrad bei hundertprozentigem Dichtedefizit

$$\bar{\eta} \leq 0.07 \cdot \frac{H[m]}{0.4} \approx 0.18 H[m] \quad (\text{kleine Luftströme}) \quad (11.6)$$

und

$$\bar{\eta} \geq 0.015 \cdot \frac{H[m]}{0.8} \approx 0.02 H[m] \quad (\text{große Luftströme}) \quad (11.7)$$

Im Vergleich hierzu ergibt die Bemessungsformel nach [109] mit

$$\bar{\eta} = 0.10 H[m] \quad (11.8)$$

einen Richtwert, der in der Mitte dieses Bereichs liegt, während nach dem Ansatz von Krolewski [104] mit

$$\bar{\eta} = 0.10 \quad (11.9)$$

der Wirkungsgrad wassertiefenunabhängig wäre, was physikalisch nicht plausibel erscheint, da die Aufenthaltszeit der Luftblasen proportional zur Wassertiefe anwächst.

Bei einem Sauerstoffanteil in der eingeblasenen Luft von  $1/5$  ergibt sich bei einem Durchsatz  $Q_0$  eine eingetragene Sauerstoffmenge von

$$M_s = \frac{1}{5} \bar{\eta} \rho_L Q_0 \quad (11.10)$$

Der zum Einblasen des Luftstroms  $Q_0$  erforderliche Energiebedarf ist durch Gl. (5.24) gegeben; für den spezifischen Energieaufwand pro Sauerstoffeintrag folgt hieraus

$$E_s \left[ \frac{\text{kwh}}{\text{kg O}_2} \right] = \frac{E [\text{kwh}]}{M_s [\text{kg O}_2/h]} = \frac{\frac{1}{\eta_0} \rho_w g Q_0 H}{\frac{1}{5} \bar{\eta} \rho_L Q_0} \left( \frac{1 \text{ kw}}{102 \text{ mkp/s}} \right) \left( \frac{1 \text{ h}}{3600 \text{ s}} \right) \quad (11.11)$$

Mit ( $\rho_w g = 1000 \text{ kp/m}^3$ ) und ( $\rho_L \approx 1.25 \text{ kg/m}^3$ ) liefert diese Beziehung

$$E_s \left[ \frac{\text{kwh}}{\text{kg O}_2} \right] = \frac{0.011}{\eta_0 (\bar{\eta} / H[m])} \quad (11.12)$$

Der spezifische Energiebedarf kann je nach Gestaltung der Anlage stark variieren. Mit Hilfe der Gleichungen (11.6) und (11.7) ergibt sich ein Bereich von

$$\frac{0.06}{\eta_0} \leq E_s \left[ \frac{\text{kWh}}{\text{kg O}_2} \right] \leq \frac{0.55}{\eta_0} \quad (11.13)$$

wobei die untere Grenze sehr kleinen Luftströmen pro Einzeldüse bei großem Düsenabstand entspricht und der obere Wert für große Luftströme und kleine Abstände gilt. Der Schätzwert nach [109] liefert aus den Gleichungen (11.8) und (11.12)

$$E_s \left[ \frac{\text{kWh}}{\text{kg O}_2} \right] \approx \frac{0.11}{\eta_0} \quad (11.14)$$

Der hierin enthaltene Wirkungsgrad  $\eta_0$  der Luftzufuhr ist nach Gl. (5.23) gegeben durch die Wassertiefe und den Differenzdruck des Kompressors:

$$\eta_0 = \frac{\rho_w g H}{(p_{\text{Kompressor}} - p_{\text{atm}})} \quad (11.15)$$

Der große Variationsbereich des spezifischen Energiebedarfs nach Gl. (11.13) macht deutlich, daß die Wirtschaftlichkeit einer Luftschleieranlage zur Sauerstoffanreicherung sehr wesentlich von der Art der Luftzufuhr abhängt, und daß solche Anlagen mit zunehmender Kapazität pro Einzeldüse sehr rasch unwirtschaftlich werden. Eine optimale Anlage bestünde aus Einzeldüsen mit möglichst kleinem Durchfluß pro Düse in Abständen von 10 bis 20 Prozent der Wassertiefe.

Bei Anlagen in großen Wassertiefen wirkt sich positiv aus, daß der Sättigungsgehalt von Sauerstoff in Wasser mit zunehmendem Druck ansteigt (siehe Bild 11.2): für gleichen absoluten Sauerstoffgehalt ist somit das Sauerstoffdefizit in großen Tiefen größer als in Oberflächennähe. Bei Anlagen in Fließgewässern wird die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  durch die Querströmung abgemindert (siehe Bilder 2.10 und 2.11): nach Gl. (11.5) wirkt sich dies ebenfalls positiv auf den Wirkungsgrad des Sauerstoffeintrags aus. Die Vernachlässigung dieser beiden Einflüsse führt zu konservativen Abschätzungen.

#### 11.4 Zahlenbeispiel

An einem Fluß von 4 m Tiefe und 40 m Breite soll eine Luftschleieranlage zur Sauerstoffanreicherung installiert werden, die im Sommer bei einem Durchfluß von  $25 \text{ m}^3/\text{s}$  und Wassertemperaturen von  $20^\circ \text{ C}$  in der Lage sein soll, den Sauerstoffgehalt von  $2 \text{ mg/l}$  auf  $6 \text{ mg/l}$  anzuheben.

Für die vorgegebene Temperatur ergibt sich aus Bild 11.2 ein Sättigungsgehalt von  $9.5 \text{ mg/l}$  und somit für den Bemessungsfall ein Sauerstoffdefizit von

$$c = \frac{9.5 - 2}{9.5} \approx 80\%$$



Der geforderte Sauerstoffeintrag von 4 mg/l entspricht bei einem Durchfluß von 25 m<sup>3</sup>/s einem Gesamtbedarf von

$$M_s = 0.004 \cdot 25 \cdot 3600 = 360 \text{ kg O}_2/\text{h}$$

Dieser Sauerstoffeintrag soll bei einem Dichtedefizit von 80% erfolgen; die Anlage ist demgemäß auszulegen für einen Sauerstoffeintrag bei hundertprozentigem Defizit von

$$M_s = \frac{360}{0.8} = 450 \text{ kg O}_2/\text{h}$$

Der Druckluftversorgung sollte ein möglichst niedriger Betriebsdruck und damit günstiger Wirkungsgrad  $\eta_o$  gemäß Gl. (11.15) zugrunde gelegt werden, da der spezifische Energiebedarf der Anlage (Gl. 11.12) umgekehrt proportional zu  $\eta_o$  wächst. Im vorliegenden Beispiel sei ein Kompressor mit 1.5 atü Betriebsdruck gewählt, so daß aus Gl. (11.15) für den Wirkungsgrad der Luftzufuhr folgt

$$\eta_o = \frac{4000}{15000} = 0.27$$

Hiermit kann nun der erforderliche Luftstrom und der Energiebedarf der Anlage folgendermaßen abgeschätzt werden.

(1) Optimale Auslegung (bester Wirkungsgrad nach Gl. 11.6): Gl. (11.10) ergibt mit ( $\bar{\eta} = 0.18 \text{ H[m]}$ ) für den erforderlichen Luftstrom

$$Q_o = \frac{5 M_s}{\bar{\eta} \cdot \rho_L} = \frac{5 \cdot 450}{(0.18 \cdot 4) \cdot 1.25} \left( \frac{1}{3600} \right) = 0.7 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$$

Für den Gesamt-Energiebedarf liefert Gl. (5.24)

$$E = \frac{1}{\eta_o} \rho_w g Q_o H = \frac{1000 \cdot 0.7 \cdot 4}{0.27} \left( \frac{1 \text{ kw}}{102 \text{ mkp/s}} \right) = 100 \text{ kw}$$

Der spezifische Energiebedarf ergibt sich aus dem Verhältnis des Gesamtenergiebedarfs zur eingetragenen Sauerstoffmasse pro Zeiteinheit (bzw. aus der unteren Grenze in Gl. 11.13) zu

$$E_s = \frac{E}{M_s} = \frac{100}{450} = 0.23 \left[ \frac{\text{kwh}}{\text{kg O}_2} \right] \text{ bei } 100\% \text{ Defizit}$$

$$E_s = \frac{100}{360} = 0.28 \left[ \frac{\text{kwh}}{\text{kg O}_2} \right] \text{ bei } 80\% \text{ Defizit}$$

(2) Auslegung gemäß Schätzwert nach [109] (Wirkungsgrad nach Gl. 11.8):

$$\text{Erforderlicher Luftstrom } Q_0 = \frac{5 \cdot 450}{(0.1 \cdot 4) 1.25 \cdot 3600} = 1.25 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$\text{Gesamt-Energiebedarf } E = \frac{1000 \cdot 1.25 \cdot 4}{0.27 \cdot 102} = 180 \text{ kw}$$

$$\text{Spezifischer Energiebedarf } E_s = \frac{180}{450} = 0.4 \left[ \frac{\text{kwh}}{\text{kg O}_2} \right] \text{ bei 100\% Defizit}$$

$$E_s = \frac{180}{360} = 0.5 \left[ \frac{\text{kwh}}{\text{kg O}_2} \right] \text{ bei 80\% Defizit}$$

(3) Sehr ungünstige Auslegung (schlechtester Wirkungsgrad nach Gl. 11.7):

$$\text{Erforderlicher Luftstrom } Q_0 = \frac{5 \cdot 450}{(0.02 \cdot 4) 1.25 \cdot 3600} = 6.25 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$\text{Gesamt-Energiebedarf } E = \frac{1000 \cdot 6.25 \cdot 4}{0.27 \cdot 102} = 900 \text{ kw}$$

$$\text{Spezifischer Energiebedarf } E_s = \frac{900}{450} = 2 \left[ \frac{\text{kwh}}{\text{kg O}_2} \right] \text{ bei 100\% Defizit}$$

$$E_s = \frac{900}{360} = 2.5 \left[ \frac{\text{kwh}}{\text{kg O}_2} \right] \text{ bei 80\% Defizit}$$

Ein Vergleich dieser Schätzwerte zeigt, daß die Wirksamkeit der Anlage sehr wesentlich davon abhängt, wie die Luft dem Wasser zugegeben wird. Wählt man kleine Durchsätze pro Einzeldüse und ausreichend große Abstände zwischen den Düsen, so daß sich diese gegenseitig möglichst wenig beeinflussen, dann dürfte der tatsächliche Wirkungsgrad der Anlage zwischen den Abschätzungen (1) und (2) liegen. Zumal da der Sauerstoffeintrag durch die Querströmung und die relativ große Wassertiefe noch begünstigt wird. Wählt man demnach einen Luftstrom, der etwa dem Mittelwert der Abschätzungen (1) und (2) entspricht, dann ergibt sich für die Anlage

$$\text{Gewählter Luftstrom } Q_0 = 1 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$\text{Gesamt-Energiebedarf } E = 144 \text{ kw}$$

$$\text{Spezifischer Energiebedarf } E_s = 0.32 \text{ kwh/kg O}_2 \text{ bei 100\% Defizit}$$

$$E_s = 0.40 \text{ kwh/kg O}_2 \text{ bei 80\% Defizit}$$

Im Sinne der obigen Ausführungen soll die Luftzufuhr durch 4000 Düsen mit einem Durchsatz von je  $250 \text{ cm}^3/\text{s}$  erfolgen. Diese werden in 20 Düsenreihen quer zur Strömungsrichtung mit je 200 Düsen angeordnet, wobei der Düsenabstand am Rohr 20 cm (5% der Wassertiefe) beträgt und der Abstand zwischen den einzelnen Rohren mindestens 80 cm (20% der Wassertiefe) und nach Möglichkeit mehr betragen sollte. Alternativ könnten 40 Rohre mit Düsen- und Rohrabständen von je 40 cm gewählt werden.

## 11.5 Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung

Die künstliche Belüftung von Oberflächengewässern spielt eine wichtige Rolle im Rahmen des Gewässerschutzes. Künstliche Flußwasserbelüftung wird seit Jahren mit



Erfolg praktiziert und hat sich als sehr wirtschaftlich erwiesen: ein vergleichbarer Reinigungseffekt wäre mit anderen Methoden wie zusätzlicher Abwasserbehandlung oder Aufhöhung von Niedrigwasserabflüssen nur mit einem mehrfachen Kostenaufwand (nach [108] Faktor 3 bis 5) zu erzielen.

Bei einem Vergleich der verschiedenen Belüftungsverfahren zeigt sich, daß der spezifische Leistungsbedarf von Luftblasenschleiern und mechanischen Oberflächenbelüftern in derselben Größenordnung liegt (0.5 bis 1.5 kWh/kg O<sub>2</sub> bei 100% Defizit). Die Literaturangaben für Luftschleieranlagen schwanken hierbei besonders stark, was vermutlich darauf zurückzuführen ist, daß solche Anlagen mangels Bemessungsunterlagen empirisch ausgelegt wurden und daher unter Umständen stark von den optimalen Bedingungen abweichen. Gegenüber mechanischen Belüftern haben Luftschleier erhebliche Vorteile: sie erfordern keine großen Maschinen an der Wasseroberfläche, die das Landschaftsbild stören, und sie erzeugen keine gefährlichen Strömungen für Schwimmer. Nachteilig wirkt sich hingegen aus, daß der Wartungsaufwand solcher Anlagen nicht unerheblich ist und Verschlickungs- und Verstopfungserscheinungen unter Umständen beträchtliche Schwierigkeiten verursachen: eine Anlage der VEW an der Lippe wurde aus diesen Gründen außer Betrieb gesetzt.

Einrichtungen zur Turbinenbelüftung weisen nur etwa einen halb so großen spezifischen Energiebedarf auf wie die anderen Verfahren und sind deshalb erheblich wirtschaftlicher: allerdings haftet dieser Methode der Nachteil an, daß sie an den jeweiligen Standort der Turbine gebunden ist, wohingegen der Standort für Luftschleieranlagen oder mechanische Belüfter frei gewählt und somit an jene Stelle gelegt werden kann, an der nach den Verschmutzungs- und Sauerstoffverhältnissen im System der größte Effekt erzielt werden kann.

Der Einsatz von Luftschleiern in stehenden Gewässern zur Verbesserung der Wasserqualität ist vielfach mit Erfolg praktiziert worden: allerdings scheint hierfür nicht der direkte Sauerstoffeintrag – der in Abwesenheit von Strömungen nur lokalen Charakter haben kann – in erster Linie verantwortlich zu sein, wie in Kapitel 10 erläutert wurde, sondern die Beseitigung der Dichtestratifikation durch den Luftschleier und damit die Förderung natürlicher vertikaler Transportprozesse und somit auch des Sauerstoffeintrags in die tieferen Wasserschichten.

Erwähnenswert ist in diesem Zusammenhang eine Methode, die es erlaubt, die Wasserschichten des Hypolimnion mit Sauerstoff anzureichern, ohne die vorhandene Dichte- und Temperaturschichtung zu zerstören. Diese Methode wurde vom Wahnbachtalsperrenverband entwickelt und besteht aus einem Wasserbehälter mit freier Oberfläche und zwei vertikalen Rohren, die bis ins Hypolimnion reichen (Bild 11.4). In eines der Rohre werden am unteren Ende Luftblasen zugeführt, so daß dieses als Mammutpumpe wirkt und Wasser an die Oberfläche fördert, wo es Sauerstoff aufnehmen kann, um dann durch das zweite Rohr wiederum in das Hypolimnion zurückzuströmen. Auf diese Weise wird eine Tiefenbelüftung ohne Beeinflussung des Epilimnions und unter Erhaltung des Dichte- und Temperaturprofils erreicht; die erforderliche Apparatur ist zwar sehr aufwendig, doch liegt der berichtete spezifische Energiebedarf relativ niedrig. Das Verfahren bietet daher in all jenen Fällen Vorteile, in denen aus den tieferen Schichten möglichst kühles Wasser gewonnen werden soll (bei-

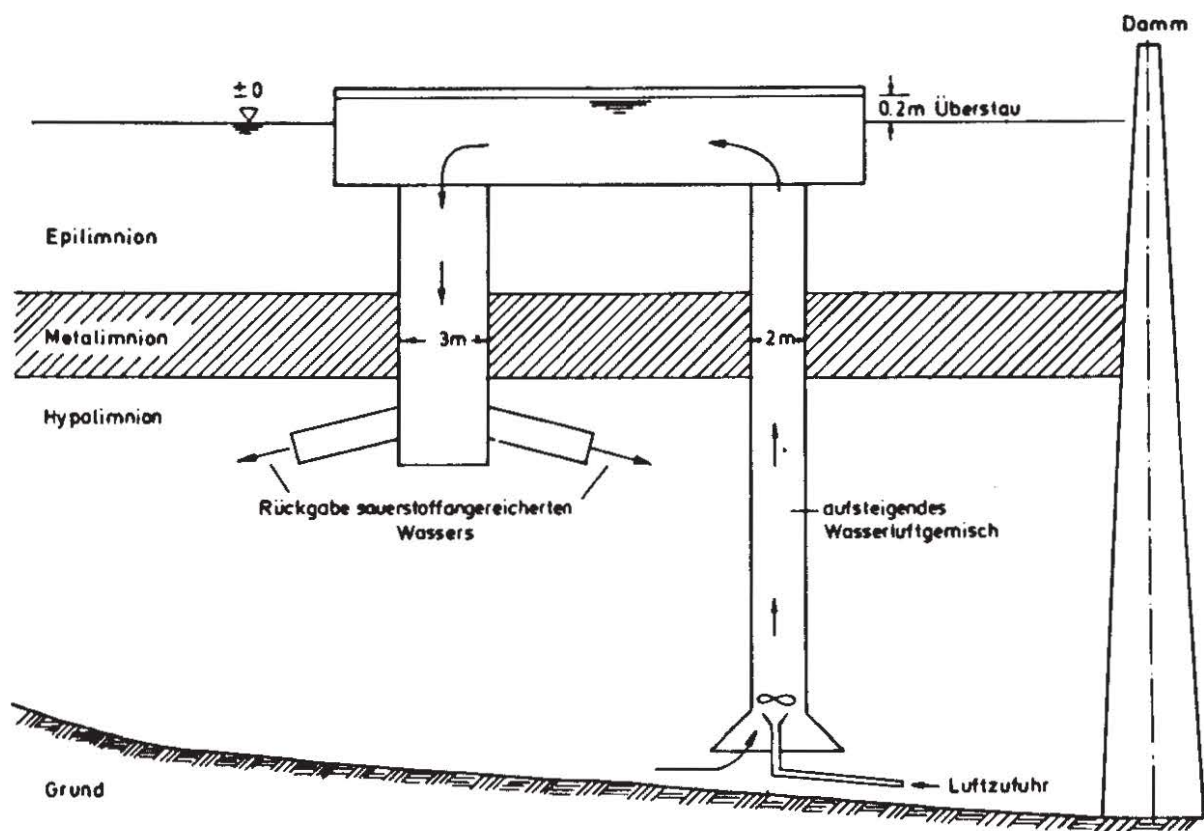


BILD 11.4: SCHEMATISCHE DARSTELLUNG DES BELÜFTUNGSSYSTEMS "WAHNBACHTALSPERRENVERBAND"

spielsweise für Zwecke der Trinkwasserversorgung), so daß die bei einer Umwälzung des gesamten Wasserkörpers zwangsläufige Temperaturerhöhung in den tieferen Schichten nicht in Kauf genommen werden kann.



## 12. PNEUMATISCHE WELLENBRECHER

### 12.1 Zweck und Funktionsprinzip

Schon zu Beginn des Jahrhunderts hat Brasher in den USA mit Erfolg ein Pier gegen Wellen durch Einblasen von Druckluft geschützt. Weitere Installationen hingegen erwiesen sich als weit weniger erfolgreich. Seit dieser Zeit haben eine Fülle von Natur- und Modellversuchen widersprüchliche Ergebnisse geliefert, was vor allem auf die Tatsache zurückzuführen ist, daß Modellversuche und Naturmessungen nicht in Einklang gebracht werden konnten, weil sich der Luftschleier im Modell nicht maßstabgerecht und kinematisch ähnlich darstellen läßt.

Die wellendämpfende Wirkung eines Luftblasenschleiers läßt sich auf zweierlei Ursachen zurückführen. Wie G. I. Taylor in einer analytischen Arbeit [51] gezeigt hat, beruht der Haupteffekt des pneumatischen Wellenbrechers auf der an der Oberfläche erzeugten Gegenströmung, die ein Aufsteilen und Brechen kurzer Wellen bewirkt. Dies wurde experimentell mehrfach bestätigt [53; 117]. Als zweiter Effekt kommt hinzu, daß das aufsteigende Wasserluftgemisch wie eine durchlässige Wand wirkt, die einen Strömungswiderstand erzeugt, aufgrund dessen den durchlaufenden Wellen Energie entzogen wird.

Experimentelle Untersuchungen haben übereinstimmend gezeigt, daß kurze Wellen gut, lange hingegen nur sehr schlecht gedämpft werden können, und daß wirkungsvolle Wellenbrecher stets einen hohen Energiebedarf aufweisen. Außerdem besteht Einigkeit darüber, daß Modellversuchsergebnisse nicht auf die Natur übertragen werden können: die Ursache hierfür liegt darin, daß im Modell weder die Strömungs- und Widerstandsverhältnisse im Blasenstrom noch die induzierten Oberflächenströmungen denjenigen der Großausführung im Froude'schen Maßstab entsprechen.

### 12.2 Anforderungen an das Luftschleier-Strömungsfeld

G. I. Taylor hat mathematisch die Bedingungen untersucht, unter denen eine seewärts gerichtete Oberflächenströmung den Durchgang von landeinwärts gerichteten Wellen verhindern kann. Hierbei wurde sowohl eine gleichförmige Geschwindigkeit von der Oberfläche bis zu einer Tiefe  $h$  als auch eine dreiecksförmige Geschwindigkeitsverteilung untersucht. In potentialtheoretischen Ansätzen wird das Geschwindigkeitsfeld einer solchen Oberflächenströmung mit Wellen verschiedener Wellenlänge überlagert, wobei Wellen kleiner Amplitude in unendlich tiefem Wasser angesetzt werden. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Tiefwasserwelle geht mit der Wellenlänge zurück. Als Kriterium für die wellendämpfende Wirkung einer Oberflächenströmung setzt Taylor an, daß alle Wellen, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit kleiner als die entgegengerichtete Strömungsgeschwindigkeit ist, die Strömung nicht passieren können und daher erfolgreich abgewehrt werden. Dies führt zu einer Beziehung zwischen der Wellenlänge  $\lambda_0$  und der Größe  $U$  und Ausdehnung  $h$  der Oberflächenströmung für den Grenzfall, daß die Wellengeschwindigkeit gleich der Strömungsgeschwindigkeit ist (Bild 12.1). Alle Wellenlängen kleiner als der Grenzwert  $\lambda_0$  werden demnach von der Strömung gestoppt, während für größere Wellenlängen die Ge-



genströmung unwirksam bleibt. Diese Beziehung zwischen Oberflächenströmung und Wellendämpfung kann zur Beurteilung der Wirkung pneumatischer Wellenbrecher herangezogen werden, da die resultierende Oberflächenströmung aus Kapitel 5 bekannt ist und die Geschwindigkeitsverteilung mit guter Näherung als dreiecksförmig angenommen werden kann.

Geschwindigkeitsprofile der Oberflächenströmung:

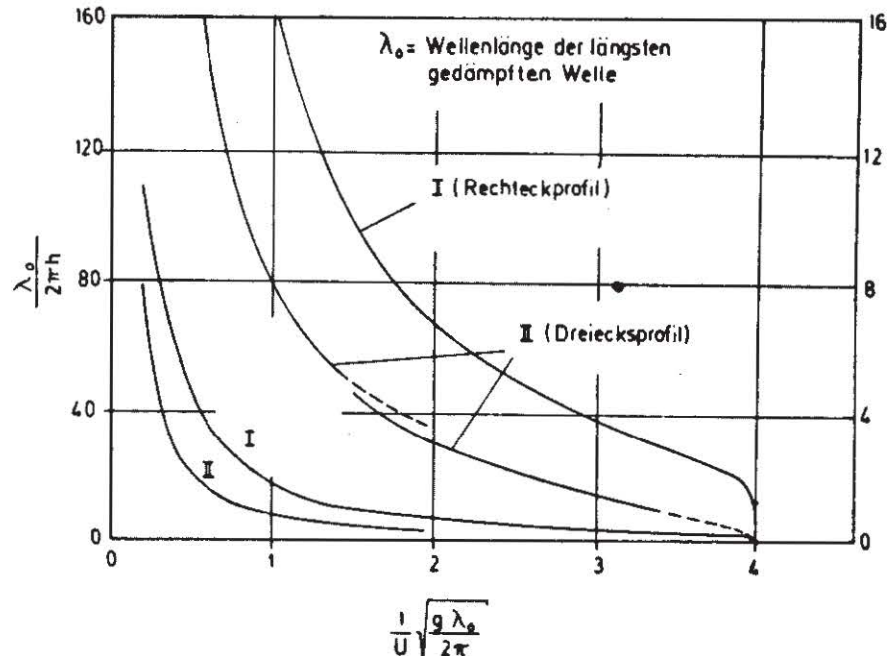
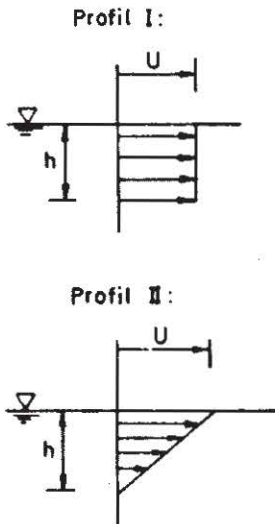


BILD 12.1: BEZIEHUNG ZWISCHEN OBERFLÄCHENSTRÖMUNG UND BEMESSUNGS-WELLENLÄNGE NACH TAYLOR [51]

Experimente haben die Taylor'sche Berechnung im wesentlichen bestätigt [53; 122] und gezeigt, daß eine gute Sperrwirkung nur dann erzielt wird, wenn die erforderliche Oberflächengeschwindigkeit tatsächlich oder nahezu erreicht wird. Schon bei Abweichungen von einigen Prozent nimmt die Wirkung jedoch sehr stark ab und geht rasch gegen Null, so daß es nicht möglich ist, mit geringerem als dem zur vollständigen Sperrung erforderlichen Aufwand eine teilweise Dämpfung zu erreichen. Des weiteren hat sich gezeigt, daß für hohe Wellen ( $H/\lambda > 0.02$ ) die tatsächliche Sperrgeschwindigkeit höher liegt als der von Taylor für infinitesimale Wellenhöhen errechnete Wert; die Abweichungen nehmen mit der Wellenhöhe zu und erreichen bei ( $H/\lambda = 0.04$ ) Werte von etwa 10% [122].

### 12.3 Bemessung

Der Berechnung eines pneumatischen Wellenbrechers ist eine Bemessungswellenlänge  $\lambda_0$  zugrunde zu legen, bis zu welcher Wellen von der Anlage gedämpft werden sollen. Diese Bemessungslänge ergibt sich aus den meteorologischen und örtlichen Gegebenheiten sowie den Bedingungen des zu schützenden Objekts.

Bild 12.1 zeigt den von Taylor errechneten Zusammenhang zwischen der Oberflächenströmung und der zu dämpfenden Bemessungswelle. Die Tiefe  $h$ , bis zu der sich die Gegenströmung erstreckt, hängt vom Luftstrom ab, doch kann in erster Näherung an-



genommen werden, daß  $h$  etwa das 0,2fache der Wassertiefe beträgt. Mit  $\lambda_0$  und  $h$  liefert Bild 12.1 die erforderliche Sperrgeschwindigkeit  $U$ . Wenn der Bemessung hohe Wellen ( $H/\lambda > 0.02$ ) zugrunde gelegt werden, sollte diesem Wert ein Zuschlag (bis zu 10%) zugeordnet werden. Gleichung (5.15) liefert die maximale Oberflächengeschwindigkeit zufolge eines Luftschleiers; hieraus kann für die jeweilige Wassertiefe und die erforderliche Sperrgeschwindigkeit der Luftstrom  $q_{krit}$  errechnet werden, der für die Anlage erforderlich ist.

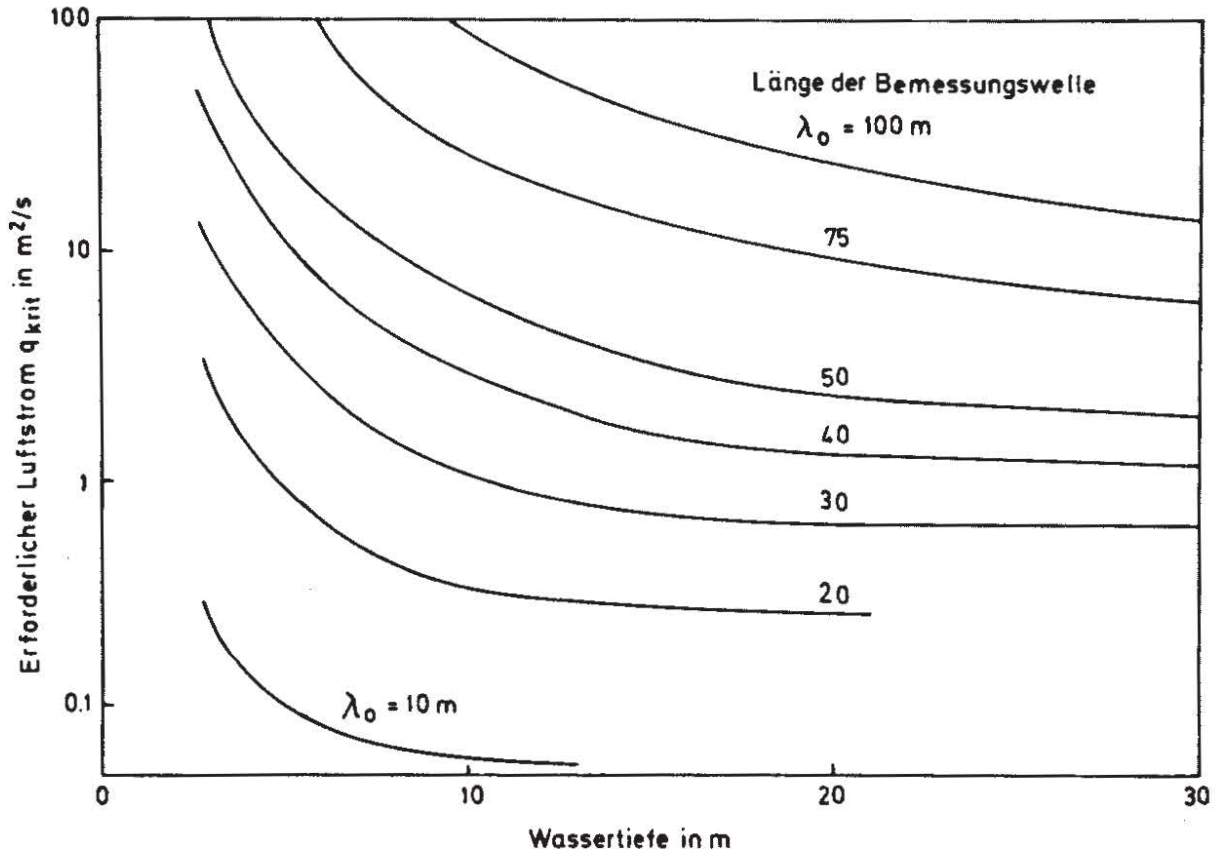


BILD 12.2: ERFORDERLICHER LUFTSTROM  $q_{krit}$  ALS FUNKTION DER WASSERTIEFE UND DER BEMESSUNGS-WELLENLÄNGE

In Wirklichkeit ist eine vollständige Wellendämpfung nicht erforderlich; auch hinter der Sperre können Wellen bis zu einer bestimmten Resthöhe zugelassen werden. Diese Tatsache macht die oben geschilderte Bemessung realistischer, da eine hundertprozentige Dämpfung in Natur nie zu erreichen ist.

#### 12.4 Zahlenbeispiel

An einer 80 m breiten Hafeneinfahrt mit einer Wassertiefe von 20 m soll ein pneumatischer Wellenbrecher installiert werden, der Wellen mit einer Wellenlänge von 50 m und einer Höhe von 2 m wirkungsvoll dämpfen soll.

Mit  $\lambda_0 = 50$  m und  $h = 0.2 \cdot H = 4$  m ergibt sich nach Diagramm 12.1

$$\frac{1}{U} \sqrt{\frac{g\lambda_0}{2\pi}} = 2.6 \quad \therefore U = 3.4 \text{ m/s}$$

Zu dieser Sperrgeschwindigkeit soll ein Zuschlag für die endliche Wellenhöhe gemacht werden; für  $H/\lambda = 0.04$  wird dieser in Anlehnung am Abschnitt 12.2 zu 10% gewählt, und es ergibt sich

$$U_{\text{sperr}} = 1.10 U = 3.74 \text{ m/s}$$

Aus Gl. (5.15) ergibt sich für eine maximale Oberflächengeschwindigkeit gleich der Sperrgeschwindigkeit bei  $H = 20 \text{ m}$  ein erforderlicher Luftstrom von

$$q_{\text{krit}} = 3.15 \text{ m}^2/\text{s}$$

Dies entspräche einem Gesamtluftbedarf der Anlage von

$$Q_0 = q_{\text{krit}} b = 3.15 \cdot 80 = 252 \text{ m}^3/\text{s}$$

Diese Zahlen für den Luftbedarf liegen um Größenordnungen höher als die für alle anderen Anwendungen erforderlichen Luftströme.

## 12.5 Erfahrungen mit bestehenden Anlagen und Beurteilung

Der Hauptnachteil eines pneumatischen Wellenbrechers besteht in dem extrem hohen Luftverbrauch und dem damit verbundenen hohen Energiebedarf, somit auch hohen Betriebskosten für wirkungsvolle Anlagen. Ihr Einsatz wird daher vermutlich auf besondere Fälle beschränkt bleiben, in denen Welleneinwirkung temporär unter allen Umständen vermieden werden muß, so daß die hohen Kosten gerechtfertigt sind: als Standardeinrichtungen zum Schutz von Häfen und ähnlichen Aufgaben wird der Luftschleier aus wirtschaftlichen Erwägungen schwerlich Verwendung finden; er ist auch entsprechend in den letzten 20 Jahren "aus der Mode gekommen".

Der Vorteil freier Schiffspassage auch während des Betriebs wird bei pneumatischen Wellenbrechern dadurch in Frage gestellt, daß sie eine Aufsteilung der einlaufenden Wellen bewirken, die zu einer Steigerung der Wellenhöhe bis etwa zum vierfachen ihres ursprünglichen Wertes führen kann. Es ist deshalb vorstellbar, daß unter diesen Bedingungen zumindest kleine Schiffe den Wellenbrecher nicht gefahrlos passieren könnten. Außerdem würden sich die nicht unerheblichen vom Luftschleier induzierten Strömungsgeschwindigkeiten nachteilig auf das Steuerverhalten und Anlegen kleiner Schiffe auswirken.

Der Luftbedarf und damit die Betriebskosten könnten dadurch reduziert werden, daß die Luft intermittierend zugegeben wird, wobei das Intervall für die Öffnungs- bzw. Schließzeit der Wellenperiode entsprechen müßte [122]. Allerdings sind die Ingenieurprobleme, die der Betrieb einer intermittierenden Anlage bei sehr großen Luftströmen aufwirft, kaum zu bewältigen. Es wäre allenfalls denkbar, statt die Luftzufuhr zu unterbrechen, zwei parallele Düsenrohre wechselweise mit Luft zu versorgen.



## 13. WEITERE ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN FÜR LUFTSCHLEIER IM WASSERBAU

### 13.1 Allgemeines

In den Kapiteln 7 bis 12 wurden die sechs wichtigsten Anwendungen von Luftschleiern für den Gewässerschutz vorgestellt; darüber hinaus gibt es noch eine Reihe weiterer Einsatzmöglichkeiten, die im folgenden kurz besprochen werden sollen. Allen Anwendungen gemeinsam ist, daß Luftschleier aus sehr einfachen Elementen bestehen und daher sowohl von der Investition her wenig Aufwand verursachen als auch das Erscheinungsbild des Gewässers so gut wie nicht beeinträchtigen. Die nahezu wartungsfreien und leicht in Betrieb zu nehmenden Anlagen können bei Bedarf transportabel gestaltet werden. Der Betrieb von Luftschleieranlagen hat keinerlei negative Auswirkungen auf die Gewässerqualität, erzeugt keine gefährlichen Strömungen und behindert die Schifffahrt auch während des Betriebs nicht.

Für Wirtschaftlichkeitsbetrachtungen fallen die Investitionskosten in aller Regel nicht ins Gewicht - die Wirtschaftlichkeit einer Anlage hängt vielmehr in erster Linie von den Betriebskosten und damit vom jeweiligen Luftbedarf ab. Deshalb sind Luftschleier immer da wirtschaftlich, wo nur gelegentlicher Einsatz erforderlich ist, da ein kontinuierlicher Betrieb stets hohe Kosten verursachen würde.

Für viele Verwendungszwecke von Luftschleieranlagen existieren keine Alternativen, und häufig stellt der Luftschleier im Vergleich zu anderen Methoden die wirtschaftlichste Lösung dar. Deshalb werden Luftschleier in Zukunft stets eine wichtige Rolle als Gewässerschutzmaßnahme spielen.

### 13.2 Dämpfung von Detonationswellen

Bei Unterwassersprengungen werden Luftschleieranlagen dazu herangezogen, die bei der Sprengung entstehenden Druckwellen aufgrund der Elastizität des Wasser-Luftgemisches zu dämpfen [123]. Auf diese Weise können sowohl Bauwerke vor ungewünschten Belastungen geschützt werden (Bild 13.1) als auch der Fischbestand eines

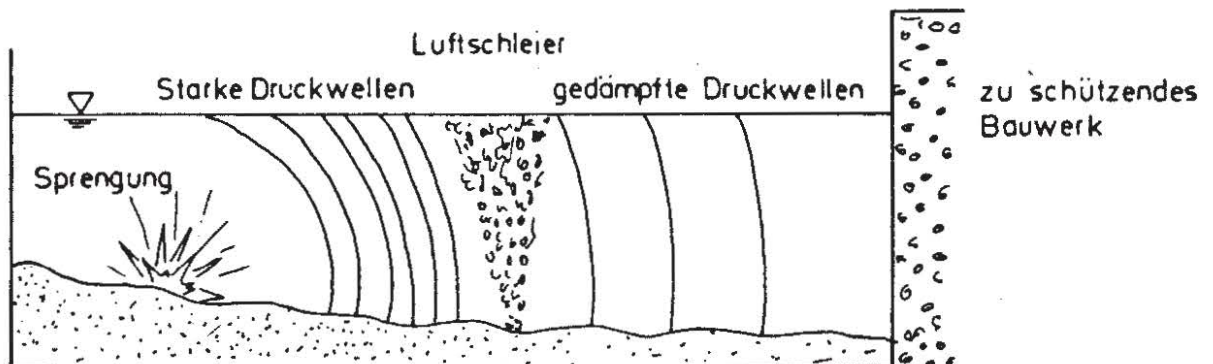


BILD 13.1: LUFTSCHLEIER ZUR DÄMPFUNG VON DETONATIONSWELLEN

Gewässers vor tödlichen Schäden geschützt werden. Beim Ausbau der Mosel wurde diese Methode mit Erfolg angewendet.

### 13.3 Lenkung von Fischen

Fische durchqueren einen Luftschleier nicht freiwillig, selbst wenn dieser nur mit sehr geringen Luftmengen betrieben wird: der Anblick der sich bewegenden Luftblasen scheint abschreckend zu wirken. Auf Fischfarmen wurden daher Luftschleier als "Zäune" erprobt. Allerdings hat sich inzwischen herausgestellt, daß die Zäune nur bei Tageslicht wirken. Auch zur Lenkung von Heringsschwärmen wurden Luftschleier schon eingesetzt.

Ein beträchtliches Problem für Kraftwerke an fischreichen Flüssen besteht darin, Maßnahmen zu treffen, die Fische an einem Eintritt in den Kühlwasser-Kreislauf hindern. Zu diesem Zweck wurden z.T. sehr aufwendige Einrichtungen entwickelt, die Fische von der Entnahme fernhalten sollen. Als Alternative hierzu können auch Luftschleier eingesetzt werden, wobei jedoch das Problem beachtet werden muß, daß der Luftschleier während der Nacht unwirksam ist. Unterwasserbeleuchtung der Luftblasen ist anscheinend nicht ausreichend, da die Adaptionsgeschwindigkeit des Fischauges (Reaktion auf Wechsel von Dunkel nach Hell) sehr gering ist.

Da offensichtlich auch große Raubfische davor zurückschrecken, einen Luftblasenschleier zu durchqueren, kann dieser als "Haifischsperre" für Badestrände eingesetzt werden, wie dies in Australien bereits praktiziert wurde.

### 13.4 Abflußmessung in Fließgewässern

Bei Verwendung sehr kleiner Durchsätze und sorgfältig ausgebildeter Düsen kann erreicht werden, daß die Luftblasen von der Düse weg mit gleichförmiger Geschwindigkeit aufsteigen. Wenn die Wassertiefe und die Steiggeschwindigkeit der Blasen bekannt ist und der horizontale Abstand zwischen Düsenrohr und Austrittspunkt der Luftblasen an der Wasseroberfläche gemessen wird, dann läßt sich hieraus die über die Wassertiefe integrierte Fließgeschwindigkeit berechnen. Die Messung der Austrittsquerschnitte der Luftblasen kann somit zur Durchflußbestimmung an Fließgewässern herangezogen werden [124]. Im Vergleich zu anderen Arten der Durchflußbestimmung ist diese Methode einfach anzuwenden und liefert sofort integrale Angaben, während die meisten anderen Verfahren auf punktförmigen Messungen basieren. In kleinen Fließgewässern ist das Verfahren schon mit Erfolg eingesetzt worden.



## SCHLUSSWORT

Der Verfasser kann und möchte selbstverständlich nicht den Anspruch erheben, in der vorliegenden Arbeit das gestellte Thema erschöpfend behandelt zu haben. Es gibt noch zahlreiche Probleme im Verständnis der grundlegenden Zusammenhänge, auf denen die Analyse des Strömungsfeldes beruht, und manche ungeklärte Frage bezüglich der praktischen Einsatzmöglichkeiten unter besonderen Bedingungen. Die wesentlichen Wissenslücken sollen daher hier noch einmal zusammengefaßt werden.

Unsere Kenntnisse über das Verhalten eines Blasenstroms in seitlich unbegrenztem Medium sind dürftig. Dies hat unter anderem darin seinen Grund, daß es mangels geeigneter Meßmethoden bisher noch nicht gelungen ist, die Schlupfgeschwindigkeit der Luftblasen oder das Ausbreitungsverhältnis zwischen Luftkonzentrations- und Geschwindigkeitsprofil zuverlässig experimentell zu bestimmen. Zur Bestätigung der empirisch ermittelten Zusammenhänge zwischen Einmischkoeffizient und relativer Schlupfgeschwindigkeit bedarf außerdem die Frage der weiteren Klärung, wie sich eine Relativgeschwindigkeit zwischen auftrieberzeugendem Element (Luftblasen) und Trägerfluid auf das Einmischverhalten eines Auftriebstrahls auswirkt. Voraussetzung zur Beantwortung dieser Frage ist die Entwicklung einer Meßmethode, die eine örtliche Bestimmung von Luftkonzentration, Luftgeschwindigkeit und Blasengröße in einem turbulenten Wasserluftgemisch erlaubt (dies ist Gegenstand eines Forschungsprojekts am Institut für Hydromechanik der Universität Karlsruhe). Anhand von Messungen dieser Größen im Luftschleier wird es dann möglich sein, die hier getroffenen Annahmen zu überprüfen und die analytischen Ansätze zu verbessern.

Die hier erarbeiteten Ingenieurösungen wurden zwar anhand umfangreicher Modellversuche bei Wassertiefen bis zu 4,5 m überprüft und bestätigt, und auch die wenigen Naturmessungen an Luftschleieranlagen zeigen eine befriedigende Übereinstimmung; dennoch wäre es zur weiteren Verifikation der Lösungen wünschenswert, wenn mehr Naturmeßdaten insbesondere bei großen Wassertiefen gesammelt werden würden.

Nur unzureichend konnte der Einfluß einer Querströmung auf das Luftschleier-Strömungsfeld behandelt werden: im Rahmen dieser Arbeit wurde lediglich die für pneumatische Ölsperren besonders wichtige Verminderung der Sperrgeschwindigkeit an der Oberfläche durch eine Querströmung experimentell ermittelt. In einer weiterführenden analytischen und experimentellen Untersuchung am Karlsruher Institut für Hydromechanik werden die Auswirkungen einer Querströmung auf einen Luftschleier eingehend erforscht, da die quantitative Kenntnis der durch eine Querströmung bewirkten Veränderungen des Strömungsfeldes die Voraussetzung zur Beurteilung der Einsatzmöglichkeiten von Luftschleiern in fließenden Gewässern bildet.

Die Auswirkungen einer Dichteschichtung auf das Strömungsfeld sind noch unerforscht; insbesondere ist gänzlich unbekannt, wie sich ein Dichtesprung auf den von den Luftblasen induzierten Auftriebstrahl auswirkt.

Die Wirkung von Luftschleieranlagen zur künstlichen Sauerstoffanreicherung in natürlichen Gewässern ist nur sehr grob abschätzbar. Da diese Anwendungsmöglichkeit im

Zuge der zunehmenden Gewässerverschmutzung ständig an Bedeutung gewinnt, wäre es eine lohnende Aufgabe, den Sauerstoffeintrag von Luftschleiern näher zu untersuchen und Richtlinien zur optimalen Auslegung solcher Anlagen zu erarbeiten.

Zur Ergänzung und Abrundung der vorliegenden Arbeit wäre es zu wünschen, daß die hier aufgezählten Probleme bald einer Lösung zugeführt werden können. Bis dahin bietet die vorliegende Darstellung trotz der offengebliebenen Fragen eine quantitative Basis zur Beurteilung der Einsatzmöglichkeiten für Luftschleier und ermöglicht dem planenden und entwerfenden Ingenieur eine zumindest überschlägige Bemessung von Luftschleieranlagen für verschiedene Verwendungszwecke.



SYMBOLVERZEICHNIS

$a$	Laplace'sche Konstante $(2\sigma/\rho_w g)^{1/2}$
$b$	Nominelle Strahlbreite
$b^*$	$b/(H + H_0)$
$c$	Konzentration
$c_d$	Widerstandsbeiwert
$c_D$	Durchflußbeiwert
$d_0$	Düsendurchmesser
$d_b$	Blasendurchmesser
$d_q; D_q$	$\sqrt[3]{q_0^2/g}$ ; $\sqrt[5]{Q_0^2/g}$ (charakteristische Länge des Blasenstroms)
$e; E$	Energiefluß pro Breitereinheit; Energiefluß
$f_b$	Blasenbildungsfrequenz an Düsen
$g$	Erdbeschleunigung
$m; M$	Impulsfluß pro Breitereinheit; Impulsfluß
$P; P_{atm}$	Druck; Atmosphärendruck
$q; Q$	Volumenstrom pro Breitereinheit; Volumenstrom
$q_0; Q_0$	Luftvolumenstrom unter Atmosphärendruck
$r$	Radialkoordinate
$s$	Salzgehalt
$t; T$	Zeit
$u; u_\alpha$	Geschwindigkeit in z-Richtung; Achsgeschwindigkeit
$\bar{u}_b$	Mittlere Blasensteiggeschwindigkeit
$\Delta u_b$	Schlupfgeschwindigkeit der Luftblasen
$v$	Geschwindigkeit in x, r-Richtung
$v_m$	Maximalgeschwindigkeit an der Oberfläche
$w; W$	Auftrieb pro Zeit- und Breitereinheit; Auftrieb pro Zeiteinheit
$x$	Horizontale Positionskoordinate (positiv in Richtung der Querströmung)
$x_0$	Seitlicher Abstand des Ortes der maximalen Oberflächengeschwindigkeit von der Luftschleierebene
$z$	Vertikale Positionskoordinate (positiv entgegen der Schwerkraft)
$z^*$	$z/(H + H_0)$
$z_0$	Abstand des analytischen Ursprungs von der Düse

H	Wassertiefe
$H_0$	Ersatzhöhe $p_{atm} / (\rho_w g) = 10 \text{ m WS}$
L	Länge
$\Delta L$	Düsenabstand
$R^*$	Gaskonstante (27.29 m/Grad für Luft)
S	Verdünnungsgrad ( $\Delta \rho_0 / \Delta \rho$ )
$T^*$	Absolute Temperatur
U	Geschwindigkeit
$U_H$	Horizontale Quergeschwindigkeit
$\forall$	Volumen
F	Densimetrische Froude-Zahl $U / \sqrt{\frac{\Delta \rho}{\rho} g L}$
R	Reynolds-Zahl $\rho U L / \mu$
W	Weber-Zahl $U / \sqrt{\sigma / (\rho L)}$
Z	Stoffkennzahl $g \mu^4 / (\rho \sigma^3)$
$\alpha$	Einmischkoeffizient
$\gamma$	spezifisches Gewicht ( $\rho g$ )
$\lambda$	Verhältnis der turbulenten Ausbreitungsraten von Luftblasen und Impuls
$\theta$	Winkel der Strahlachse zur Vertikalen
$\sigma$	Oberflächenspannung
$\mu; \nu$	dynamische bzw. kinematische Zähigkeit
$\rho; \Delta \rho$	Dichte; Dichteunterschied
$\rho_w$	Dichte des Wassers (einer Flüssigkeit)
$\rho_L$	Dichte der Luft (eines Gases)
$\rho_e$	Dichte des Empfängerfluids



## LITERATURVERZEICHNIS

### Gasblasen in Flüssigkeiten

- [1] R.L. Datta, D.H. Napier und D.M. Newitt: "The Properties and Behaviour of Gas Bubbles Formed at a Circular Orifice." Transactions of the Institution of Chemical Engineers, Vol. 28, 1950.
- [2] Davies und Taylor: "The Mechanics of Large Bubbles Rising Through Extended Liquids and Through Liquids in Tubes." Proc. Royal Society of Eng., London A 200, 1950.
- [3] D.W. Van Krevelen und P.J. Hoftijzer: "Studies of Gas Bubble Formation." Chemical Engineering Progress, Vol. 46, No. 1, 1950.
- [4] R.E. Pattle: "The Aeration of Liquids." Transactions of the Institution of Chemical Engineers, Vol. 28, 1950.
- [5] F.N. Peebles und H.J. Garber: "Studies on the Motion of Gas Bubbles in Liquids." Chemical Engineering Progress, Vol. 49, 1953.
- [6] W. Siemes: "Gasblasen in Flüssigkeiten. Teil I: Entstehung von Gasblasen an nach oben gerichteten kreisförmigen Düsen." Chemie-Ing.-Technik, Nr. 8/9 26. Jg. 1954.
- [7] W. Siemes: "Gasblasen in Flüssigkeiten. Teil II: Der Aufstieg von Gasblasen in Flüssigkeiten." Chemie-Ing.-Technik, Nr. 11, 26. Jg. 1954.
- [8] W.L. Haberman und R.K. Morton: "An Experimental Study of Bubbles Moving in Liquids." Proc. of ASCE, Vol. 80, No. 379-427, 1954.
- [9] R.A. Hartunian und W.R. Sears: "On the Instability of Small Gas Bubbles Moving Uniformly in Various Liquids." Journal of Fluid Mechanics 3, 27, 1957.
- [10] E. Silberman: "Production of Bubbles by the Disintegration of Gas Jets in Liquid." Proc., 5th Midwestern Conference on Fluid Mechanics, University of Michigan, 1957.
- [11] D.W. Moore: "The Rise of a Gas Bubble in a Viscous Liquid." Journal of Fluid Mechanics, Vol. 6, 1959.
- [12] D.W. Moore: "The Boundary Layer on a Spherical Gas Bubble." Journal of Fluid Mechanics, Vol. 6, 1959.
- [13] J. F. Davidson und B.O.G. Schüler: "Bubble Formation at an Orifice in a Viscous Liquid." Transactions of the Institution of Chemical Engineers, Vol. 38, 1960.

- [14] J.F. Davidson und B.O.G. Schüler: "Bubble Formation at an Orifice in an Inviscid Liquid." Transactions of the Institution of Chemical Engineers, Vol. 38, 1960.
- [15] J.K. Walters und J.F. Davidson: "The Initial Motion of a Gas Bubble Formed in an Inviscid Liquid." Journal of Fluid Mechanics, Vol. 17, 1963.
- [16] D.W. Moore: "The Velocity of Rise of Distorted Gas Bubbles in a Liquid of Small Viscosity." Journal of Fluid Mechanics, Vol. 23, 1965.
- [17] S.C. Rose Jr. und P. Griffith: "Flow Properties of Bubbly Mixtures." ASME paper 65-HT-58, 1965.
- [18] R.B. Bird, W.E. Stewart und E.N. Lightfoot: "Transport Phenomena." John Wiley and Sons, Inc., New York, 1966.
- [19] Dorer: "Wechselwirkung von Wasser und Luft unter besonderer Berücksichtigung von Wasserstrahl-Luftpumpen großer Abmessungen." Untersuchungen aus dem Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, 1966.
- [20] S.L. Soo: "Fluid Dynamics of Multiphase Systems." Blaisdell Publishing Company, Waltham, Mass., 1967.
- [21] H. Brauer: "Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen." Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt am Main, 1971.
- [22] V. Jezdinsky: "Einfluß von Gasbeimengungen in Flüssigkeiten auf Druckschwankungen in Strömungen." Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, Bericht Nr. 510, 1972.
- [23] S. Martin: "Vertically Downward Bubbly and Slug Flow of Air-Water Mixture in a Pipe." Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, Bericht Nr. 511, 1972.

#### Auftriebstrahlströmungen

- [24] W. Schmidt: "Turbulente Ausbreitung eines Stromes erhitzter Luft." Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik 21, 1941.
- [25] H. Rouse: "Gravitational Diffusion from a Boundary Source in Two-Dimensional Flow." Journal of Applied Mechanics, September 1947.
- [26] M.L. Albertson, Y.B. Dai, R.A. Jensen und H. Rouse: "Diffusion of Submerged Jets." Trans. ASCE 115, pp. 639-97, 1950.
- [27] W. Forstall, A. Shapiro: "Momentum and Mass Transfer in Coaxial Gas Jets." Journal of Applied Mechanics, December 1950.



- [28] H. Rouse, C.S. Yih und H.W. Humphreys: "Gravitational Convection from a Boundary Source." *Tellus* 4, pp. 201 - 10, 1952.
- [29] L. Alexander, T. Baron und E. Comings: "Transport of Momentum, Mass and Heat in Turbulent Jets." University of Illinois Eng. Exp. Station, Bulletin Series No. 413, 1953.
- [30] H. Rouse, W.D. Baines und H.W. Humphreys: "Free Convection over Parallel Sources of Heat." *Proceedings of the Physical Society, B*, Vol. LXVI, p. 393, 1953.
- [31] B.R. Morton, Sir G. Taylor und J.S. Turner: "Turbulent Gravitational Convection from Maintained and Instantaneous Sources." *Proc., Royal Society, London, A* 234, pp. 1 - 23, 1956.
- [32] H. Rouse: "Diffusion in the Lee of a Two-Dimensional Jet." Vol. 1, *Proc, 9th International Congress on Applied Mechanics, Université de Bruxelles*, 1957.
- [33] J.O. Hinze: "Turbulence." Mc Graw Hill, Series in Mechanical Engineering, 1959.
- [34] H. Rouse, Ed.: "Advanced Mechanics of Fluids." John Wiley and Sons, New York, 1959.
- [35] F.P. Ricou und D.B. Spalding: "Measurements of Entrainment by Axisymmetrical Turbulent Jets." *Journal of Fluid Mechanics*, 11, pp. 21 - 32, 1961.
- [36] J.M. Richards: "Experiments on the Motion of Isolated Cylindrical Thermals Through Unstratified Surroundings." *Intern. Journal of Air and Water Pollution*, 7, pp. 17 - 34, 1963.
- [37] G. Abraham: "Jet Diffusion in Stagnant Ambient Fluid." Delft Hydraulics Laboratory, Publ. No. 29, 1963.
- [38] R.B. Banks und A. Bhavamai: "Experimental Study of the Impingement of a Liquid Jet on the Surface of a Heavier Liquid." *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 23, part 2, 1965.
- [39] B. Hunt und S.T. Hsu: "Configuration of the Free Surface Above a Vertical Jet." *La Houille Blanche* 6, 1965.
- [40] L.N. Fan: "Turbulent Buoyant Jets into Stratified or Flowing Ambient Fluids." W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, Report No. KH-R-15, June 1967.
- [41] E. Naudascher: "On a General Similarity Analysis for Turbulent Jet and Wake Flows." Iowa Institute of Hydraulic Research, Report No. 106, Dec. 1967.

- [42] S. Sami, T. Carmody und H. Rouse: "Jet Diffusion in the Region of Flow Establishment." *Journal of Fluid Mechanics* 23, pp. 231 - 52, 1967.
- [43] E. Naudascher: "On the Distribution and Development of Mean-Flow and Turbulence Characteristics in Jet and Wake Flows." *Iowa Institute of Hydraulic Research, Report No. 110, August 1968.*
- [44] L.N. Fan und N.H. Brooks: "Numerical Solutions of Turbulent Buoyant Jet Problems." *W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, Report No. KH-R-18, January 1969.*
- [45] J.S. Turner: "Buoyant Plumes and Thermals." *Annual Review of Fluid Mechanics, USA, 1969.*
- [46] P. Liseth: "Mixing of Merging Buoyant Jets from a Manifold in Stagnant Receiving Water of Uniform Density." *Hydraulic Engineering Laboratory, University of California, Berkeley, Rep. No. HEL 23-1, November 1970.*
- [47] K. Cederwall: "Buoyant Slot Jets into Stagnant or Flowing Environments." *W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, Report No. KH-R-25, April 1971.*
- [48] C.Y. Koh: "On Buoyant Jets." *Paper A 18, Proc., 14th Congress of the IAHR, Paris 1971.*
- [49] G. Abraham: "Jets and Plumes Issuing into Stratified Fluid." *Lecture Notes of a short course held at the University of Karlsruhe in March 1972.*
- [50] G. Abraham: "Jets and Plumes Issuing into Stratified Fluid." *Proceedings, International Symposium on Stratified Flows, Novosibirsk 1972.*

### Luftschleier

#### Das Strömungsfeld

- [51] G.I. Taylor: "The Action of a Surface Current Used as a Breakwater." *Proc., Royal Society of London, Series A, Vol. 231, 1955.*
- [52] *Delft Waterloopkundig Laboratorium, Interner Bericht M 661, Februar 1960.*
- [53] P.S. Bulson: "Currents Produced by an Air Curtain in Deep Water." *The Dock and Harbour Authority, May 1961.*
- [54] P.S. Bulson: "Underwater Air Curtain Near a Vertical Wall." *The Dock and Harbour Authority, Feb. 1965.*



- [55] A. Sjöberg: "Strömingshastigheter kring luftbubbelridå i täthetshomogent och stillåstående vatten." Meddelande nr. 39, Institutionen för vattenbyggnad, Chalmers Tekniska Högskola, Göteborg 1967.
- [56] H. Kobus: "Analysis of the Flow Induced by Air-Bubble Systems." Proc., XIth International Conference on Coastal Engineering, London, Sept. 1968.
- [57] C. Iamandi und H. Rouse: "Jet-Induced Circulation and Diffusion." ASCE Journal of the Hydraulics Division, March 1969.
- [58] H. Kobus: "Jet-Induced Circulation and Diffusion." Diskussion der gleichbenannten Arbeit von C. Iamandi und H. Rouse, ASCE Journal of the Hydraulics Division, Jan. 1970.
- [59] K. Cederwall und J.D. Ditmars: "Analysis of Air-Bubble-Plumes." California Institute of Technology, W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, Report No. KH-R-24, Sept. 1970.
- [60] H. Kobus: "Luftschleier in Querströmung." Tätigkeitsbericht des Sonderforschungsbereichs 80 "Ausbreitungs- und Transportvorgänge in Strömungen", 1971.
- [61] Ch. Mäder: "Von Luftblasenschleiern erzeugte Wasserströmungen in stehenden und fließenden Gewässern." Dissertation an der Technischen Hochschule Darmstadt, 1971.
- [62] G. Abraham: "Theoretische beschouwingen over zontbestrijding bij schutsluizen door Luchtbellengordijnen." Technisch Wetenschappelijk Onderzoek 1, März 1972.
- Ölsperren
- [63] E. Stehr: "Berechnungsgrundlagen für Preßluft-Ölsperren." Mitteilungen der Hannover'schen Versuchsanstalt für Grundbau und Wasserbau, Franzius-Institut der TH Hannover, Heft 16, S. 275 ff, 1959.
- [64] H. Krolewski: "Auslegung einer Preßluft-Ölsperre für Binnenhäfen." Die Wasserwirtschaft 10, S. 333-336, 1966.
- [65] H. Grunau: "Preßluft-Ölsperren." Schiff und Hafen 2, 1968.
- [66] H.-J. Marcinowski: "Removal of Oil from Water Surfaces." Report Nr. 27/70, Stichting Concawe, The Hague, Dec. 1970.
- [67] J. Grace und A. Sowyrda: "The Development and Evaluation of a Pneumatic Barrier for Restraining Surface Oils in a River." Journal Water Pollution Control Federation, Vol. 42, No. 12, pp. 2074-2093, December 1970.

- [68] H. Kobus: "Untersuchungen einer Preßluft-Ölsperre in einer Horizontalströmung für den Hafen Fremantle, West-Australien." Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, Bericht Nr. 492, 1970.
- [69] J.A. O'Brien: "Wind Tunnel Experiments on Oil Slick Transport." Journal of Hydraulic Research, Vol. 9, No. 2, 1971.
- [70] D.E. Newman: "Oil Pollution Booms - the Probable Limits of Floating Barriers to Prevent the Spread of Oil on Water." Journal of the Institute of Petroleum, Vol. 57, Jan. 1971.
- [71] B. Verner: "Druckluft-Ölsperren." Schiff und Hafen, Heft 1, 24. Jahrgang, 1972.
- [72] B. Verner: "Pneumatic Oil Barriers." Atlas Copco, tryckluft 1, 1972.
- [73] H. Kobus: "Berechnungsmethode für Luftschleier-Strömungen zur Auslegung von Preßluft-Ölsperren." Die Wasserwirtschaft, Heft 6, Juni 1972.

#### Eisfreihaltung

- [74] G.P. Williams: "Thermal Regime of Lakes and Rivers with Reference to Air Bubbling Systems." Proc., Symposium on Air Bubbling, Ottawa 1961, Technical Memorandum 70, National Research Council, Canada, Ottawa, December 1961.
- [75] W.D. Baines: "The Principles of Operation of Bubbling Systems." Proc., Symposium on Air Bubbling, Ottawa 1961, Technical Memorandum 70, National Research Council, Canada, Ottawa, December 1961.
- [76] S. Ince: "Recent Experimental Observations on the Use of Air Bubbling Systems." Proc., Symposium on Air Bubbling, Ottawa 1961, Technical Memorandum 70, National Research Council, Canada, Ottawa, December 1961.
- [77] E.R. Pounder: "Thermodynamic Considerations on the Use of Air Bubbling Systems in Salt Water." Proc., Symposium on Air Bubbling, Ottawa 1961, Technical Memorandum 70, National Research Council, Canada, Ottawa, December 1961.
- [78] S. Ince: "Winter Regime of a Tidal Inlet in the Arctic and the Use of Air Bubblers for the Protection of Wharf Structures." Proc., VIII th Conference on Coastal Engineering, Mexico City, 1962.
- [79] S. Ince: "Air Bubbles for Protecting Wharf Structures in the Arctic." The Dock and Harbour Authority, Jan. 1964.
- [80] H. Berge: "Prevention of Ice Formation in Estuaries by Mixing of Salt and Fresh Water." Bulletin No. 7 E, River and Harbour Research Laboratory, Technical University of Norway, Trondheim, 1965.



- [81] T. Carstens: "Prevention of Ice Formation by Forced Mixing." Proc., Conference on Port and Ocean Engineering under Arctic Conditions, Trondheim, Norway, 1971.
- [82] H. Röbbke: "Die Eisfreihaltung hydrotechnischer Anlagen der Wasserstraßen und der Wasserwirtschaft." Wasserwirtschaft-Wassertechnik, 21. Jahrgang, Heft 1, Januar 1971.
- [83] O.E. Schulze: Diskussionsbeitrag zu [82], Wasserwirtschaft-Wassertechnik, 22. Jahrgang, Heft 3, 1972.

Beeinflussung von Dichteströmungen

- [84] G. Abraham und P. v.d.Burgh: "Reduction of Salt Water Intrusion Through Locks by Pneumatic Barriers." Delft Hydraulics Laboratory Publication No. 28, August 1962.
- [85] E.J. Sesleighter: "Salt Water Intrusions and the Use of Pneumatic or Similar Barriers with Special Application to Newcastle Harbour." Report, Hydraulic and Soils Laboratory, Department of Public Works, Sydney, Australien, November 1962.
- [86] G. Abraham und P. v.d. Burgh: "Reduction of Salt Water Intrusion Through Locks by Pneumatic Barriers." ASCE Journal of the Hydraulics Division, Hy 1, Jan. 1964.
- [87] S.L. Rahm und B.A. Sjöberg: "A Laboratory Investigation on the Effect of Pneumatic Barriers on Density Currents." Proc., 11th IAHR Congress, Leningrad, 1965.
- [88] H. Kobus: "Fortschrittsberichte über Untersuchungen zur Verminderung der besonders sinkstoffreichen Dichteströmung in Brackwassergebieten durch Luftblasenschleier." Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Berlin. Teil 1: Bericht Nr. 402, Dez. 1967; Teil 2: Bericht Nr. 451, Okt. 1968; Teil 3: Bericht Nr. 505, Sept. 1969.
- [89] A.B. Ages: "The Use of Air Bubblers to Prevent Shoaling at Wharves in Navigable Rivers." M.A.Sc. Thesis, The University of British Columbia, Canada, 1967.
- [90] H.B. Simmons: "Potential Benefits of Pneumatic Barriers in Estuaries." ASCE Journal of the Hydraulics Division, Hy 3, 1967.
- [91] J. de Necker und J. Knol: "Results of Experiments with an Air-Bubble Screen Against Siltation in the Rotterdam Harbour." 5. Internationaler Hafenkongress, Antwerpen, Juni 1968.

- [92] H. Kobus: "Untersuchungen über die Verminderung der besonders sinkstoffreichen Dichteströmung in Brackwassergebieten durch Luftblasenschleier." Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, Heft 50, 1969.

#### Beeinflussung von Dichteschichtungen

- [93] J.M.K. Dake und D.R.F. Harleman: "Thermal Stratification in Lakes: Analytical and Laboratory Studies." Water Resources Research, Vol. 5, Nr. 2, April 1969.
- [94] J.D. Ditmars: "Mixing of Density-Stratified Impoundments with Buoyant Jets." W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, Pasadena, Californien, Report No. KH-R-22, September 1970.
- [95] P.J. Ryan: "Temperature Distribution in Lakes and Reservoirs." Chapter 2, Lecture Notes, MIT Summer Short Course on Engineering Aspects of Heat Disposal from Power Generation, Cambridge, Massachusetts, June 1971.
- [96] J.D. Ditmars: "Destratification of Lakes and Reservoirs." Chapter 3, Lecture Notes, MIT Summer Short Course on Engineering Aspects of Heat Disposal from Power Generation, Cambridge, Massachusetts, June 1971.
- [97] H. Klapper: "Limnologische Grundlagen der Wassergütebewirtschaftung von Seen." Wasserwirtschaft-Wassertechnik, 22. Jahrgang, Heft 3, März 1972.

#### Künstliche Gewässerbelüftung

- [98] A. Pasveer: "Untersuchungen über das Belebtschlammverfahren für die Reinigung von Abwasser." Gesundheits-Ingenieur, 76. Jahrgang, Heft 21/22, 1955.
- [99] M. Eckoldt: "Die künstliche Belüftung der Flüsse." Deutsche Gewässerkundliche Mitteilungen, 6. Jahrgang, Heft 1, Februar 1962.
- [100] H. Krolewski und G. Resch: "Untersuchungen über die Änderung des Sauerstoffgehaltes im Kühlwasser von Dampfkraftwerken." Die Wasserwirtschaft, 55. Jahrgang, Heft 2, 1965.
- [101] H. Krolewski: "Die Flußbelüftung der VEW in der Lippe." Energie und Technik, 18. Jahrgang, Heft 6, 1966.
- [102] C. Czernin-Chudernitz: "Seebelüftung zur Sauerstoffanreicherung." Österreichische Wasserwirtschaft, Mai/Juni 1967.
- [103] H. Krolewski: "Wasserbauten der Kraftwirtschaft." Mitteilungen der Hannoverschen Versuchsanstalt für Grundbau und Wasserbau, Heft 31, 1968.



- [104] H. Krolewski: "Künstliche Flußwasserbelüftung." Gewässerschutz-Wasser-Abwasser, Band 1, Aachen, 1968.
- [105] K.R. Imhoff, F. Grabbe und D. Albrecht: "Erprobung verschiedener Verfahren zur künstlichen Gewässerbelüftung." Vom Wasser, Band 35, 1968.
- [106] K.R. Imhoff: "Wie berechnet man eine Gewässerbelüftung?" gwf-Wasser-Abwasser, 110. Jahrgang, Heft 20, Mai 1969.
- [107] A.F. Eloubaidy, E.J. Plate und J. Gessler: "Wind Waves and the Reaeration Coefficient on Open Channel Flow." Technical Report CER 69 - 70 AFE 2, Fluid Dynamics and Diffusion Laboratory, Colorado State University, Fort Collins, Colorado, 1969.
- [108] W. Whipple: "In-Stream Aeration: An Alternative to Advanced Waste Treatment?" ASCE Civil Engineering, September 1970.
- [109] - : "Die künstliche Belüftung von Oberflächengewässern." Arbeitsblatt AW 161 der KfK, ATV und DVGW, ZfGW-Verlag, Frankfurt, Januar 1971.
- [110] - : "Aeration System Revitalizes Lakes." ASCE Civil Engineering, May 1971.
- [111] - : "Grundlagen für die Beurteilung der Wärmebelastung von Gewässern." Länderarbeitsgemeinschaft Wasser (LAWA), Druckwerkstätten Kochler und Hennemann, Wiesbaden, 1971.
- [112] K.R. Imhoff und D. Albrecht: "Zum Einfluß von Temperatur und Turbulenz auf den Sauerstoffeintrag in Wasser." gwf-Wasser-Abwasser 113, Heft 6, 1972.
- [113] C.U. Marsch: "Sauerstoffanreicherung von Grund- und Oberflächenwasser." Wasserwirtschaft 62, Heft 11, 1972.
- [114] C.P.C. Poon: "Control Factors in Bubble Aeration." Water, Air, and Soil Pollution 1, 1972.

#### Wellenbrecher

- [115] W. Hensen: "Modellversuche mit pneumatischen Wellenbrechern." Mitteilungen der Hannover'schen Versuchsanstalt für Grundbau und Wasserbau, Franzius-Institut der Technischen Hochschule Hannover, Heft 7, 1955.
- [116] A.H. Laurie: "The German Experiments on Pneumatic Breakwaters." The Dock and Harbour Authority, June 1955.
- [117] J.T. Evans: "Pneumatic and Similar Breakwaters." The Dock and Harbour Authority, December 1955.

- [118] - : "Pneumatic Breakwater Experiments in Japan." The Dock and Harbour Authority, August 1957.
- [119] W. Hensen: "Erprobungen von pneumatischen Wellenbrechern im Modell und in der Natur." Mitteilungen der Hannover'schen Versuchsanstalt für Grund-, bau und Wasserbau, Franzius-Institut der Technischen Hochschule Hannover, Heft 10, 1957.
- [120] L. Straub, C.E. Bowers und Z.S. Tarapore: "Experimental Studies of Hydraulic and Pneumatic Breakwaters." St. Anthony Falls Hydraulics Laboratory, University of Minnesota, USA, Tech. Paper 25, Series B, 1959.
- [121] M. Kurihari: "On the Study of a Pneumatic Breakwater in Japan." Coastal Engineering in Japan, Japan SCE, Vol. VIII, 1965.
- [122] P.S. Bulson: "The Theory and Design of Bubble Breakwaters." Proc., 11th International Conference on Coastal Engineerings, London, 1968.

Weitere Anwendungsmöglichkeiten

- [123] J. Verstraate: "Toepassing van samengeperste lucht in de waterbouwkunde." Polytechnisch tijdschrift, 19. Jahrgang, Band 6, 1962.
- [124] J. Thon: "Grundlagen und Anwendungsformen der Abflußmessung mit Luftblasen." Nr. 27, Besondere Mitteilungen zum Deutschen Gewässerkundlichen Jahrbuch, 1966.
- [125] - : "Drucklufteinsatz beim Gewässerschutz." Brunnenbau-Bohrtechnik-Rohrleitungsbau, Heft 7, 1971.