

EXPERIMENTELLE ERMITTLUNG DES VON EINEM  
LUFTSCHLEIER IN EINER QUERSTRÖMUNG ERZEUGTEN  
STRÖMUNGSFELDES

von

H. Kobus, H. Honekamp und B. Barczewski

SFB 80 / ET / 18  
Dezember 1974

SONDERFORSCHUNGSBEREICH 80  
AUSBREITUNGS- UND TRANSPORTVORGÄNGE IN STRÖMUNGEN  
UNIVERSITÄT KARLSRUHE

## VORWORT

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 mit Druckluft gespeist wird. Aus den Düsen (gebräuchliche Durchmesser 0.5 bis 3 mm, übliche Düsenabstände 10 bis 50 cm) entströmt hierbei ein kontinuierlicher Luftstrahl, der nach seinem Eintritt in das Wasser alsbald in Luftblasen verschiedener Größen zerfällt. Die infolge Auftriebs aufsteigenden Luftblasen erzeugen eine aufwärts gerichtete Wasserströmung, die der Auftriebsströmung über eine Temperaturquelle (Flamme) vergleichbar ist. In diesem Strömungsfeld wird mit zunehmender Höhe eine ständig wachsende Wassermenge in eine aufwärts gerichtete Bewegung gesetzt. An der Wasseroberfläche tritt die aufsteigende Luft aus, während der induzierte Wasserstrahl seitlich umgelenkt wird. Die Oberflächengeschwindigkeiten erreichen in einem gewissen seitlichen Abstand ein Maximum und nehmen dann wieder ab, wobei die Dicke des so erzeugten Oberflächenstrahls ständig zunimmt. Aus Kontinuitätsgründen muß gleichzeitig in den unteren Regionen Zuströmung zum Luftschleier hin herrschen, die wiederum in die Auftriebsströmung einmündet.

Untersuchungen an Luftschleiern in seitlich unbegrenztem Medium bleiben auf ruhendes Wasser beschränkt. Es hat sich jedoch gezeigt, daß dem Einfluß einer überlagerten Querströmung sehr große Bedeutung zukommt, da eine Horizontalströmung die Strömungsverhältnisse sehr viel stärker verändert als eine direkte Superposition vermuten ließe.

Zur Klärung dieser Zusammenhänge wurde im Rahmen des Projektes A (Ausbreitungsvorgänge) des Sonderforschungsbereiches 80 an der Universität Karlsruhe ein Teilprojekt A3 mit dem Titel "Luftschleier in einer Querströmung" in Angriff genommen und in den Jahren 1970 bis 1973 bearbeitet. Ziel dieser teils experimentellen, teils analytischen Arbeit ist es, den Einfluß einer Querströmung auf das Strömungsfeld eines Luftschleiers quantitativ zu erfassen. Als Ausgangsbasis für die analytische Behandlung dient ein vom Projektleiter erarbeitetes analytisches Modell für Luftschleier in stehenden Gewässern, mit dem zum ersten Mal Modellversuche auf Verhältnisse in der Natur übertragen werden konnten. Dieses Modell soll auf Luftschleier in einer Querströmung erweitert und durch Experimente verifiziert werden. Die Untersuchungen haben zum Teil zum Ziel, die

Möglichkeiten und Grenzen des Einsatzes von Luftschleiern in Flüssen zur Steuerung von Ausbreitungs- und Transportvorgängen zu erkunden. Darüber hinaus können die hier gewonnenen Erkenntnisse als Entscheidungshilfen dienen, die es ermöglichen, Luftschleieranlagen betriebssicher und wirtschaftlich zu entwerfen und auszulegen.

Die im Rahmen des Teilprojektes A3 durchgeführten Arbeiten werden in zwei Berichten des Sonderforschungsbereichs 80 und einer Monografie dargestellt:

1. Bericht SFB 80 / T / 9: "Analytische Behandlung von Auftriebsstrahlen unter Berücksichtigung der Besonderheiten von Luftblasenschleiern" (H. Honekamp und H. Kobus, Juni 1973)
2. Bericht SFB 80 / ET / 18: "Experimentelle Ermittlung des von einem Luftschleier in einer Querströmung erzeugten Strömungsfeldes" (H. Kobus, H. Honekamp, B. Barzcewski, März 1974)
3. H. Kobus: "Bemessungsgrundlagen und Anwendungen für Luftschleier im Wasserbau", Heft 7 der Schriftenreihe "Wasser und Abwasser in Forschung und Praxis", Erich Schmidt Verlag, Berlin 1973

Während im ersten Bericht die analytischen Vorarbeiten zur Behandlung des Luftschleier-Strömungsfeldes zusammengesetzt sind, enthält der zweite Bericht eine ausführliche Darstellung der experimentellen Untersuchungen. In der unter 3 genannten Monografie wurden die wesentlichen Erkenntnisse zusammengefasst und in einer Form aufbereitet, die es erlaubt, die Einsatzmöglichkeiten und Anwendungsgrenzen von Luftschleieranlagen in Fließgewässern abzuschätzen.

## INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
VORWORT	
INHALTSVERZEICHNIS	
VERZEICHNIS DER BILDER	
1. EINLEITUNG UND VERSUCHSPROGRAMM	
2. VERSUCHSEINRICHTUNGEN UND MESSGERÄTE	
2.1 Versuchsrinne	
2.2 Meßflügel	
2.3 Eichkasten und Eichung der Düsenrohre	
2.4 Versuchsanordnung zur Bestimmung der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit in einer Querströmung	
2.5 Meßanordnung zur Bestimmung der örtlichen Luftblasenkonzentration	
2.5.1 Heißfilm-Methode	
2.5.2 Leitfähigkeitsmessung	
2.5.3 Optische Methoden	
3. EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DES GESCHWINDIGKEITSFELDES	
3.1 Ermittlung des vollständigen Strömungsfeldes	
3.2 Geschwindigkeitsmessung am Luftschleier in ruhendem Medium	
3.3 Geschwindigkeitsmessung am Luftschleier in Querströmung	
4. UNTERSUCHUNGEN AN LUFTBLASEN	
4.1 Einfluß einer Querströmung auf die Entstehung von Gasblasen an Düsen	
4.2 Düsennaher Bereich	
4.3 Steiggeschwindigkeit von Luftblasen in Querströmung	
4.4 Messung der örtlichen Luftkonzentration	

## 5. EMPIRISCHE BEIWERTE FÜR DIE ANALYTISCHE BEHANDLUNG DES STRÖMUNGSFELDES

5.1 Empirische Größen in den analytischen Ansätzen

5.2 Beiwerte für Einzeldüsen

5.2.1 Einmischkoeffizient  $\alpha$  und Ursprungsabstand  $z_0$

5.2.2 Mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$

5.2.3 Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  und Breitenverhältnis  $\beta$

5.2.4 Widerstandsbeiwert  $c_w$

5.3 Beiwert für Düsenreihen

5.3.1 Einmischkoeffizient  $\alpha$  und Ursprungsabstand  $z_0$

5.3.2 Mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$

5.3.3 Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  und Breitenverhältnis  $\beta$

5.3.4 Widerstandsbeiwert  $c_w$

## 6. SCHLUSSWORT

### LITERATURVERZEICHNIS

ANHANG: Konzentrations- und Geschwindigkeitsverteilungen im Luftschleier

## VERZEICHNIS DER BILDER

1. Das Strömungsfeld eines Luftschleiers in ruhendem Medium
2. Das Strömungsfeld eines Luftschleiers in einer Querströmung
3. Foto eines Luftschleiers in einer Querströmung
4. Versuchsrinne
5. Einbauten im Zulauf zur Versuchsrinne
6. Ungestörte Rinnenströmung: Vertikalprofile am Ein- und Auslauf
7. Ungestörte Rinnenströmung: Längsprofile in Oberflächennähe
8. Meßanordnung zur Geschwindigkeitsmessung
9. Bewegliche Meßflügelanordnung zur Geschwindigkeitsmessung nach Größe und Richtung in plansymmetrischen Strömungen
10. Winkelmeßsonde
11. Eichkasten
12. Düsenrohr mit Eichkurve
13. Fahrbare Versuchsanordnung zur Ermittlung der Blasensteiggeschwindigkeit
14. Foto der fahrbaren Versuchsanordnung am Schleppwagen
15. Meßanordnung zur örtlichen Luftkonzentrationsmessung mit Heißfilm
16. Durch Luftblasenfolge erzeugtes Heißfilm-Meßsignal
17. Vorversuche zur Luftkonzentrationsmessung im Standrohr
18. Vorversuche zur Luftkonzentrationsmessung im Luftschleier
19. Leitfähigkeitsmeßsonde 1, Eichkurve
20. Leitfähigkeitsmeßsonden 2a, 2b, 3a, 3b
21. Eichkurve der Sonde 2a
22. Eichkurve der Sonde 2b
23. Eichkurve der Sonde 3a
24. Eichversuchsstand zur Leitfähigkeitsmessung

25. Ermittlung der Stromlinienbilder aus den Geschwindigkeitsmessungen
26. Stromlinienbild für  $U_H / \sqrt[3]{gq_0} = 0$
27. Stromlinienbild für  $U_H / \sqrt[3]{gq_0} = 0.23$
28. Stromlinienbild für  $U_H / \sqrt[3]{gq_0} = 0.47$
29. Stromlinienbild für  $U_H / \sqrt[3]{gq_0} = 0.70$
30. Stromlinienbild der induzierten Strömung für  $U_H / \sqrt[3]{gq_0} = 0.47$
31. Geschwindigkeitsprofile des Auftriebstrahls in ruhendem Medium.  
Luftstrom  $q_0 = 0.0009 \text{ m}^2/\text{s}$
32. Geschwindigkeitsprofile des Auftriebstrahls in ruhendem Medium.  
Luftstrom  $q_0 = 0.0008 \text{ m}^2/\text{s}$
33. Geschwindigkeitsprofile des Auftriebstrahls in ruhendem Medium.  
Luftstrom  $q_0 = 0.018 \text{ m}^2/\text{s}$
34. Oberflächengeschwindigkeit bei 1.80 m Wassertiefe in Abhängigkeit vom Luftstrom (keine Querströmung)
35. Oberflächengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Wassertiefe (keine Querströmung)
36. Ort der maximalen Oberflächengeschwindigkeit
37. Relative Oberflächengeschwindigkeiten über Düsenreihen
38. Profile der induzierten Oberflächengeschwindigkeit bei  $H = 1,8 \text{ m}$
39. Verlauf der Oberflächengeschwindigkeiten für  $H = 1.80$  und  $q_0 = 0,008 \text{ m}^2/\text{s}$
40. Abstand  $x_s$  des Staupunkts an der Oberfläche von der Düsenebene
41. Maximale Oberflächengeschwindigkeit entgegen der Querströmung
42. Maximale Oberflächengeschwindigkeit in Querströmungsrichtung
43. Profile der Horizontalgeschwindigkeit  $U_H$  bei  $V_{\max}^*$
44. Hauptabmessungen der Rückströmzone
45. Bereiche der Blasenbildung an Düsen
46. Maximale Blasengrößen beim Strahlgasen von Luft in Wasser: Einfluß einer Querströmung

47. Ausdehnung des Anlaufbereichs
48. Einfluß einer Querströmung auf die Blasensteiggeschwindigkeit über Einzeldüsen
49. Einfluß einer Querströmung auf die Blasensteiggeschwindigkeit über Düsenreihen
50. Luftkonzentrationsprofile im ruhenden Medium;  $q_o = 0.0009 \text{ m}^2/\text{s}$
51. Luftkonzentrationsprofile im ruhenden Medium;  $q_o = 0.008 \text{ m}^2/\text{s}$
52. Luftkonzentrationsprofile im ruhenden Medium;  $q_o = 0.008 \text{ m}^2/\text{s}$
53. Luftkonzentrationsprofile im ruhenden Medium;  $q_o = 0.018 \text{ m}^2/\text{s}$
54. Luftkonzentrationsprofile mit Querströmung;  $U_H = 10 \text{ cm/s}$
55. Luftkonzentrationsprofile mit Querströmung;  $U_H = 20 \text{ cm/s}$
56. Luftkonzentrationsprofile mit Querströmung;  $U_H = 30 \text{ cm/s}$
57. Luftkonzentrationsprofile in Abhängigkeit von  $U_H$
58. Abhängigkeit der Meßwerte von Sondengröße und Sondenumfang
59. Strahlausbreitung über Einzeldüsen
60. Einfluß des Bodenabstandes der Düse auf die Strahlausbreitung
61. Einmischkoeffizient  $\alpha$  für Einzeldüsen
62. Strahlausbreitung über Düsenreihen
63. Einmischkoeffizient  $\alpha$  für Düsenreihen
- 64.-95. Konzentrationsverteilungen im Luftschleier
- 96.-100 Geschwindigkeitsverteilungen im Luftschleier



## 1. EINLEITUNG UND VERSUCHSPROGRAMM

In der vorliegenden Arbeit wird das Strömungsfeld betrachtet, das durch Einblasen von Luft durch eine Einzeldüse (axialsymmetrischer Fall) oder durch eine Düsenreihe (plansymmetrischer Fall) in ein Wasservolumen großer seitlicher Ausdehnung ohne und mit Querströmung entsteht. Hierbei wird angenommen, 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 Auftriebsstrahl hat Rouse [2] gezeigt, daß der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung in einem Abstand  $z_{\text{krit}}$  vom Austrittsquerschnitt erfolgt, der durch eine lokale Reynoldszahl von

$$R_{\text{krit}} = \frac{z_{\text{krit}}}{\sqrt{v^3/g} Q_0} \approx 10^5 \quad (1.1)$$

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  $z_{\text{krit}}$  von 1 cm), so daß die Zähigkeitskräfte vernachlässigt werden können. Die (mit der Bezugslänge  $D_Q$  nach Gl. (1.6) gebildete) Weberzahl muß die Bedingung

$$W^2 = \frac{\sqrt[5]{g^3 Q_0^4}}{\sigma_{\text{WL}} / \rho_{\text{W}}} \gg 1 \quad (1.2)$$

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:

$$u = f_{1,2} \left[ \begin{matrix} Q_0 \\ Q_0 \end{matrix} ; g ; \rho_{\text{W}} ; z ; \frac{r}{x} ; (H + H_0) \right] \quad (1.3)$$

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

$$H_0 = P_{\text{atm}} / \rho_w g \approx 10 \text{ m} \quad (1.4)$$

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

$$\frac{u}{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}} = f \left[ \frac{z}{H + H_0}; \frac{r}{H + H_0}; \frac{(H + H_0)}{\sqrt[5]{Q_0^2 / g}} \right] \quad (1.5)$$

und für die Düsenreihe entsprechend

$$\frac{u}{\sqrt[3]{g q_0}} = f \left[ \frac{z}{H + H_0}; \frac{x}{H + H_0}; \frac{(H + H_0)}{\sqrt[3]{q_0^2 / g}} \right] \quad (1.6)$$

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

$$D_Q \equiv \sqrt[5]{Q_0^2 / g} \quad \text{bzw.} \quad d_q \equiv \sqrt[3]{q_0^2 / g} \quad (1.7)$$

$$(1.8)$$

stellen nach [18] "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

$$W_0 / \rho_w = \left( \frac{\rho_w - \rho_L}{\rho_w} \right) g Q_0 = g Q_0 \quad \text{bzw.} \quad w_0 / \rho_w = g q_0 \quad (1.9)$$

$$(1.10)$$

dann läßt sich die linke Seite der Gleichungen (1.5) und (1.6) 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.

Für Luftschleier in einer Querströmung ist als weiterer Parameter die Horizontalgeschwindigkeit  $U_H$  zu berücksichtigen. Man erhält in diesem Fall

$$\frac{u}{\sqrt[3]{g q_0}} = f \left[ \frac{z}{H+H_0} ; \frac{x}{H+H_0} ; \frac{H+H_0}{\sqrt[3]{q_0^2/g}} ; \frac{U_H}{\sqrt[3]{g q_0}} \right] \quad (1.11)$$

Aus diesen Dimensionsbetrachtungen ergibt sich folgendes experimentelles Untersuchungsprogramm :

1. Ermittlung des vollständigen Strömungsfeldes eines Luftschleiers in ruhendem und querbewegtem Medium bei der maximal möglichen Wassertiefe zur qualitativen Erklärung des Querströmungseinflusses. In diesen Versuchen wurde die zugeführte Luftmenge pro Zeit- und Breitereinheit konstant gehalten und die Quergeschwindigkeit variiert.
2. Ermittlung besonders signifikanter Größen am Luftschleier in ruhendem Medium bei maximaler Wassertiefe. Für den gesamten in der Praxis relevanten Bereich von Luftströmungen wurde bestimmt:
  - das Profil der vertikalen Achsgeschwindigkeiten
  - das Maß der Strahlausbreitung in der aufwärts gerichteten Strömung
  - das Verhältnis von vertikal transportierter Wasser- und Luftmenge  $q_w / q_0$
  - die maximale Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$
  - die Profile der Oberflächengeschwindigkeit
3. Ermittlung besonders signifikanter Größen am Luftschleier in Querströmung in Abhängigkeit vom Querströmungsparameter und der relativen Wassertiefe. Bei mehreren Wassertiefen wurde über einen weiten Bereich von Luftströmen und Quergeschwindigkeiten ermittelt:
  - der Verlauf der Strahlachse
  - die maximale Oberflächengeschwindigkeit entgegen der Querströmung
  - die Ausdehnung des Rückströmgebiets an der Wasseroberfläche
  - die maximale Oberflächengeschwindigkeit in Richtung der Querströmung

Als Grundlage für die analytische Behandlung des Strömungsfeldes ist es außerdem unerlässlich, experimentelle Information über das Verhalten des Luftblasen-

stroms zu sammeln. Folgende Punkte wurden in diesem Zusammenhang untersucht :

1. Einfluß einer Querströmung auf die Entstehung von Gasblasen an Düsen.
2. Ausdehnung des düsennahen Bereichs, in dem die Strömungsverhältnisse von den örtlichen Bedingungen an der Düse beeinflußt werden.
3. Bestimmung der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit über Einzeldüsen und Düsenreihen in Abhängigkeit vom Luftstrom und von der Quergeschwindigkeit.
4. Bestimmung der örtlichen Blasenkonzentration in Luftschleiern ohne und mit Querströmung.

## 2. VERSUCHSEINRICHTUNGEN UND MESSGERÄTE

### 2.1 Versuchsrinne

Zur experimentellen Ermittlung des Strömungsfeldes mit und ohne Querströmung stand in der Bundesanstalt für Wasserbau eine Versuchsrinne von 2 m Höhe, 0,6 m Breite und einer Meßstrecke von 10 m Länge zur Verfügung (Bild 4). Um eine gleichmäßige Grundströmung zu erhalten (Bilder 6 und 7), wurden am Einlauf zur Meßstrecke verschiedene Filtermatten, Drahtgitter, Holzroste und ein Röhrengleichrichter aus Trovidur-Rohren angebracht (Bild 5). Ein Stahlrohrgestüt mit Gerätepodest gewährleistete eine einwandfreie Bedienung der Meß- und Auswertgeräte. Außerdem wurden entlang der Oberkanten der Rinnen Schienen als Führung für zwei Meßwagen befestigt, auf die die einzelnen Meßgeräte so montiert waren, daß sie in Rinnenlängsachse sowie über einen Schlitten mit Verstelleinrichtung quer zur Rinnenachse an jeden beliebigen Punkt verfahren werden konnten (Bild 4). Am Boden der Rinne etwa in der Mitte der Meßstrecke wurde das Düsenrohr befestigt, das über einen Schlauch mit entsprechenden Regel- und Meßeinrichtungen für den Luftdurchsatz von einem Kompressor mit Luft versorgt wurde.

Um bei Messungen ohne Querströmung eine größere Rinnenlänge zur Verfügung zu haben, wurde der Rinnenzulauf durch Einbau von seitlichen Wänden aus ETERNIT-Platten so verändert, daß eine Gesamtlänge der Meßstrecke von 17 m zur Verfügung stand.

### 2.2 Meßflügel

Zur Messung von Wassergeschwindigkeiten wurden mehrere Ott-Laborflügel (Bild 8) sowie ein Delfter Flügel eingesetzt. Zur schnellen Erfassung der Meßwerte wurde im Eigenbau ein Mehrfachzählgerät für die Ott-Flügel hergestellt, das automatisch über einen vorwählbaren Zeitraum die Anzahl der abgegebenen Impulse jedes Flügels angibt. Da die Anzeige des Delfter Flügels störanfällig ist gegen Luftblasen, wurde die ordnungsgemäße Funktion des Delfter Flügels mit Hilfe eines Oszillographen überwacht; als Anzeigegerät diente ein elektronischer Vor-Rückwärtszähler.

Vorversuche haben gezeigt, daß eine Ermittlung des Strömungsfeldes mit starr montierten Flügeln zu erheblichen Fehlern führt. Deshalb wurde eine drehbare Meßflügelanordnung entwickelt, mit deren Hilfe es möglich ist, die Geschwin-

digkeit an jedem Punkt eines plansymmetrischen Strömungsfeldes zu messen (Bild 9). Die Vorrichtung ist höhenverstellbar am Meßwagen befestigt und kann so vertikal und in Rinnenlängsrichtung bewegt werden. Der Flügel selbst ist an einer um  $360^\circ$  drehbaren Traverse so befestigt, daß der Mittelpunkt des Meßflügels bei der Drehung ortsfest bleibt. Die Verstellung erfolgt von Hand über ein Gestänge und einen Schneckentrieb. Auf der ortsfesten Drehachse der Meßeinrichtung befinden sich außerdem zwei Winkelmeßsonden (Bild 10). Diese Sonden wurden von Gehrig [10] entwickelt und bestehen aus je einem Kreiszylinder, der auf zwei um  $90^\circ$  gegeneinander versetzten Mantellinien je einen Schlitz zur Druckmessung aufweist. Diese wurden unter einem Winkel von  $\pm 45^\circ$  gegenüber der Flügelachse montiert. Der Differenzdruck aus diesen beiden Meßschlitzen ist abhängig von der Anströmrichtung und wird zu null, wenn der Zylinder solange gedreht wird, bis die Meßschlitze symmetrisch zur Anströmung bei  $\pm 45^\circ$  angeordnet sind. Die Geschwindigkeitsmessung erfolgt nun so, daß die Meßeinrichtung solange gedreht wird, bis die Zylindersonden keine Druckdifferenz mehr zeigen: der Flügel steht dann in Strömungsrichtung, und aus der Flügeldrehzahl kann die Größe des Geschwindigkeitsvektors bestimmt werden, während sich dessen Richtung aus der Anzeige eines auf der Achse befestigten Potentiometers über ein Digitalvoltmeter ergibt.

### 2.3 Eichkasten und Eichung der Düsenrohre

Zur Ermittlung der aus dem Düsenrohr austretenden Luftmenge in Abhängigkeit vom Innendruck im Rohr wurde ein Eichkasten gebaut (Bild 11). Der an der Vorderseite mit einer Plexiglaswand versehene Behälter ist 1 m lang, 1 m breit und 1 m hoch. In diesem Behälter steht ein unten offener Auffangbehälter (0.65 m x 0.40 m x 0.70 m), dessen Unterkante 0.26 m über der Sohle liegt. Die Oberseite des Auffangbehälters ist durch einen runden Deckel auf einem kurzen Stutzen von 0.15 m Durchmesser luftdicht abgeschlossen, wobei der Deckel mit Hilfe eines Preßluftzylinders plötzlich geöffnet bzw. geschlossen werden kann. Der Wasserzu- und Ablauf ist fest installiert. Die Luftzufuhr, die vom Kompressor über einen Schlauch erfolgt, wird mit Hilfe eines Druckminderers, eines Gashahns und eines Nadelventils (Nebenschluß) geregelt. Der Innendruck in Düsenrohr kann wahlweise an zwei Manometern verschiedener Meßbereiche ( $0-2,4 \text{ kp/cm}^2$  bzw.  $0-6 \text{ kp/cm}^2$ ) abgelesen werden.

Für die Eichung wird das Düsenrohr am Boden des Eichkastens befestigt. Nach

dem Einfüllen des Wassers bis zum Stand  $H_1$  (je nach zu erwartender Luftmenge 0,41; 0,56; 0,71 m) und der Einregulierung des gewünschten Druckes (0,1 - 0,6  $\text{kp/cm}^2$ ) wird zur Zeit  $t = 0$  der Deckel des Meßbehälters über das Preßluftventil geschlossen, so daß die aufsteigende Luft sich im Auffangbehälter ansammelt. Die bis zur völligen Verdrängung des Wassers aus dem Auffangbehälter benötigte Zeit wird gemessen; aus dieser Zeit und dem bekannten Volumen des Auffangbehälters ergibt sich die aus dem Düsenrohr austretende Luftmenge pro Zeiteinheit (Bild 12).

Bezeichnet man den Massenfluß mit  $Q$  und den Volumenfluß mit  $\Psi$ , so ist der gemessene Massendurchfluß gegeben durch

$$Q_{LM} = \Psi_L^0 \cdot \rho_{atm} \quad (2.1)$$

wobei  $\Psi_L^0$  den Luftvolumenfluß bezogen auf Atmosphärendruck darstellt. Der theoretische Massenfluß ist

$$Q_{Lth} = \rho_i \frac{\pi D^2}{4} U_{th} \quad (2.2)$$

wobei  $U_{th}$  als eindeutige Funktion des absoluten Druckverhältnisses  $(p_a/p_i)_{abs}$  bekannt ist.

Am Düsenrohr herrschen bei einer Wassertiefe  $h$  [m] und einer Druckdifferenz  $\Delta p = (p_i - p_a)$  [ $\text{kp/cm}^2$ ] an der Düse

$$\text{abs } p_a = 1 + \frac{h}{10} \quad (2.3)$$

$$\text{abs } p_i = 1 + \frac{h}{10} + \Delta p \quad (2.4)$$

$$\frac{p_a}{\rho_{atm}} = \frac{p_a}{\rho_{atm}} = \frac{1 + h/10}{1} \quad (2.5)$$

$$\frac{p_i}{\rho_{atm}} = \frac{p_i}{\rho_{atm}} = \frac{1 + h/10 + \Delta p}{1} \quad (2.6)$$

Aus der Definition des Durchflußbeiwertes  $C_D$  als Verhältnis des tatsächlichen (gemessenen) zum theoretischen Massenfluß folgt nun

$$C_D = \frac{\Psi_L^0 \cdot \rho_{atm}}{\rho_i \frac{\pi D^2}{4} U_{th}} = \frac{\Psi_L^0}{\frac{\pi D^2}{4} \cdot U_{th}} \left[ \frac{1}{1 + h/10 + \Delta p} \right] \quad (2.7)$$

Dasselbe Resultat ergibt sich, wenn  $C_D$  als Verhältnis der tatsächlichen mittleren Geschwindigkeit an der Düse zur theoretischen angesetzt wird:

$$C_D = \frac{(\varphi_L^0 \cdot \frac{p_{atm}}{\rho_i})}{\pi \frac{D^2}{4}} \cdot \frac{1}{U_{th}} = \frac{\varphi_L^0}{\frac{\pi D^2}{4} \cdot U_{th} (1 + h/10 + \Delta p)} = f\left(\frac{p_a}{p_i}\right) \quad (2.8)$$

Der tatsächliche Massenfluß  $Q_L$  läßt sich somit ausdrücken zu

$$Q_L = C_D \rho_i \frac{\pi D^2}{4} \cdot U_{th} = \varphi_L^0 \left( \frac{p_{atm}}{\rho_i} \cdot \rho_i \right) \quad (2.9)$$

und der tatsächliche Volumenfluß unter dem örtlichen Druck  $p_i$  ist gegeben durch

$$\frac{Q_L}{\rho_i} = C_D \frac{\pi D^2}{4} U_{th} = \varphi_L^0 \left( \frac{p_{atm}}{\rho_i} \right) \quad (2.10)$$

Da sowohl die tatsächliche als auch die theoretische Geschwindigkeit an der Düse Funktionen des absoluten Druckverhältnisses sind, sind demnach

$$C_D = f\left(\frac{p_a}{p_i}\right)_{abs} \quad ; \quad \left(\frac{Q_L}{\rho_i}\right) = f\left(\frac{p_a}{p_i}\right)_{abs} \quad (2.11)$$

$$(2.12)$$

für jede Düse eindeutig bestimmte Funktionen (Bild 12).

#### 2.4 Versuchsanordnung zur Bestimmung der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit in einer Querströmung

In der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Berlin wurden Versuche in einer Schlepprinne von 8 m Breite, 4,5 m Tiefe und 250 m Länge mit einem Schleppwagen ( $v = 0$  bis 20 m/s) durchgeführt. Am Schleppwagen war ein 1 m langes Düsenrohr in 3,5 m Wassertiefe montiert, das von einem Kompressor über Regel- und Meßeinrichtungen und einen Schlauch durch die beiden Stirnseiten mit Preßluft versorgt wurde. Es enthielt 25 Düsen mit Durchmessern von 1 mm. Um ein seitliches Ausbreiten des Blasenstroms zu verhindern und zweidimensionale Strömungsverhältnisse sicherzustellen, wurden auf beiden Seiten in Längsrichtung im Wasser hängende Wände von 4,5 m Höhe und 3,9 m Länge im lichten Abstand von 1 m montiert (Bilder 13 und 14). Wegen ihres großen Gewichts wurden die Trennwände durch Luftkissen schwimmfähig gemacht.



## 2.5 Meßanordnung zur Bestimmung der örtlichen Luftblasenkonzentration

### 2.5.1 Heißfilm-Methode

J.M. Delhaye teilt in [20] mit, daß es möglich ist, mit Hilfe von Heißfilmsonden in Wasser-Luftgemischen Luftkonzentrationen für einzelne Punkte zu messen. Das von der Heißfilmsonde abgegebene Signal hat Delhaye mit Hilfe eines Vielkanal-Analysators (multichannel analyser) einer Amplitudenanalyse unterworfen. Die Oszillogramme des Heißfilmsignals wurden mit einer Filmkamera auf 35 mm Film aufgenommen, wobei jede 1/100 Sekunde eine Zeitmarke mitregistriert wurde. Zeitlich parallel dazu wurden mit einer zweiten Filmkamera, die mit einer Geschwindigkeit von 2000 Bildern je Sekunde arbeitete, das Verhalten der Blasen in der Nähe der Sonde und die Entwicklung des Signals festgehalten. Delhaye hat seine Methode, Luftkonzentrationen zu messen, wie folgt überprüft. In einem vertikalen Rohr mit aufwärts gerichteter Wasser-Luft-Strömung hat er die örtlichen Konzentrationen mit dem Heißfilm-Anemometer gemessen, die hieraus gewonnenen zeitlichen Mittelwerte in einem Profil aufgetragen und den Mittelwert der Konzentration über den Rohrdurchmesser gebildet. Für dasselbe Rohr ermittelte er mit Hilfe der Messung der Absorption von  $\gamma$ -Strahlen die mittlere Konzentration. Er fand dabei eine genügende Übereinstimmung zwischen den Werten der Heißfilm-Messung und den Ergebnissen der Strahlen-Absorption.

Zur Wahl der Sondenart bemerkt Delhaye aufgrund seiner Versuche, daß die konische Sonde für Zweiphasenströmungen besser geeignet ist als andere z.B. zylindrische, weil keine Partikel an ihr haften und ihre Richtungsempfindlichkeit gering ist. Außerdem werden die Bahn und die Form der Blasen weniger beeinflusst als bei der zylindrischen Sonde.

Da aus den Ergebnissen von Delhaye nicht entnommen werden konnte, wie groß die Amplitude des Signals war, wurden in einem kleinen Standrohr Experimente mit einer Folge von Einzelblasen durchgeführt. Als Meßgerät wurde eine parabolische Heißfilmsonde eingesetzt. Das Signal wurde in einem Oszillographen sichtbar gemacht und auf Papierstreifen aufgeschrieben. Die für Einzelblasen von Delhaye angegebene charakteristische Form des Signalverlaufes konnte bestätigt werden (Bild 16). Dabei ergaben sich als Differenzspannung Werte von maximal 5 Volt.

In einer weiteren Versuchsreihe wurden die Signale von Blasenschwärmen unter-

sucht, wie sie im Luftschleier auftreten. In einem Plexiglasrohr  $\varnothing 100 \times 3$  mm und 2,2 m lang (Bild 17) kam wieder eine parabolische Sonde zum Einsatz. Für die Verarbeitung des Signals standen zwei verschiedene elektronische Schaltungen zur Verfügung. Beide hatten zum Ziel, die Dauer der Überschreitung eines bestimmten Schwellwertes zu ermitteln. Hierbei zeigte sich, daß der Schwellwert im Bereich von -1,5 bis 2,0 Volt liegen sollte.

Schaltung I bestand aus 2 Impulszählern, wobei die Zeitintervalle durch Handschaltung vorgegeben werden mußten. Der erste Zähler registrierte die während der Meßzeit insgesamt erzeugten Impulse. Durch das Signal wurde, bei Überschreiten eines vorgegebenen Schwellwertes ein Tor (gate) geöffnet, so daß die Impulse während der Überschreitungsdauer auch zum zweiten Zähler weitergeleitet wurden. Aus dem Vergleich der gezählten Impulse konnte auf die Zeitanteile geschlossen werden, während der Luft bzw. Wasser mit der Sonde in Berührung waren. Die Versuchsreihe zeigte, daß eine eindeutige und reproduzierbare Fixierung des Schwellwertes nicht möglich war, da diese zu stark von der Einstellung des Verstärkungs- und Nullpunktsreglers am Hilfsgerät 55D25 abhängig war.

Schaltung II enthielt einen Comparator für die Schwellenfestlegung und einen Integrator zur Integration einer bestimmten Spannung in einem vorgewählten Zeitintervall. Die verwendete Schaltung (Bild 15) arbeitet so, daß bei jeder Überschreitung des vorgewählten Schwellwertes eine bestimmte Spannung  $u_0$  an den Integrator angelegt und bei jeder Unterschreitung der Schwelle wieder abgeschaltet wurde. Der zeitliche Mittelwert der resultierenden Spannung über die Meßzeit T

$$\Delta u = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T u_0 dt \quad (2.13)$$

wurde vom Digital-Voltmeter angezeigt. Der Zeitanteil  $t_{\bar{u}}$ , während dessen der Schwellwert überschritten war, ergibt sich dann aus der Gleichung

$$\frac{\Delta u}{u_0} = \frac{t_{\bar{u}}}{T} \quad (2.14)$$

Da aber nachgewiesen ist, daß die Phasenwechsel zeitlich nicht exakt mit dem Zeitpunkt zusammenfallen, zu dem das Signal die vorgegebene Schwelle passiert, ist es notwendig, eine Eichung vorzunehmen. Ohne diese ist das Verhältnis

$t_u/\sqrt{T}$  für quantitative Aussagen über die tatsächliche örtliche Verteilung der Luftkonzentration nicht zu verwenden.

Die Berechnung einer mittleren Konzentration kann näherungsweise aus der Wasserpiegelerhöhung und dem aus der Düsenneigung bekannten Luftdurchfluß erfolgen. Das gilt insbesondere für grössere Luftmengen. Bei sehr kleinen Luftmengen ist das Verfahren undurchführbar, weil die Erhöhung des Wasserspiegels infolge Luftdurchsatz nicht mehr meßbar ist, aber gerade für kleine Konzentrationen soll das Verfahren bei der Luftschleieruntersuchung eingesetzt werden. Deshalb wurde ersatzweise für diesen Bereich das Spannungsverhältnis  $\Delta u/u_0$  über dem Luftdurchsatz aufgetragen (Bild 18), da dieser für die vorgegebene Geometrie eine eindeutige Beziehung zur mittleren Konzentration aufweisen muß.

Eine qualitative Aussage über die Konzentration, z.B. über die Lage des Konzentrationsmaximums, scheint für größere Konzentrationen möglich zu sein, wie die Auswertung der Meßwerte zeigt. Es ist aber auch zu erkennen, daß im Bereich kleiner Konzentrationen sehr große Schwankungen der Meßdaten auftreten. Die Erklärung dürfte sein, daß in diesem Bereich die Unterschiede der durch die Luft- und Wasserströmungen erzeugten Signale sehr gering sind und von der Meßeinrichtung nicht mehr zuverlässig aufgenommen werden können.

### 2.5.2 Leitfähigkeitsmessung

Wegen der bei der Heißfilmmethode auftretenden Schwierigkeiten, quantitative Aussagen über die Luftkonzentration zu gewinnen, und wegen des großen meßtechnischen Aufwands dieser Methode, wurde die Luftblasenkonzentration im Luftschleier über die Veränderung der elektrischen Leitfähigkeit des Wasser-Luftgemisches gemessen.

Diese Methode, die schon von Maxwell für die Konzentrationsbestimmung des Feststoffanteils in Suspensionen angegeben wurde, ist auch von anderen Autoren [21], [22] auf die Messung des Luftgehalts in Wasser-Luftgemischen angewandt worden.

Die von Maxwell angegebene Gleichung für die Leitfähigkeit einer Suspension homogener, nicht polarisierbarer Kugeln lautet:

$$\frac{R - R_1}{2R + R_1} = c \frac{R_2 - R_1}{2R_2 + R_1} \quad (2.15)$$

- mit  $R$  = spezifischer Widerstand der Suspension  
 $R_1$  = spezifischer Widerstand der Flüssigkeit  
 $R_2$  = spezifischer Widerstand der Teilchen  
 $c$  = Volumenkonzentration des suspendierten Materials

Für nichtleitende kugelförmige Teilchen ( $R_2 \rightarrow \infty$ ) gilt :

$$c = \frac{R/R_1 - 1}{R/R_2 + \frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

Für nichtleitende Ellipsoide gilt :

$$c = \frac{R/R_1 - 1}{R/R_1 + 1 + \gamma} \quad (2.17)$$

wobei  $\gamma$  eine Funktion des Achsverhältnisses und der Orientierung der Teilchen in Richtung des elektrischen Feldes ist. Bei der Anwendung dieser Methode wird der Widerstand, bzw. wegen der Wechselstrommessung die Impedanz einer in die Suspension getauchten Sonde gemessen. Dabei muss beachtet werden, daß sowohl die Form als auch die Größe der Blasen sowie die Art der Strömung einen erheblichen Einfluß auf den Sondenwiderstand hat. Da die Messung der Leitfähigkeit stets eine integrale Messung ist, wird auch die Leitfähigkeit und damit die Luftkonzentration der näheren und weiteren Umgebung der Sonde einen Einfluß auf den Sondenwiderstand haben. Außerdem ist zu beachten, daß die von Maxwell angegebenen Gleichungen für Suspensionen gelten, d.h. für eine homogene Verteilung fester, formstabiler Teilchen in einer Flüssigkeit, wobei die Durchmesser der Teilchen sehr viel kleiner sind als die Sondendimensionen. Es zeigt sich also, daß diese Methode exakt nur unter sehr speziellen Bedingungen anwendbar ist. Schließlich ist zu berücksichtigen, daß jede Konzentrationsmessung mit einer Sonde, gleichgültig ob die Sonde umströmt oder durchströmt wird, eine Veränderung der Strömung verursacht und wegen der unterschiedlichen Eigenschaften der beiden Fluide auch eine Veränderung der Konzentration am Ort der Sonde bewirkt, so daß selbst bei richtiger elektrischer Messung stets ein systematischer, schwer bestimmbarer Meßfehler auftreten muß.

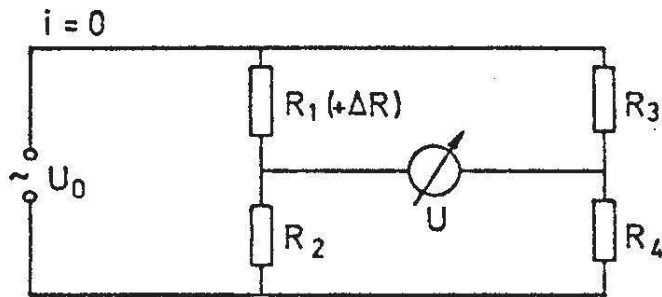
Aus diesen Gründen ist zu erwarten, daß die angegebenen Gleichungen bzw. diese Meßmethode bei der Konzentrationsbestimmung für den Fall der Wasser-Luftblasengemische, insbesondere bei großen Blasen und höheren Konzentrationen zu beträchtlichen Abweichungen führen wird. Trotz dieser Einschränkungen wurde der Versuch

unternommen, mittels Leitfähigkeitsmessungen Konzentrationsprofile sowie Absolutwerte der Luftblasenkonzentration in Luftschleiern zu ermitteln.

Dazu wurden drei verschiedene Sondentypen (Bild 19, 20) in einer bzw. 2 Größen hergestellt und auf ihre Brauchbarkeit getestet. Zur Eichung der Sonden, bzw. zur Überprüfung der Meßmethode wurde ein Eichversuchsstand (Bild 24) gebaut, im mechanischen Teil bestehend aus einer Preßluftdosiereinheit (Druckminderer, Durchflußmesser, Nadelventil) und einem ca. 2 m hohen Plexiglasstandrohr (Durchmesser 120 mm), das am Boden mit einer auswechselbaren Glasfritte (Porendurchmesser 100-150  $\mu\text{m}$ ) versehen war. Durch die Glasfritte wurde die Preßluft in das mit Wasser gefüllte Standrohr geleitet, wodurch sich eine gute Gleichverteilung der Luftblasen über den gesamten Rohrquerschnitt ergab. Dies wurde durch eine entsprechende Messung überprüft und bestätigt. Durch Messung der durch die Luftzugabe hervorgerufene Höhendifferenz konnte die mittlere Luftkonzentration bestimmt werden. Da wegen der Gleichverteilung der Luftblasen die mittlere Konzentration gleich der örtlichen ist, kann die mit der Sonde bestimmte Konzentration gleich der aus der Höhendifferenz bestimmten Konzentration gesetzt werden. Bei einem Wasserstand von etwa 150 cm konnten noch Konzentrationen  $< 0,2$  Vol % (entspricht 3 mm Steighöhe) mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden. Bei größeren Konzentrationen (über 12 - 15 Vol %) ist die Messung der Höhendifferenz wegen der unruhigen Oberfläche nur auf ca.  $\pm 5$  mm möglich, woraus sich ein relativer Fehler von etwa 3 % ergibt, der sich im Rahmen der erwarteten Genauigkeit bewegt.

Die Messung des Sondenwiderstandes (d.h. der Leitfähigkeit des Wasser-Luftgemisches) muß wegen des Polarisierungseffektes mittels einer Wechselspannungsmeßbrücke (Frequenz = 1000 Hz) und wegen der schnellen Widerstandsänderungen im Ausschlagverfahren erfolgen. Dabei gilt für die zwischen den Brückenzeigen der untenstehenden Schaltung liegende Spannung U:

$$U = U_0 \frac{\Delta R \cdot R_4}{(R_1 + \Delta R + R_2)(R_3 + R_4)} \quad (2.18)$$



wobei :

$R = R_1 + \Delta R$       Sondenwiderstand der Meßsonde im Wasser-Luftgemisch

$R_1 =$                       Sondenwiderstand der Meßsonde in Wasser

Wählt man  $R_1 = R_2$ , d.h. verwendet man eine Vergleichssonde im Wasser und macht man auch  $R_3 = R_4 \approx R_1$ , so gilt unter der Voraussetzung, daß die Widerstandsänderung der Meßsonde  $\Delta R$  klein gegen den Sondenwiderstand selbst ist ( $\Delta R \ll R_1$ )

$$u = \frac{U_0}{4R_1} \Delta R \quad (2.19)$$

$$u = c \cdot \Delta R \quad (2.20)$$

Die Spannung zwischen den Brückenzweigen der Meßbrücke ist demnach direkt proportional der Widerstandsänderung der Meßsonde durch die Luftblasen. Da in der Praxis die Widerstände der beiden Sonden nie genau gleich sind, muß durch ein hinter die Vergleichssonde geschaltetes Potentiometer die Meßbrücke abgeglichen werden, wenn sich beide Sonden in luftblasenfreiem Wasser befinden. Zusätzlich muß jedoch beachtet werden, daß mit Wechselspannungsmessbrücken wegen der Sonden und Leitungskapazitäten stets eine Impedanzmessung erfolgt. Gleicht man jedoch die Kapazität der Sonden und Zuleitungen vor der Messung ab, so kann der Meßfehler, der durch die Änderung der Meßsondenkapazität durch die Luftblasen entsteht, wegen der relativ hohen Sondenwiderstände vernachlässigt werden.

Mit der zuvor beschriebenen Apparatur wurden Eichkurven für die verschiedenen Sonden aufgenommen. Dabei wurde die an der Meßbrücke gemessene Spannung  $U$  über die mit der Standrohrmethode ermittelten Volumenkonzentration aufgetragen. Zunächst wurde der Widerstand der Sonde 1 (Bild 19), die aus zwei um einen Glaskolben gewickelte Platinringe Elektroden besteht, mit einer R-C-L Meßbrücke der Firma Fluke (Frequenz 1 kHz,  $U_0 \leq 10$  V) gemessen. Die zwischen

den beiden Brückenzweigen liegende Spannung, die wegen der momentanen Konzentrationsschwankungen ebenfalls sehr stark schwankt, wurde extern mit einem Kompensationsschreiber registriert und über eine Zeit von ca. 10 Minuten graphisch gemittelt. Dabei ergaben sich jedoch beträchtliche Abweichungen der Einzelwerte, die zum Teil von Veränderungen der Leitfähigkeit des Wassers und von der Kalkablagerungen auf der Sondenoberfläche herrührten. Eine weitere Fehlerquelle stellte die doch relativ träge Registrierung mit dem Kompensationsschreiber und die graphische Ausmittlung der Meßergebnisse dar. Bei den Messungen zeigte es sich schon bald, daß bei Sonde 1 schon bei relativ geringen Anströmgeschwindigkeiten Ablösungen der Strömung auftraten. Aus diesen Fehlermöglichkeiten läßt sich auch die relativ schlechte Reproduzierbarkeit der Eichmessungen ( $\geq 10\%$ ) mit Sonde 1 erklären. Außerdem ergaben sich nichtlineare Eichkurven, da bei der verwendeten internen Meßbrücke die Widerstände nicht frei wählbar waren und auch kein gleichzeitiger Kapazitätsabgleich möglich war.

Aus diesem Grunde wurde Sonde 2 und 3 in je zwei Größen (2a, 2b, 3a, 3b) (Bild 20) mit verändertem Versuchsaufbau geeicht. Sonde 2 ist eine Zylindersonde, die durchströmt wird und die wegen der Außenisolierung ein wesentlich definierteres Meßvolumen hat als Sonde 3, die ähnlich wie Sonde 1 eine zu umströmende Ringelektrodensonde ist. Die Eichung wurde mit einer Hottinger und Baldwin DMS-Meßbrücke mit extern aufgebauter Meßbrücke durchgeführt, wobei  $R_3 = R_4 = R_{\text{Sonde}}$  gewählt und die Kapazitäten (so weit wie möglich) abgeglichen wurden, so daß sich weitgehend lineare Eichkurven ergaben, die außerdem bessere Reproduzierbarkeit zeigten. Weiterhin wurden die stark schwankenden Signale über eine Zeit von jeweils 150 Sekunden integriert, so daß auch die Mittelwertbildung wesentlich verbessert wurde. Die Integration erfolgte mittels eines Spannungsfrequenzwandlers und eines Zählers. Dabei ist der zeitliche Mittelwert der Spannung der Zählrate Z proportional. Die Eichkurven sind in Bild 21, Bild 22 und Bild 23 wiedergegeben.

Mit den auf diese Weise gewonnenen Eichkurven, bei denen die Volumenkonzentration in % der Zählrate direkt proportional war, konnte dann die Messung der Luftkonzentrationsverteilung im Luftschleier erfolgen. Es muß jedoch stets beachtet werden, daß in diesen Messungen stets ein systematischer Fehler, zunächst unbekannter Größe, enthalten ist, da der Einfluß der Luftblasen auf das Material und die Veränderung der Strömung und der Konzentration durch die Sonde in den Eichkurven nicht berücksichtigt ist und mit dem vorhandenen Eichversuchsstand auch noch nicht bestimmt werden kann.

### 2.5.3 Optische Methoden

Wie schon in 2.5.1 und 2.5.2 gezeigt wurde, eignen sich Heißfilmsonden und Leitfähigkeitssonden, wegen der dort stets auftretenden systematischen Fehler, nur mit beachtlichen Einschränkungen zur Messung der Luftkonzentration in Wasser-Luftgemischen. Damit wird zwangsläufig die Frage nach anderen, neuen Meßmethoden in den Vordergrund treten.

Zur Auswahl einer geeigneten Meßmethode ist zunächst ein Bewertungsschema notwendig, das die folgenden Kriterien beinhaltet:

- a) Direkte Angabe der Dichte oder Konzentration
- b) Störungsfreie Messung; d.h. keine oder nur sehr kleine Sonden in der Strömung.
- c) Unabhängigkeit des Meßsignals von Blasengröße, Blasengeschwindigkeit und Strömungsgeschwindigkeit.
- d) Genauigkeit, Reproduzierbarkeit und Störunanfälligkeit
- e) Einfachheit der Messung und Auswertung.

Da nach diesen Kriterien keine der gängigen Meßmethoden für die gestellte Aufgabe geeignet ist, ergibt sich die Notwendigkeit, neue Meßmöglichkeiten zu untersuchen. Vom Meßprinzip her erscheinen in diesem Fall optische Methoden besonders erfolgversprechend. Spektralphotometrische Methoden, wie sie in der Chemie üblicherweise zur Konzentrationsmessung verwendet werden, scheinen bei entsprechender Modifizierung auch zur örtlichen Konzentrationsmessung in Zweiphasenströmungen geeignet zu sein.

#### Entwicklung einer Meßeinrichtung zur Konzentrationsmessung in Zweiphasenströmungen

Grundlage der spektralphotometrischen Meßverfahren ist das Lambert-Beersche Gesetz über die Lichtabsorption in verdünnten Lösungen

$$\lg \frac{\phi_0}{\phi} = \epsilon(\lambda) \cdot c \cdot d \quad \text{bzw.} \quad c = - \frac{1}{\epsilon(\lambda) \cdot d} \lg \frac{\phi}{\phi_0} \quad (2.21)$$

mit

$\phi_0$  = Ausgangsintensität des Lichts

$\phi$  = Lichtintensität nach Durchstrahlung der Lösung



- $\epsilon(\lambda)$  = Extinktionskoeffizient (wellenlängenabhängige Stoffkonstante)  
C = Konzentration des gelösten Stoffes  
d = Durchstrahlte Schichtdicke der Lösung

Das Lambert-Beersche Gesetz gilt für monochromatische, parallele Strahlung, falls das Lösungsmittel keine Absorption zeigt.

Damit kann durch Messung der Lichtintensität  $\varnothing$  und  $\varnothing_0$  bei einer vorgegebenen Wellenlänge  $\lambda$  entweder die Konzentration c einer Tracersubstanz bestimmt werden, falls die durchstrahlte Schichtdicke d bekannt ist, oder bei bekannter Konzentration c des Tracers die durchstrahlte Schichtdicke d. Um Reflexions- und Streuverluste sowie Absorptionsverluste durch das Lösungsmittel auszugleichen, kann die Ausgangsintensität  $\varnothing_0$  in einem Referenzstrahl gemessen werden, der eine völlig gleiche Meßstrecke ohne die nachzuweisende Tracersubstanz durchläuft (Zweistrahlverfahren). Dieses Zweistrahlverfahren eignet sich daher sehr gut zur Konzentrationsmessung bei Einleitungen in geschlossenen Versuchskreisläufen, da hierbei die ansteigende Grundkonzentration automatisch berücksichtigt werden kann.

Um dieses Meßverfahren, d.h. die Messung der Extinktion E

$$E = \epsilon(\lambda) \cdot c \cdot d$$

auch auf Wasserluftgemische, oder Zweiphasenströmungen ausdehnen zu können, muß zunächst geprüft werden, ob sich im statistischen Mittel auch für die makroskopische Lichtschwächung durch Blasen, Tropfen oder Teilchen (Reflexion, Brechung, Linsenwirkung usw. der Blasen oder Tropfen) die erwartete exponentielle Lambert-Beersche Gesetzmäßigkeit ergibt. Dieses Gesetz gilt im engeren Sinne nur für die mikroskopische, d.h. molekulare Lichtabsorption. Zu diesem Zweck muß ein (vereinfachtes) Photometer mit der notwendigen Elektronik zur Langzeitmittelwertbildung aufgebaut werden mit dem an einem ähnlichen Eichversuchsstand wie bei der Leitfähigkeitssondeneichung, die Abhängigkeit der Lichtschwächung von der Volumenkonzentration der Luftblasen gemessen werden kann. Weiterhin sollte geprüft werden, ob die Extinktion bzw. der Extinktionskoeffizient  $\epsilon$  unabhängig von der Blasengröße sind.

Mit einer solchen funktionsfähig ausgebauten Meßmethode würde insbesondere den Bewertungskriterien a - c für ein geeignetes Meßverfahren Rechnung getragen.

### 3. EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DES GESCHWINDIGKEITSFELDES

#### 3.1 Ermittlung des vollständigen Strömungsfeldes

Um einen quantitativen Einblick in die Änderung des Luftschleier-Strömungsfeldes durch eine Querströmung zu bekommen, wurde das Strömungsfeld im gesamten Einflußbereich des Luftschleiers für vier verschiedene Zustände ausgemessen. Bei einer Wassertiefe von 1.80 m und einem Luftdurchsatz von  $0.008 \text{ cm}^3/\text{s.m}$  wurde hierbei die gleichförmige Horizontalströmung variiert. Die Messungen wurden in ruhendem Medium ( $U_H = 0$ ) und bei Quergeschwindigkeiten von 10, 20 und 30 cm/s durchgeführt (Integrationszeit 5 Minuten), wobei die Geschwindigkeiten nach Größe und Richtung ermittelt wurden (siehe Bild 25). Hieraus wurden Stromlinienbilder gewonnen, die in den Bildern 26 bis 30 dargestellt sind. Diese Stromlinienbilder machen deutlich, wie sich das Strömungsfeld des Luftschleiers mit zunehmendem Einfluß einer Querströmung verändert.

In ruhendem Medium bewirken die aufsteigenden Luftblasen eine senkrecht nach oben gerichtete, symmetrische Auftriebsströmung, wobei mit zunehmender Höhe eine ständig wachsende Wassermenge in Bewegung gebracht wird. An der freien Oberfläche wird der induzierte Wasserstrahl nach beiden Seiten hin umgelenkt, ähnlich wie beim Auftreffen eines Strahles auf eine Wand. Hierbei treten die größten Horizontalgeschwindigkeiten an der Oberfläche auf. Senkrecht über der Düsenreihe ergibt sich aus Symmetriegründen ein Staupunkt. Die Oberflächengeschwindigkeiten erreichen in einem gewissen seitlichen Abstand von der Düsenebene 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. Es entsteht so zu beiden Seiten des Luftschleiers eine großräumige, symmetrische Walzenströmung. Unter dem Einfluß einer Querströmung wird das symmetrische Stromlinienbild des Luftschleiers in ruhendem Medium zunehmend asymmetrisch. Auf der stromaufwärts gelegenen Seite wird die Zuströmung in Bodennähe zum Luftschleier hin verstärkt, der Auftriebsstrahl wird in Strömungsrichtung ausgelenkt, und auf der stromab gelegenen Seite ergibt sich eine Verstärkung der Oberflächenströmung. Dies bewirkt eine stetige Verringerung der Größe und Intensität der Rückströmungszone in Oberflächennähe, bis dieser Bereich schließlich gänzlich verschwindet.

#### 3.2 Geschwindigkeitsmessungen am Luftschleier im ruhenden Medium

Das Geschwindigkeitsfeld im Auftriebstrahl eines Luftschleiers in ruhendem Medium

wurde von Kobus [12] eingehend experimentell untersucht. In Ergänzung dieser Untersuchungen wurden weitere Messungen vor allem bei extrem großen und extrem kleinen Luftdurchsätzen durchgeführt. Bei einer Wassertiefe von 1.80 m und Luftdurchsätzen von  $0.018 \text{ m}^3/\text{s.m.}$  und  $0.008 \text{ m}^3/\text{s.m}$  sowie bei einem Luftdurchsatz von  $0.0009 \text{ m}^3/\text{s.m}$  und Wassertiefe 1.90 m wurden Querprofile der Vertikalgeschwindigkeit in jeweils 5 Düsenabständen gemessen (Bilder 31 bis 33).

Das Profil der Horizontalgeschwindigkeiten an der Wasseroberfläche wurde für verschiedene Luftmengen bei einem Wasserstand 1.80 m sowie bei einer konstanten Luftmenge und verschiedenen Wasserständen (0.4 bis 1.8 m) gemessen (Bilder 34 und 35).

Der Abstand  $X_0$  der maximalen Oberflächengeschwindigkeit  $v_m$  von der Düsenebene wurde aus diesen Profilen ermittelt. An diesem Ort wurden zudem Vertikalprofile der Horizontalströmung gemessen (Bild 36).

### 3.3 Geschwindigkeitsmessungen am Luftschleier in Querströmung

Bei Querströmungsgeschwindigkeiten von Null bis 40 cm/s und Wassertiefen von 0.60, 1.20 und 1.80 m wurden die Profile der resultierenden Horizontalgeschwindigkeiten an der Wasseroberfläche über den gesamten Bereich von realisierbaren Luftströmungen ( $q_0 = 0.0015 \text{ m}^3/\text{s.m}$  bis  $0.018 \text{ m}^3/\text{s.m}$ ) gemessen (Bild 39). Hieraus wurden die Maximalwerte der Oberflächenströmung sowohl entgegen der Querströmung als auch in Richtung der Querströmung ermittelt und in Abhängigkeit von Luftmenge, Horizontalgeschwindigkeit und Wassertiefe aufgetragen (Bilder 41, 42). Weiterhin wurde der horizontale Abstand der Strahlachse (bzw. des Staupunkts) von der Düsenebene an der Wasseroberfläche bestimmt, der ein direktes Maß für die Auslenkung des Auftriebsstrahls durch die Querströmung darstellt (Bild 40).

Um ein Maß für die Intensität und vertikale Ausdehnung der Rückströmzonen an der Oberfläche zu erhalten, wurden im Querschnitt der maximalen stromaufgerichteten Oberflächen-Geschwindigkeit zusätzlich vertikale Geschwindigkeitsprofile gemessen (Bild 43) und die Hauptabmessungen der Rückströmungszone in Abhängigkeit vom Querströmungsparameter aufgetragen (Bild 44).

Die Abhängigkeit der maximalen induzierten Oberflächengeschwindigkeit  $v^*$  von der Quergeschwindigkeit wird mit guter Näherung beschrieben durch die empirische Beziehung

$$\frac{v^*}{\sqrt[3]{g q_0}} = \frac{v(u_H=0)}{\sqrt[3]{g q_0}} - \frac{2}{3} \frac{u_H}{\sqrt[3]{g q_0}} \quad (3.1)$$

Die absolute, stromaufwärts gerichtete "Sperrgeschwindigkeit" ergibt sich anhand dieser Beziehung aus der Differenz zwischen der vom Luftschleier induzierten Geschwindigkeit  $v^*$  und der Quergeschwindigkeit  $U_H$  zu

$$\frac{v_m}{\sqrt[3]{g q_0}} = \frac{v_m(u_H=0)}{\sqrt[3]{g q_0}} - \frac{5}{3} \frac{u_H}{\sqrt[3]{g q_0}} \quad (3.2)$$

Diese Beziehung wurde für Quergeschwindigkeiten von 0 bis 40 cm/s und Luftströme von 0.0015 bis 0.018 m<sup>3</sup>/s.m bei drei verschiedenen Wassertiefen ( $H = 0.60, 1.20$  und  $1.80$  m) experimentell verifiziert.

## 4. UNTERSUCHUNGEN AN LUFTBLASEN

### 4.1 Einfluß einer Querströmung auf die Entstehung von Gasblasen an Düsen

Der Vorgang der Blasenbildung an Düsen ist in [25] eingehend beschrieben. 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 Bereich, in dem sich die Frequenz der Blasenbildung mit dem Luftdurchsatz verändert, einen Bereich konstanter Frequenz der Blasenbildung und schließlich das Übergangsgebiet zum Strahlgasen (Bild 45).

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 Flüssigkeitsbewegung vernachlässigt und nur statische Gleichgewichtszustände betrachtet werden können. Hierbei ist der Einfluß von Massenkräften, statischen Drücken und Grenzflächenspannungen zu berücksichtigen. Je nach Düsendurchmesser  $d_0$  im Verhältnis zur Laplace'schen Stoffkonstanten  $a$ , die gegeben ist durch

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

lassen sich "weite" Düsen ( $d_0/a > 1.296$ ) und "enge" Düsen ( $d_0/a < 1.296$ ) unterscheiden, wobei Düsen für Luftschleieranlagen in der Regel Durchmesser unter 5 mm aufweisen und somit zur Gruppe der engen Düsen gehören. Für diese ergibt eine vereinfachte Betrachtung aus dem Gleichsetzen von Auftrieb und

Haftkraft:

$$\frac{\pi}{6} d_b^3 (\rho_w - \rho_L) g = \pi d_0 \sigma ; \quad (4.1)$$

$$d_b = \left[ \frac{6 \sigma d_0}{(\rho_w - \rho_L) g} \right]^{1/3} \quad (4.2)$$

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

$$d_b = \left[ \frac{8 \sigma d_0}{c \rho_w u^2} \right]^{1/2} \quad (4.3)$$

wobei der Widerstandsbeiwert  $c$  von der Reynoldszahl und der Blasenform beim Ablösen abhängt. Ein Vergleich der Beziehungen (4.2) und (4.3) zeigt, daß die Querströmung  $U$  für die Blasenbildung maßgebend wird bei

$$\frac{u}{\sqrt{g a}} > \left[ \frac{64 d_0}{9 c^3 a} \right]^{1/6} \quad (4.4)$$

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.

### Strahlbildung

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

$$F = \frac{Q_0^2}{g d_b^5} = \text{const.} \quad \text{bzw.} \quad \frac{d_b}{\sqrt[5]{Q_0^2/g}} = \frac{d_h}{D_Q} = \text{const.} \quad (4.5)$$

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.

Für den Fall, daß sich sowohl die Düse als auch die Flüssigkeit in Ruhe befinden und der Gasstrahl vor seinem Zerfall infolge Auftriebs aufsteigt, ergibt sich aus einer Stabilitätsbetrachtung [30] für den resultierenden maximalen Blasendurchmesser

$$d_b = 1,41 \left( \frac{Q^2}{g} \right)^{1/5}$$

Diese Beziehung wurde durch zahlreiche Versuche experimentell verifiziert.

Für den Fall, daß das Gas aus der Düse in eine mit der Geschwindigkeit  $U$  strömende Flüssigkeit eingeblasen wird, nehmen diese Beziehungen eine etwas andere Form an. In diesem Fall, den Silberman [28] theoretisch und experimentell untersucht hat, wird der Strahl sehr rasch in Strömungsrichtung umgelenkt 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 auftreten. Für den umgelenkten Gasstrahl ergibt sich demnach ein Strahldurchmesser von

$$D = \sqrt{\frac{4Q}{\pi U}} \quad (4.6)$$

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

$$\Psi = \frac{\pi D^2}{4} 6,48 D = \frac{12,96}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{Q}{U}\right)^{3/2} \quad (4.7)$$

und bei näherungsweise kugelförmigen Blasen der Durchmesser

$$d_b = 2,4 \sqrt{\frac{Q}{U}} \quad (4.8)$$

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 [17] 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 eigen erzeugten Turbulenz des Blasenstroms so groß werden, daß die großen Blasen stets in eine Vielzahl kleinerer zerfallen. Neuere Untersuchungen<sup>1)</sup> deuten 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.

---

1) Jezdinsky [32] 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.



#### 4.2 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 47). Diese 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:

$$\frac{\Delta x}{d_0} = f\left(\frac{D_Q}{d_0}\right) = f\left(\frac{\sqrt[5]{Q_0^2/g}}{d_0}\right) \quad (4.9)$$

In Bild 47 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.

#### 4.3 Steiggeschwindigkeit von Luftblasen in Querströmung

Zur Ermittlung der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit in einer Querströmung wurden in der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau Berlin Messungen durchgeführt.

Die unter 3.4 beschriebene Versuchseinrichtung wurde am Schleppwagen hängend mit einer konstanten Geschwindigkeit von 1 bis 50 cm/s durch das ruhende Wasser der Schlepprinne bewegt. Das Düsenrohr gab hierbei bei Druckdifferenzen von 0,013 kp/cm<sup>2</sup> bis 6,148 kp/cm<sup>2</sup> Luftmengen von 0,001 m<sup>3</sup>/s.m bis 0,022 m<sup>3</sup>/s.m frei. Während der Schleppwagen mit vorgegebener Geschwindigkeit fuhr, wurde der horizontale Abstand L zwischen dem Austrittsquerschnitt des Blasenstroms an der Wasseroberfläche und der Vertikalen durch das Düsenrohr gemessen. Anhand der Eintauchtiefe H des Rohres, der Geschwindigkeit V des Wagens und der an der Oberfläche gemessenen Auslenkung ΔL des Luftschleiers konnte die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit aus der Beziehung

$$\bar{u}_b = \frac{uH}{\Delta L} \quad (4.10)$$

ermittelt werden. Daß hierbei der Einfluß des Anlaufbereichs wegen der großen Wassertiefe vernachlässigt werden kann, wurde durch Versuche mit um 90° geschwenkten Austrittsöffnungen der Düsen bestätigt. Die Meßergebnisse sind in Bild 49 dargestellt.

Entsprechende Messungen wurden auch an Einzeldüsen durchgeführt, (Bild 48) wobei in diesem Fall eine seitliche Strömungsbegrenzung nicht erforderlich war. Stattdessen wurde lediglich eine an einem langen Rohr befestigte Einzeldüse von 1-2 mm Durchmesser in einer Tiefe von 3,5 m durch das Wasser geschleppt.

Für Luftschleier in ruhendem Medium liegen von Kobus [18] Messungen vor, bei denen die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit über eine experimentelle Bestimmung der mittleren Gemischdichte bestimmt wurde. Eine exponentielle Ausgleichskurve durch die Meßwerte für Einzeldüsen ergibt näherungsweise

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{g H_0}} = 0,32 \left( \frac{Q_0}{\sqrt{g H_0^5}} \right)^{1/9} \quad (4.11)$$

Für Düsenreihen lautet die entsprechende Beziehung

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{g H_0}} = 0,48 \left( \frac{q_0}{\sqrt{g H_0^3}} \right)^{1/6} \quad (4.12)$$

Der Einfluß der Querströmung macht sich in einer Abminderung der mittleren Blasensteiggeschwindigkeit bemerkbar. 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 Blasengeschwindigkeit 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 an der oben beschriebenen Anordnung einer querbewegten Düse deutlich, bei der jede Blase auf einer senkrechten Bahn aufsteigt, welche 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 kann für Einzeldüsen näherungsweise durch die empirische Beziehung

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{g H_0}} = 0,32 \left( \frac{Q_0}{\sqrt{g} H_0^3} \right)^{1/9} \left[ 1 - 3 \left( \frac{u_H}{\sqrt{g} H_0} \right)^{1/3} \right] \quad (4.13)$$

beschrieben werden. Für Düsenreihen ergibt sich entsprechend

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{g H_0}} = 0,48 \left( \frac{q_0}{\sqrt{g} H_0^3} \right)^{1/6} \left[ 1 - \left( \frac{u_H}{\sqrt{g} H_0} \right)^{1/4} \right] \quad (4.14)$$

#### 4.4 Messung der örtlichen Luftkonzentration

Mit der in Kapitel 2.5.2 beschriebenen Meßanordnung zur Eichung der Sonden 2a, 2b, 3a wurden für verschiedene Luftmengen ( $0,0009 \text{ m}^3/\text{sm}$ ,  $0,008 \text{ m}^3/\text{sm}$  und  $0,015 \text{ m}^3/\text{sm}$ ) Konzentrationsprofile in Längs- und Querrichtung zum Luftschleier gemessen. Gemessen wurde jeweils in drei Höhen (80 cm, 120 cm, 160 cm). Dabei wurden an jedem Meßpunkt drei Messungen der Konzentrationsmittelwerte über eine Zeit von je 150 sec durchgeführt, womit eine sowohl vom Zeitaufwand als auch von der Meßgenauigkeit her vertretbare Lösung angestrebt wurde. Allerdings streuten die drei Meßwerte, bedingt durch periodische Schwankungen des Luftschleiers, an einem vorgegebenen Meßpunkt ganz erheblich, so daß z.B.

auch örtlich direkt aufeinanderfolgende Mittelwerte erhebliche Sprünge zeigen können. Diese Schwankungen nehmen jedoch mit steigendem Luftdurchsatz ab. Als Meßpunkteabstand wurde am Rand des Luftschleiers 2 cm, vom Beginn des Konzentrationsanstiegs bis zum Ende des Konzentrationsabfalls 1 cm gewählt. Damit ist eine ausreichend gute örtliche Auflösung der Konzentrationsänderungen gewährleistet. Da jedoch insbesondere bei geringen Luftdurchsätzen, d.h. bei großen Düsenabständen (bis 12 cm) die Luftkonzentration quer zur Rinne, d.h. parallel zum Düsenrohr selbst bei der größten Höhe (160 cm) nicht konstant war, mußte für jede Luftmenge und jede Höhe ein Konzentrationsprofil quer zur Rinne bestimmt werden. Die gemessenen Konzentrationsschwankungen sind erwartungsgemäß um so größer, je geringer der Abstand vom Düsenrohr (d.h. die Höhe) ist. Mit diesen Querprofilen konnte dann eine mittlere Konzentration bestimmt und die Normierung der gemessenen Konzentrationsprofile in Rinnenrichtung, d.h. quer zum Düsenrohr, auf Absolutkonzentrationen erfolgen. Diese Normierung ist notwendig, da das Längsprofil in einer festen Ebene (in der Mitte der Rinne) gemessen wird in der i.a. nicht genau die auf den Rinnenquerschnitt bezogene mittlere Konzentration herrscht.

Da die Meßwerte erwartungsgemäß sowohl für die Konzentrations- als auch für die Geschwindigkeitsprofile mit ausreichender Genauigkeit Gaußsche Verteilungen ergaben, wurde ein spezielles Rechenprogramm aufgestellt, das es ermöglichte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadratsumme durch die Meßpunkte Gaußsche Kurven der folgenden Form zu legen.

$$c(x) = c_a \cdot e^{-\left(\frac{x}{b}\right)^2} \quad (4.15)$$

bzw. 
$$u(x) = u_a \cdot e^{-\left(\frac{x}{b}\right)^2} \quad (4.16)$$

mit  $c_a$  = Volumenkonzentration der Luftblasen in der Strahlachse = maximale Luftblasenkonzentration

$u_a$  = Wassergeschwindigkeit in der Strahlachse = maximale Wassergeschwindigkeit

$b'$  = Breite der Konzentrationsverteilung bei  $c(x) = \frac{c_a}{e}$

$b$  = Breite der Geschwindigkeitsverteilung bei  $u(x) = \frac{u_a}{e}$

Die wichtigsten der so berechneten und vom Computer geplotteten Konzentrations- und Geschwindigkeitsprofile sind im Anhang als Bilder 64 - 100 dargestellt. Dabei sind jeweils die vorgegebenen Parameter Luftmenge in  $\text{cm}^2/\text{s}$ , Meßhöhe in cm und Quergeschwindigkeit in  $\text{cm}/\text{sec}$  sowie die berechneten Größen maximale Konzentration im Volumen %, bzw. maximale Wassergeschwindigkeit in  $\text{cm}/\text{sec}$ , die halbe Halbwertsbreite in cm sowie die Verschiebung der Strahlachse in cm gegenüber dem Luftaustritt im Düsenrohr mit ausgedruckt.

In den Bildern 50 bis 58 sind einige dieser Verteilungen zur besseren Übersicht zu Gruppen mit jeweils einem gleichen Parameter zusammengefaßt. Bild 50 zeigt die für eine Luftmenge von  $Q_0 = 0,0009 \text{ cm}^3/\text{ms}$  in der Mitte der Rinne gemessenen Konzentrationsprofile senkrecht zum Düsenrohr, d.h. in Rinnenrichtung, für drei verschiedene Höhen (80 cm, 120 cm) im ruhenden Medium. Bild 51 und Bild 52 zeigen diese Meßwerte für Luftmengen von  $Q_0 = 0,008 \text{ m}^3/\text{ms}$  und Bild 53 für  $Q_0 = 0,018 \text{ m}^3/\text{ms}$  ebenfalls im ruhenden Medium. Erwartungsgemäß werden die Gaußschen Konzentrationsverteilungen mit geringerem Abstand vom Düsenrohr immer schmaler. Da das Luftvolumen wegen des relativ geringen Druckunterschieds ( $\Delta p_{\text{max}} = 80 \text{ cm}$  Wassersäule) annähernd konstant bleibt, muß die maximale Luftkonzentration beim düsennahen Profil größer sein als beim in größerem Abstand gemessenen Profil. Aus Kontinuitätsgründen mußte sich aus den Messungen ergeben:

$$\int_0^{\infty} c(x) u(x) dx = \text{const.} \quad (4.14)$$

Im Rahmen der erwarteten sehr geringen Genauigkeit ist diese Forderung durch die Messungen in Bild 50 - 52 erfüllt. Weiterhin zeigt sich, daß die Verbreiterung des Luftschleiers mit der Meßhöhe (d.h. die ermittelten Halbwertsbreiten) mit steigendem Luftdurchsatz zunehmen. Bei  $q_0 = 0,0009 \text{ cm}^2/\text{s}$  ist die Halbwertsbreite im Abstand 160 cm um 32 % größer als im Abstand 80 cm, bei  $q_0 = 0,008 \text{ cm}^2/\text{s}$  um 96 % bzw. 82 % und bei  $q_0 = 0,018 \text{ cm}^2/\text{s}$  um ca. 64 %. Die Werte für den Anstieg von 80 cm auf 120 cm betragen 11 %, 25 % bzw. 19 % und 41 %.

Bild 54 zeigt die Konzentrationsverteilungen für die drei Meßhöhen bei  $q_0 = 0,008 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Bild 55 und Bild 56 zeigen diese Verteilungen für Quergeschwindigkeiten  $U_H = 20 \text{ cm/s}$  und  $U_H = 30 \text{ cm/s}$ . Wie aus diesen Bildern ersichtlich ist, hat die Quergeschwindigkeit nur geringen Einfluß auf die relative Verbreiterung des Luftschleiers, und zwar scheint die Quergeschwindigkeit der Verbreiterung des Luftschleiers entgegenzuwirken. Bild 57 zeigt die Konzentrationsprofile bei einer Meßhöhe (80 cm) und einem Luftdurchsatz ( $q_0 = 0,008 \text{ cm}^2/\text{s}$ ) für die vier Quergeschwindigkeiten. Hierbei zeigt sich, daß die absolute Breite des Luftschleiers mit der Quergeschwindigkeit zunimmt.

Bild 58 zeigt drei unter gleichen Bedingungen mit verschiedenen Sonden gemessene Konzentrationsprofile. Aus dieser Gegenüberstellung der Verteilungen geht deutlich hervor, daß Leitfähigkeitsmeßsonden im Luftschleier nur qualitativ richtige Ergebnisse (gleiche Form der Verteilung und etwa gleiche Halbwertsbreiten, Fehler etwa 20 %), jedoch keine quantitativ richtigen Meßwerte liefern. Die gemessenen maximalen Konzentrationen schwanken je nach Sondenart und Sondengröße von 2,45 Vol % bis zu 6,53 % Luftanteil. Das entspricht einem relativen Fehler von etwa 165 %. Die gemessenen Konzentrationen sind unter anderem abhängig von Sondenform und -größe, Blasenform und Blasengröße, Strömungsgeschwindigkeit, Stellung der Sondenachse zur Strömungsrichtung, Verkalkung bzw. Verschmutzung der Sonden sowie von Salz und Schmutzgehalt des Wassers.

## 5. EMPIRISCHE BEIWERTE FÜR DIE ANALYTISCHE BEHANDLUNG DES STRÖMUNGSFELDES

### 5.1 Empirische Größen in den analytischen Ansätzen

Die analytischen Ansätze zur Beschreibung des Strömungsfeldes enthalten folgende empirische Beiwerte:

- $\alpha$  [-] Einmischkoeffizient
- $z_0$  [m] Abstand zwischen analytischem und tatsächlichem Ursprung
- $\bar{u}_b$  [m/s] Mittlere Blasensteiggeschwindigkeit des Blasenstroms
- $\Delta u_b$  [m/s] Charakteristische Schlupfgeschwindigkeit der Luftblasen in Wasser
- $\beta$  [-] Verhältnis der Breiten von Luftkonzentrations- und Geschwindigkeitsprofil
- $c_w$  [-] Widerstandsbeiwert für den Luftschleier in einer Querströmung (oder alternativ Information über den Verlauf der Strahlachse).

Die Beiwerte  $\alpha$ ;  $z_0$ ;  $\Delta u_b$  und  $\beta$  können nur in ruhendem Medium aus den Meßergebnissen berechnet werden, während sie beim Luftschleier in einer Querströmung nicht schlüssig bestimmt werden können. Es wird daher in erster Näherung angenommen, daß die im ruhenden Medium gewonnenen Werte auch in einer Querströmung gelten.

### 5.2 Beiwerte für Einzeldüsen

#### 5.2.1 Einmischkoeffizient $\alpha$ und Ursprungsabstand $z_0$ .

Da die Ausbreitungsrate der Geschwindigkeitsprofile im Auftriebstrahl dem Einmischkoeffizienten  $\alpha$  direkt proportional ist, kann aus den gemessenen Geschwindigkeitsprofilen der Einmischkoeffizient  $\alpha$  und der Abstand  $z_0$  zwischen Düse und analytischem Ursprung direkt ermittelt werden. In Bild 59 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  $\alpha$  direkt aus der jeweiligen Steigung der in Bild 59 dargestellten Geraden bestimmt werden kann und der Abstand  $z_0$  sich aus dem Schnittpunkt dieser Geraden mit der Achse ( $b = 0$ ) ergibt.

Die so gewonnenen Meßwerte für den Einmischkoeffizienten sind in Bild 61 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 Auftriebsstrahls ohne Schlupf angenommen :

$$\alpha = 0.082$$

Eine exponentielle Ausgleichskurve durch die Meßpunkte ist gegeben durch

$$\alpha = 0,26 \left( \frac{Q_0}{\sqrt{g H_0^3}} \right)^{1/9} \quad (5.1)$$

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 ergibt sich für einen in [18] vorgeschlagenen Ansatz die Beziehung

$$\alpha = \alpha_0 s_Q^{3/8} \quad (5.2)$$

mit

$$s_Q = \tanh \left( \frac{\sqrt[3]{g Q_0 / H_0}}{\Delta U_b} \right) \quad (5.3)$$

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  $H = 4.5 \text{ m}$  ergibt sich für  $z_0$  ein Mittelwert von etwa  $0.8 \text{ m}$  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 60 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 außerhalb des Anlaufbereichs). Da jedoch geringfügige Ab-



weichungen 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

$$z_0 \approx 0,8 \text{ m}$$

$$z_0^* = \frac{z_0}{H_0 + H} = 0,08 \left( \frac{H_0}{H + H_0} \right) \quad (5.4)$$

Es wird angenommen, daß diese für Luftschleier in ruhendem Medium hergeleiteten Beziehungen auch für Luftschleier in einer Querströmung zumindest in erster Näherung gültig sind; für die letztere Strömungskonfiguration ist eine explizite Bestimmung von  $\alpha$  und  $z_0$  aus den Experimenten nicht möglich.

### 5.2.2 Mittlere Blasensteiggeschwindigkeit $\bar{u}_b$

Aus den Messungen folgt für die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  über Einzeldüsen in ruhendem Medium

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{g H_0}} = 0,32 \cdot \left( \frac{Q_0}{\sqrt{g H_0^3}} \right)^{1/9} \quad (5.5)$$

und unter dem Einfluß einer Querströmung der Geschwindigkeit  $U_H$

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{g H_0}} = 0,32 \cdot \left( \frac{q_0}{\sqrt{g H_0^3}} \right)^{1/9} \cdot \left[ 1 - 3 \left( \frac{U_H}{\sqrt{g H_0}} \right)^{1/3} \right] \quad (5.6)$$

### 5.2.3 Schlupfgeschwindigkeit $\Delta u_b$ und Breitenverhältnis $\beta$

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

$$u_b = u + \Delta u_b \quad (5.7)$$

dann ist 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, 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

$$\beta = \frac{b' \text{ Dichtedefizit}}{b \text{ Geschwindigkeit}} \quad (5.8)$$

Eine derartige örtliche Betrachtung ist zwar anschaulich und physikalisch plausibel, jedoch kann  $\Delta u_b$  nicht direkt gemessen werden, und die Ermittlung von  $\beta$  bereitet erhebliche meßtechnische Schwierigkeiten. 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 zugrundegelegt werden. Eine erste Annahme für  $\Delta u_b$  liegt demnach bei 25 cm/s. Für das Ausbreitungsverhältnis gibt es widersprüchliche Schätzwerte: Sjöberg [1] und Cederwall und Ditmars [15] nehmen nach ihren Beobachtungen einen Wert von 0.2 an; nach Baines [37] ergibt sich als Richtwert  $\beta \approx 0.5$ ; Beobachtungen von Mäder [17] weisen auf Werte in der Größenordnung von Eins hin.

#### 5.2.4 Widerstandsbeiwert $c_w$

Die Strahlachse des Luftschleiers wird durch eine Querströmung in Strömungsrichtung umgelenkt. Die Druckverteilung im Strahl ist in diesem Fall nicht mehr hydrostatisch. In den analytischen Ansätzen wird üblicherweise versucht, diesem Umstand dadurch gerecht zu werden, daß der Auftriebstrahl in Anlehnung an einen umströmten Kreiszyylinder behandelt wird, der eine Widerstandskraft auf die Strömung ausübt. Nach Abraham [5] wird die resultierende Strahlauslenkung gut beschrieben, wenn hierfür die nominelle Strahlbreite  $b$  als äquivalenter Zylinderdurchmesser angesetzt wird und als Widerstandsbeiwert der Wert für einen turbulent umströmten Festkörperzylinder verwendet wird. Demnach gilt in erster Näherung [2]

$$c_w \approx 0.3$$

### 5.3 Beiwerte für Düsenreihen

#### 5.3.1 Einmischkoeffizient $\alpha$ und Ursprungsabstand $z_0$

Aus den in Bild 62 dargestellten Meßwerten für die Strahlbreite  $b$  kann wiederum der Einmischkoeffizient  $\alpha$  und der Abstand  $z_0$  zwischen Düse und analytischem Ursprung ermittelt werden. Die so gewonnenen Werte für  $\alpha$  sind in Bild 63 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 plan-symmetrischen Auftriebstrahl ohne Schlupf zustrebt:

$$\alpha_0 = 0.157$$

Eine exponentielle Ausgleichskurve durch die Meßpunkte hat die Form

$$\alpha = 0,60 \left( \frac{q_0}{\sqrt{g H_0^3}} \right)^{1/6} \quad (5.9)$$

Diese aus einer größeren Anzahl experimenteller Daten ermittelte Gleichung weicht nur unwesentlich von der in 18 angegebenen ab. Sie erreicht den asymptotischen Grenzwert bei Extrapolation auf sehr große Luftströme bei

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

Entsprechend dem in [18] eingeführten Ansatz ergibt sich nach Überprüfung der dort angesetzten Gleichungen unter Berücksichtigung der neueren Messungen die Beziehung:

$$\alpha = \alpha_0 s_q \quad (5.10)$$

mit

$$s_q = \tanh \left( \frac{\sqrt[3]{g q_0}}{A \cdot \Delta u_b} \right) \quad (5.11)$$

wobei  $A$  für eine angenommene mittlere Blasenschlupfgeschwindigkeit von  $u_b = 0,3 \text{ m/s}$  Werte zwischen 1,0 und 1,5 annehmen kann (Bild 63).

Für den Abstand  $z_0$  zwischen tatsächlichem und analytischem Ursprung kann näherungsweise angenommen werden

$$z_0 \approx 0.5 \text{ m} = \text{const}$$

oder

$$z_0^* = \frac{z_0}{H_0} \left( \frac{H_0}{H + H_0} \right) \approx 0.05 \left( \frac{H_0}{H + H_0} \right) \quad (5.12)$$

Diese Annahme wird auch durch die aus den Konzentrationsverteilungen ermittelten Werte für  $z_0$  bestätigt. Der Abstand  $z_0$  des analytischen Ursprungs scheint demnach, entgegen der in [18] wegen der wenigen damals vorliegenden experimentellen Daten zunächst getroffenen Annahme, unabhängig von der Wassertiefe zu sein. Allerdings ist anzunehmen, daß die geometrischen Verhältnisse an der Einleitungsstelle die örtliche Einmischung beeinflussen und deshalb sich auf den Zahlenwert von  $z_0$  auswirken müssen: dieser Einfluß scheint jedoch gering zu sein; die Versuchsergebnisse ließen keinen systematischen Einfluß erkennen.

Auch für Düsenreihen gilt wiederum, daß  $\alpha$  und  $z_0$  in ruhendem Medium experimentell bestimmt werden können. Da für Luftschleier in einer Querströmung keinerlei Information vorliegt, werden die in ruhendem Medium gewonnenen Beiwerte in erster Näherung auch dort verwendet.

### 5.3.2 Mittlere Blasensteiggeschwindigkeit $\bar{u}_b$

Für die mittlere Blasensteiggeschwindigkeit  $\bar{u}_b$  über Düsenreihen ergibt sich aus den Messungen in ruhendem Medium

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{g H_0}} = 0,48 \left( \frac{q_0}{\sqrt{g H_0^3}} \right)^{1/6} \quad (5.13)$$

und in einer Querströmung

$$\frac{\bar{u}_b}{\sqrt{g H}} = 0,48 \left( \frac{q_0}{\sqrt{g H_0^3}} \right)^{1/6} \left[ 1 - \left( \frac{u_H}{\sqrt{g H_0}} \right)^{1/4} \right] \quad (5.14)$$

### 5.3.3 Schlupfgeschwindigkeit $\Delta u_b$ und Breitenverhältnis $\beta$

Sowohl Schlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  als auch Breitenverhältnis  $\beta$  können nicht mittels direkter Messung bestimmt werden. Sie können jedoch aus in gleichen Querschnitten gemessenen Geschwindigkeits- und Konzentrationsprofilen ermittelt werden.

Das Breitenverhältnis  $\beta$  wird nach Gleichung (5.8) wie folgt definiert:

$$b' = \beta b$$

Wie die Messungen ergaben, lassen sich sowohl die Geschwindigkeits- als auch die Konzentrationsprofile in recht guter Annäherung durch Gaußsche Verteilungen darstellen. Man kann demnach für die Geschwindigkeits- bzw. Konzentrationsprofile die folgenden Verteilungen ansetzen:

$$c(x) = c_a e^{-\frac{x^2}{b^2}} = c e^{-\left(\frac{x}{\beta b}\right)^2} \quad (5.15)$$

$$u(x) = u_a e^{-\frac{x^2}{b^2}} \quad (5.16)$$

Dabei ist  $c_a$  die Luftblasenkonzentration in der Strahlachse und  $u_a$  die Geschwindigkeit in der Strahlachse.

Daraus kann dann  $\beta$  leicht durch Ermittlung von  $b'$  und  $b$  berechnet werden. Dazu ist es jedoch zunächst notwendig, aus den Meßwerten für die Geschwindigkeits- und Konzentrationsprofile nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die dazugehörigen Gaußschen Verteilungen zu bestimmen. Dies erfolgt numerisch mittels eines entsprechenden Rechenprogramms.

Unter der Voraussetzung, daß die Druckänderung im Luftschleier klein gegen den Gesamtdruck ist, kann mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung und den nunmehr bekannten Konzentrations- und Geschwindigkeitsprofilen auch die Berechnung der Schlupfgeschwindigkeit erfolgen. Die gesamte pro Breitereinheit ausströmende Luftmenge, die aus den Messungen bekannt ist, läßt sich mittels Gln. (5.7), (5.15) und (5.16) wie folgt berechnen:

$$q_L = 2 \int_0^{\infty} c(x) u(x) dx \quad (5.17)$$

$$q_L = 2 \int_0^{\infty} c_a e^{-\frac{x^2}{(\beta b)^2}} (u_a + \Delta u_b) e^{-\frac{x^2}{b^2}} dx \quad (5.18)$$

$$q_L = 2 c_a (u_a + \Delta u_b) \int_0^{\infty} e^{-\frac{1+\beta^2}{(\beta b)^2} x^2} dx \quad (5.19)$$

Durch Integration ergibt sich :

$$q_L = 2 c_a (u_a + \Delta u_b) \cdot \beta b \sqrt{\frac{\pi}{1+\beta^2}} \quad (5.20)$$

Somit ergibt sich also für die Schlupfgeschwindigkeit:

$$\Delta u_b = \frac{q_L}{2 c_a \beta b} \sqrt{\frac{1+\beta^2}{\pi}} - u_a \quad (5.21)$$

Mit den für verschiedene Luftmengen  $q_0$  und Höhen gemessenen Geschwindigkeits- und Konzentrationsprofilen ohne Querströmung können, aus den Halbwertsbreiten bzw. konnten nach Gleichung (5.8) die Werte für das Breitenverhältnis  $\beta$  berechnet werden. Es ergaben sich dabei folgende Werte

Meßreihe Nr.

Konz.	Geschw.	$q_0$ [cm <sup>2</sup> /s]	Höhe [cm]	$\frac{1}{2} b$	$\frac{1}{2} b'$	$\beta = \frac{b'}{b}$
29	32	0,0009	80	5,3	8,4	0,63
27	34	0,0009	120	5,9	9,83	0,60
44	34	0,0009	120	6,93	9,83	0,70
25	36	0,0009	160	6,98	10,54	0,66
37	37	0,008	80	8,40	11,52	0,72
40	37	0,008	80	8,98	11,52	0,78
36	37	0,008	80	7,45	11,52	0,64
31	41	0,018	80	9,03	12,13	0,74

Daraus ergibt sich ein Mittelwert von

$$\beta = 0,68 \pm 0,06$$

Die größte Einzelabweichung von diesem Wert beträgt 0,1. Soweit die geringe Zahl der Einzelwerte eine Aussage zuläßt, ist das Breitenverhältnis  $\beta$  unabhängig von der Luftmenge pro Breitereinheit  $q_0$  und dem Meßort d.h. der Höhe.

Wegen der großen Fehler bei der Messung der Absolutkonzentration d.h. auch bei der Volumenkonzentration der Luftblasen in der Strahlachse ergab die Berechnung der Blasenschlupfgeschwindigkeit  $\Delta u_b$  nach Gleichung 5.21 keine sinnvollen Ergebnisse.

#### 5.3.4 Widerstandsbeiwert $c_w$

Die Druckverteilung im Auftriebstrahl in einer Querströmung ist nicht mehr hydrostatisch. Der Luftschleier übt einen "Widerstand" auf das Fluid aus, demzufolge der Luftschleier in Strömungsrichtung ausgelenkt wird. Dieser Tatsache wird im analytischen Ansatz üblicherweise durch Ansetzen einer Widerstandskraft mit einem Widerstandsbeiwert  $c_w$  Rechnung getragen, welche eine Strahlauslenkung bewirkt. Während im Fall der Einzeldüsen-Strömung der Auftriebstrahl mit einem umströmten Kreiszyylinder verglichen werden kann, ist es für die Luftschleier-Düsenreihe äußerst schwierig, eine plausible Annahme zu treffen, da der plansymmetrische Auftriebstrahl nicht um- sondern durchströmt wird und somit noch am ehesten mit einem durchströmten Gitter vergleichbar ist.

Der Beiwert  $c_w$  kann aus den Experimenten nicht direkt bestimmt werden. Unter Berücksichtigung der gemessenen Strahlauslenkung (Bilder 48 und 49) läßt sich jedoch mit Hilfe der analytischen Ansätze errechnen, wie groß der dieser Auslenkung entsprechende Widerstandsbeiwert etwa sein muß.

## 6. SCHLUSSWORT

Das Strömungsfeld eines Luftschleiers in einer Querströmung wurde eingehend experimentell untersucht. Die Messungen wurden bei Wassertiefen bis zu 1.80 m, Luftdurchsätzen von 0.009 bis 0.018 m<sup>3</sup>/s.m und Querströmungsgeschwindigkeiten von Null bis 0.40 m/s durchgeführt.

Die experimentellen Untersuchungen liefern die für eine analytische Behandlung des Strömungsfeldes erforderlichen empirischen Beiwerte. Da alle diese Beiwerte von der Wassertiefe unabhängig sind, und in den Experimenten der gesamte in der Praxis interessierende Bereich von Luftströmen und Quergeschwindigkeiten erfaßt wurde, führen die experimentellen Ergebnisse in Ergänzung zu den analytischen Ansätzen zu einer für Bemessungszwecke stets ausreichend genauen Vorhersage des Strömungsfeldes von Luftschleiern in einer Querströmung.

Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß die experimentelle Bestimmung des Luftschleier-Strömungsfeldes nicht in allen Fällen befriedigende Ergebnisse geliefert hat. Vor allem sind unsere Kenntnisse über das Verhalten eines Blasenstroms in seitlich unbegrenztem Medium sehr 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 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.

Die Entwicklung einer optischen Meßmethode zur örtlichen Luftkonzentrationsmessung in plansymmetrischen Strömungsfeldern ist Gegenstand des SFB-Forschungsprojektes A 21 das ab 1975 in Angriff genommen werden soll. Wenn die dort vorgesehenen Entwicklungen zum Erfolge führen, dann wird es möglich sein, die hier angeschnittenen offenen Fragen einer wissenschaftlich befriedigenden Antwort zuzuführen.



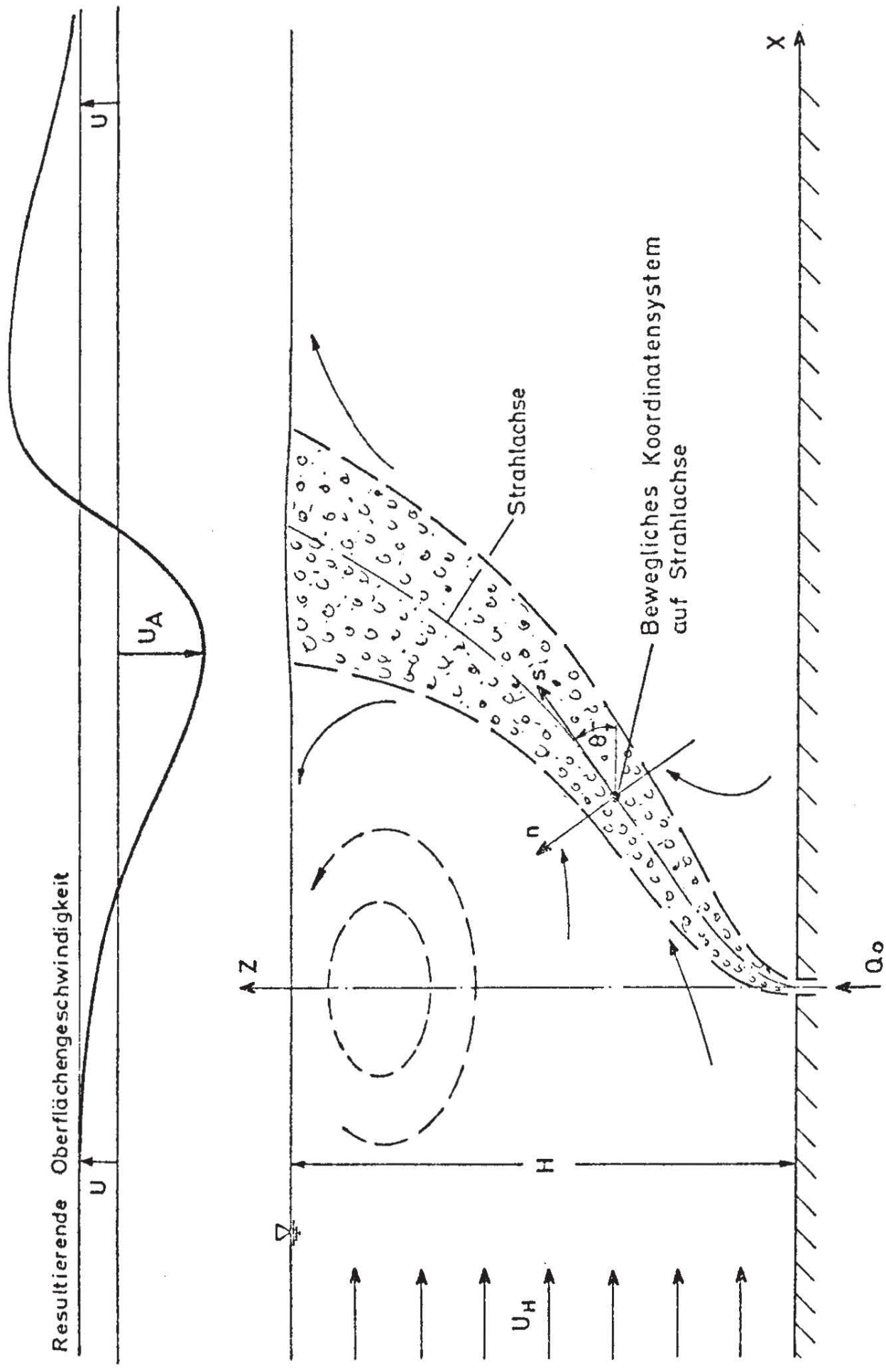
LITERATURVERZEICHNIS

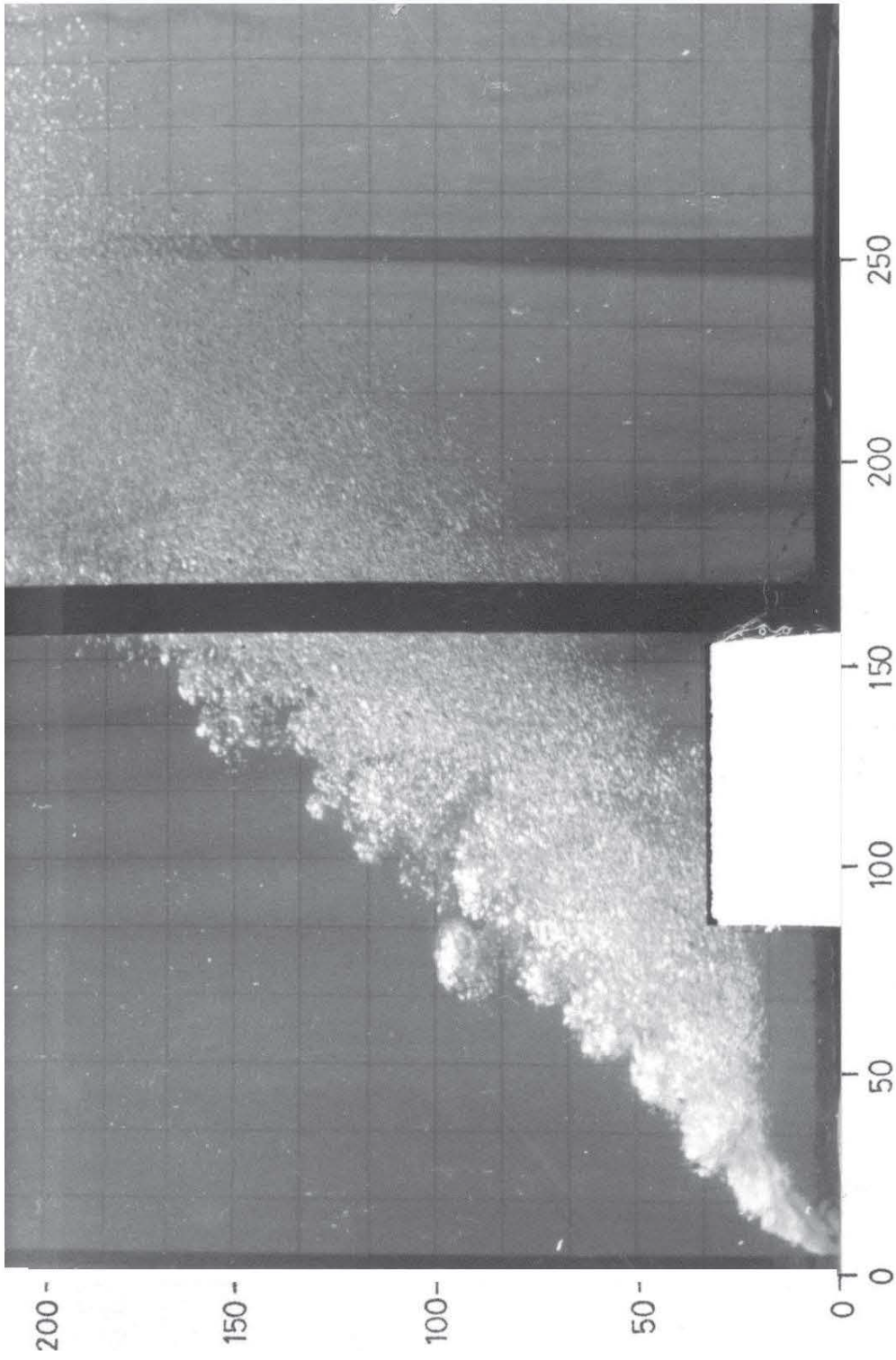
- [1] W. Forstall, A. Shapiro: "Momentum and Mass Transfer in Coaxial Gas Jets". Journal of Applied Mechanics, December 1950.
- [2] H. Rouse, C.S. Yih und H.W. Humphreys: "Gravitational Convection from a Boundary Source". Tellus 4, pp. 201-10, 1952.
- [3] L. Alexander, T. Baron und E. Comings: "Transport of Momentum, Mass and Heat in Turbulent Jets". University of Illinois Eng. Exp. Station, Bulletin Series No. 413, 1953.
- [4] 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.
- [5] G. Abraham: "Jet Diffusion in Stagnant Ambient Fluid". Delft Hydraulics Laboratory, Publ. No. 29, 1963.
- [6] E. Naudascher: "On a General Similarity Analysis for Turbulent Jet and Wake Flows". Iowa Institute of Hydraulic Research, Report No. 106, Dec. 1967.
- [7] G.I. Taylor: "The Action of a Surface Current Used as a Breakwater". Proc., Royal Society of London, Series A, Vol. 231, 1955.
- [8] Delft Waterloopkundig Laboratorium, Interner Bericht M 661, Februar 1960.
- [9] P.S. Bulson: "Currents Produced by an Air Curtain in Deep Water". The Dock and Harbour Authority, May 1961.
- [10] P.S. Bulson: "Underwater Air Curtain Near a Vertical Wall". The Dock and Harbour Authority, Feb. 1965.
- [11] A. Sjöberg: "Strömningshastigheter kring luftbubbelrida i täthetshomogent och stillastaende vatten". Meddelande nr. 39, Institutionen för vattenbyggnad, Chalmers Tekniska Högskola, Göteborg 1967.
- [12] H. Kobus: "Analysis of the Flow Induced by Air-Bubble Systems". Proc., XIth International Conference on Coastal Engineering, London, Sept. 1968.
- [13] C. Iamandi und H. Rouse: "Jet-Induced Circulation and Diffusion". ASCE Journal of the Hydraulics Division, March 1969.
- [14] H. Kobus: "Jet-Induced Circulation and Diffusion". Diskussion der gleichbenannten Arbeit von C. Iamandi und H. Rouse, ASCE Journal of the Hydraulics Division, 1970.
- [15] 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.

- [16] H. Kobus: "Luftschleier in Querströmung". Tätigkeitsbericht des Sonderforschungsbereichs 80 "Ausbreitungs- und Transportvorgänge in Strömungen", 1971.
- [17] Ch. Mäder: "Von Luftblasenschleiern erzeugte Wasserströmungen in stehenden und fließenden Gewässern". Dissertation an der Technischen Hochschule Darmstadt, 1971.
- [18] H. Kobus: "Bemessungsgrundlagen und Anwendung für Luftschleier im Wasserbau", Habilitationsschrift, Karlsruhe, Januar 1973.
- [19] W. Gehrige: "Strömungsrichtungsmessungen mit einem Kreiszyylinder", Mitteilungsblatt BAW, 1956.
- [20] J.M. Delhaye: "Hot-Film Anemometry in Two-Phase-Flow", ASME Journal of Two-Phase Flow Instrumentation, New York, August 1964.
- [21] O.P. Lamb, J.M. Killen: "An Electrical Method for Measuring Air Concentration in Flowing Air-Water Mixtures", St. Anthony Falls Hydraulic Laboratory, Technical Paper No. 2, March 1950.
- [22] R.J. Keller: "Field Measurements of Self-Aerated High Speed Open Channel Flow". Diss.: University of Canterbury, Christchurch, New Zealand 1972.
- [23] Davies und Taylor: "The Mechanics of Large Bubbles Rising Through Extended Liquids and Through Liquids in Tubes". Proc. Royal Society of Eng., London A200, 1950.
- [24] D.W. Van Krevelen und P.J. Hofstijzer: "Studies of Gas Bubble Formation" Chemical Engineering Progress, Vol. 46, No. 1, 1950.
- [25] 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.
- [26] W. Siemes: "Gasblasen in Flüssigkeiten. Teil II: Der Aufstieg von Gasblasen in Flüssigkeiten". Chemie-Ing.-Technik, Nr. 11, 26. Jg., 1954.
- [27] W.L. Habermann und R.K. Morton: "An Experimental Study of Bubbles Moving in Liquids". Proc. of ASCE, Vol. 80, No. 379-427, 1954.
- [28] E. Silberman: "Production of Bubbles by the Disintegration of Gas Jets in Liquid". Proc. 5th Midwestern Conference on Fluid Mechanics, University of Michigan, 1957.
- [29] J.F. Davidson und B.O.G. Schuler: "Bubble Formation at an Orifice in a Viscous Liquid". Transaction of the Institution of Chemical Engineers, Vol. 38, 1960.
- [30] J.F. Davidson und B.O.G. Schuler: "Bubble Formation at an Orifice in an Inviscid Liquid". Transactions of the Institution of Chemical Engineers, Vol. 38, 1960.

- [31] 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.
  
- [32] V. Jezdinsky: "Einfluß von Gasbeimengungen in Flüssigkeiten auf Druckschwankungen in Strömungen". Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, Bericht Nr. 510, 1972.
  
- [33] 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.



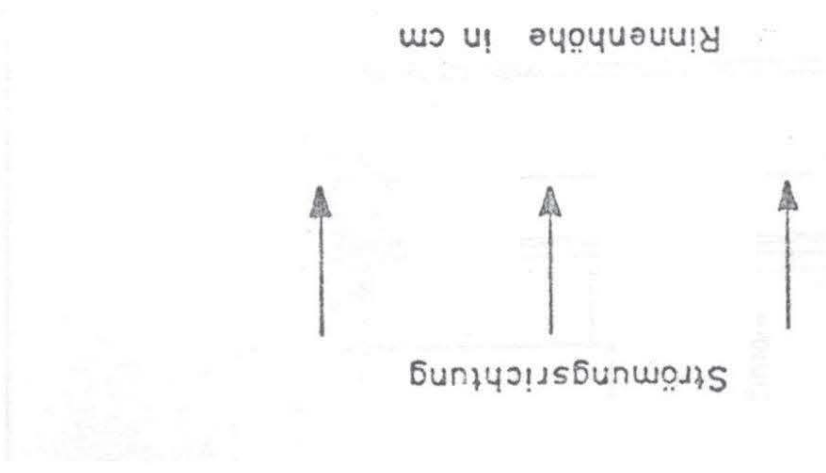




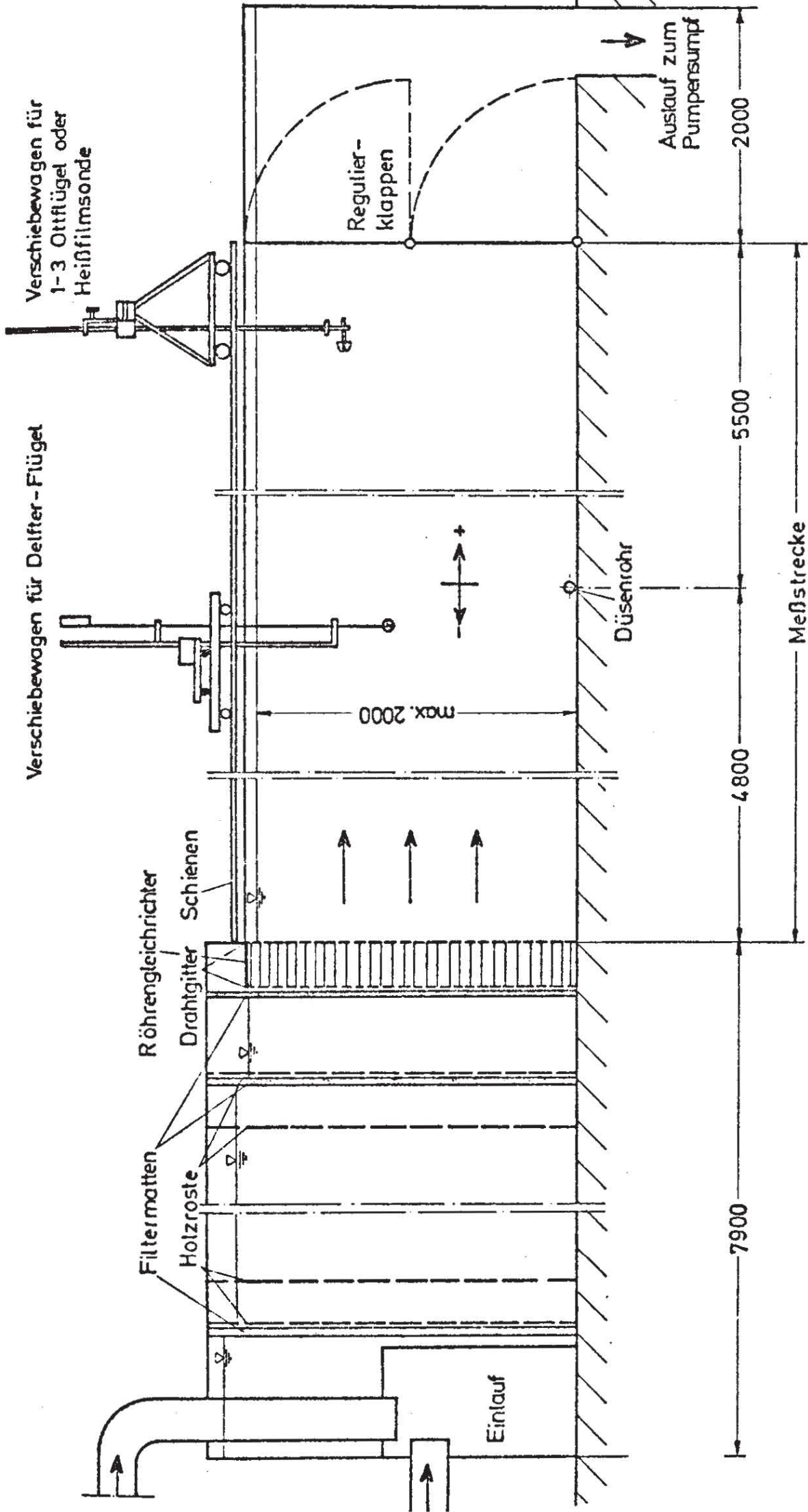
Entfernung von der Düsenröhre in cm

SFB 80  
A 3

FOTO EINES LUFTSCHLEIERS  
IN QUERSTRÖMUNG



max. Zugabemenge  $Q = 2268 \text{ m}^3/\text{h}$

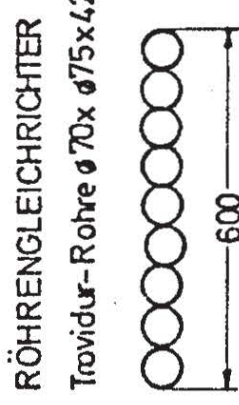
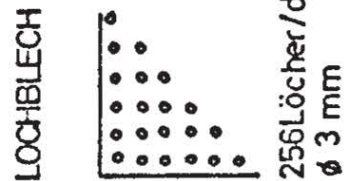
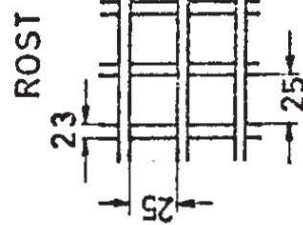
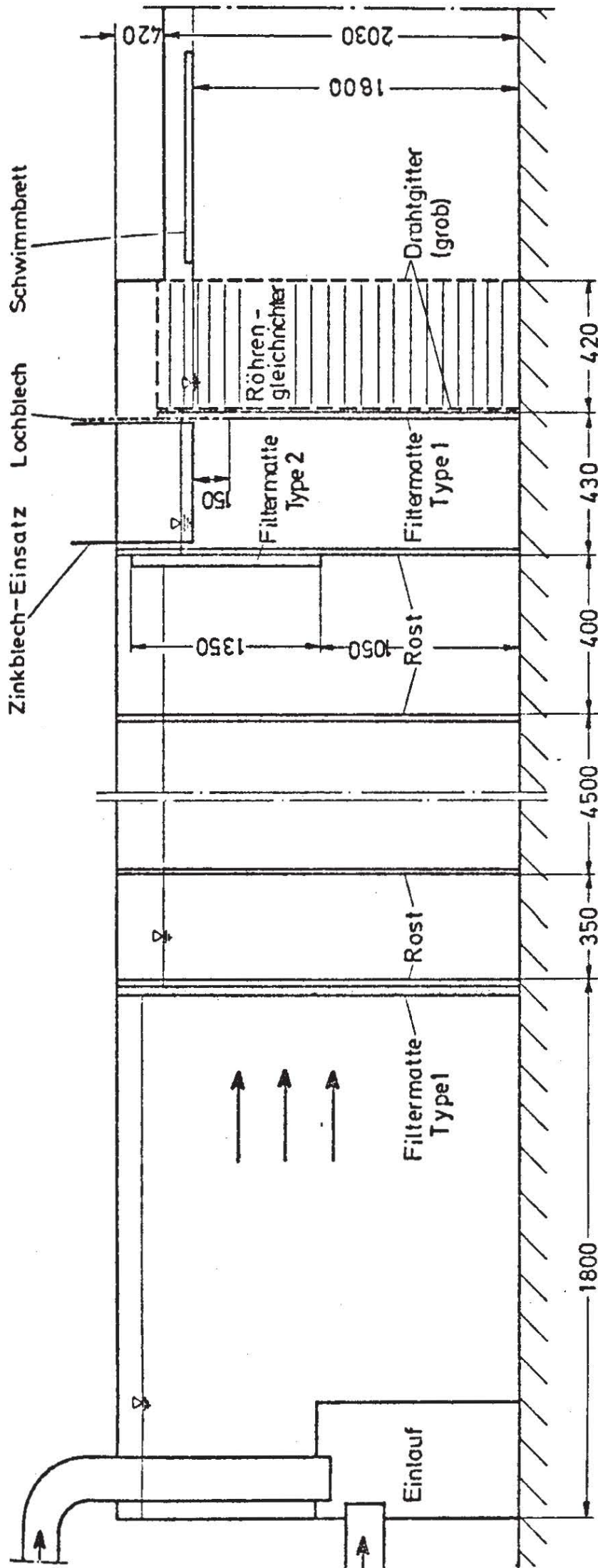


Rinnenbreite 600 mm

Alle Maße in mm

SFB 80  
A 3

VERSUCHSRINNE



**FILTRERMATTEN:**  
 Firma: Carl Freudenberg  
 Type 1: PSB / 290  
 Type 2: P15 / 500

Latten 20mm dick

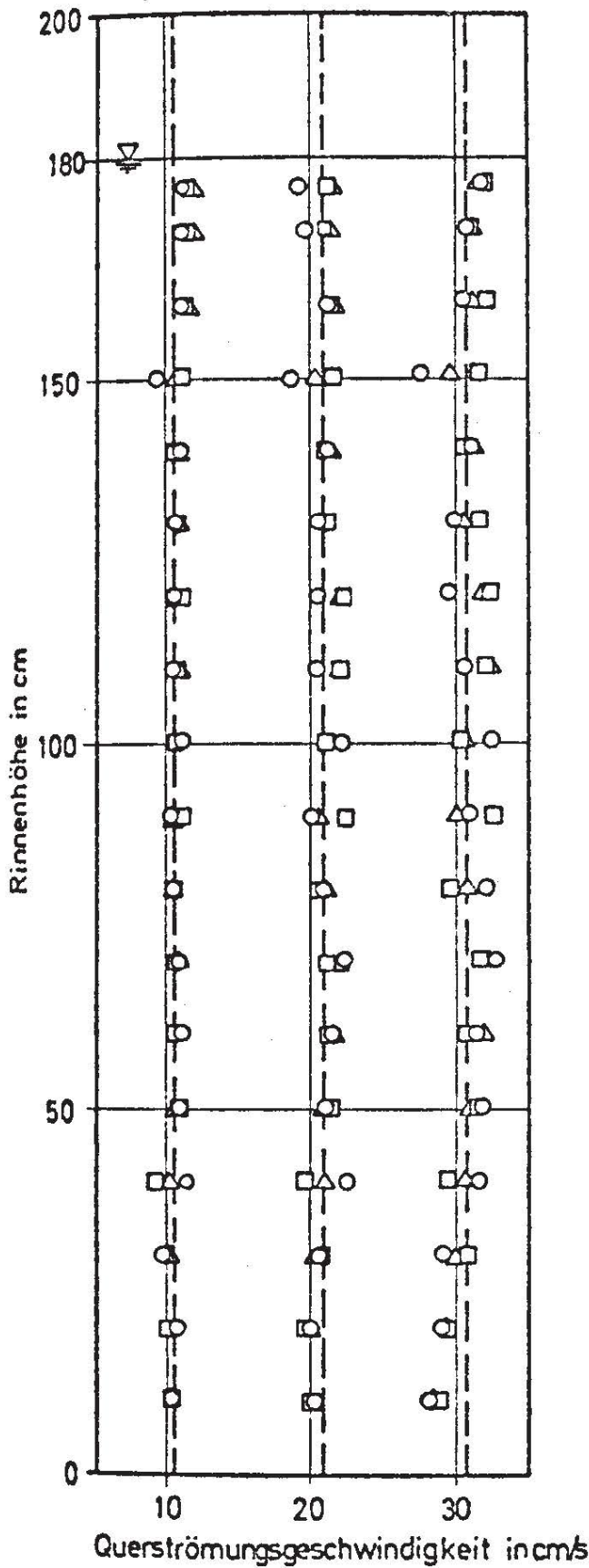
Alle Maße in mm

SFB 80  
A 3

EINBAUTEN IM ZULAUF ZUR  
VERSUCHSRINNE

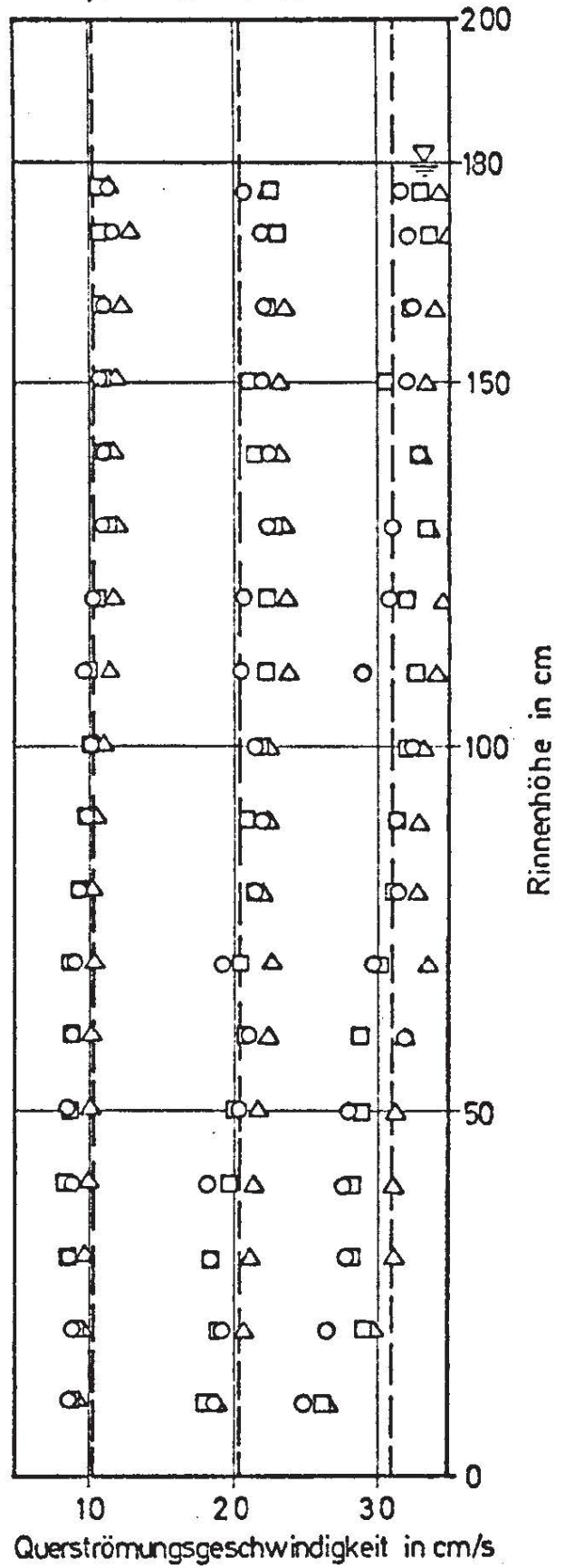


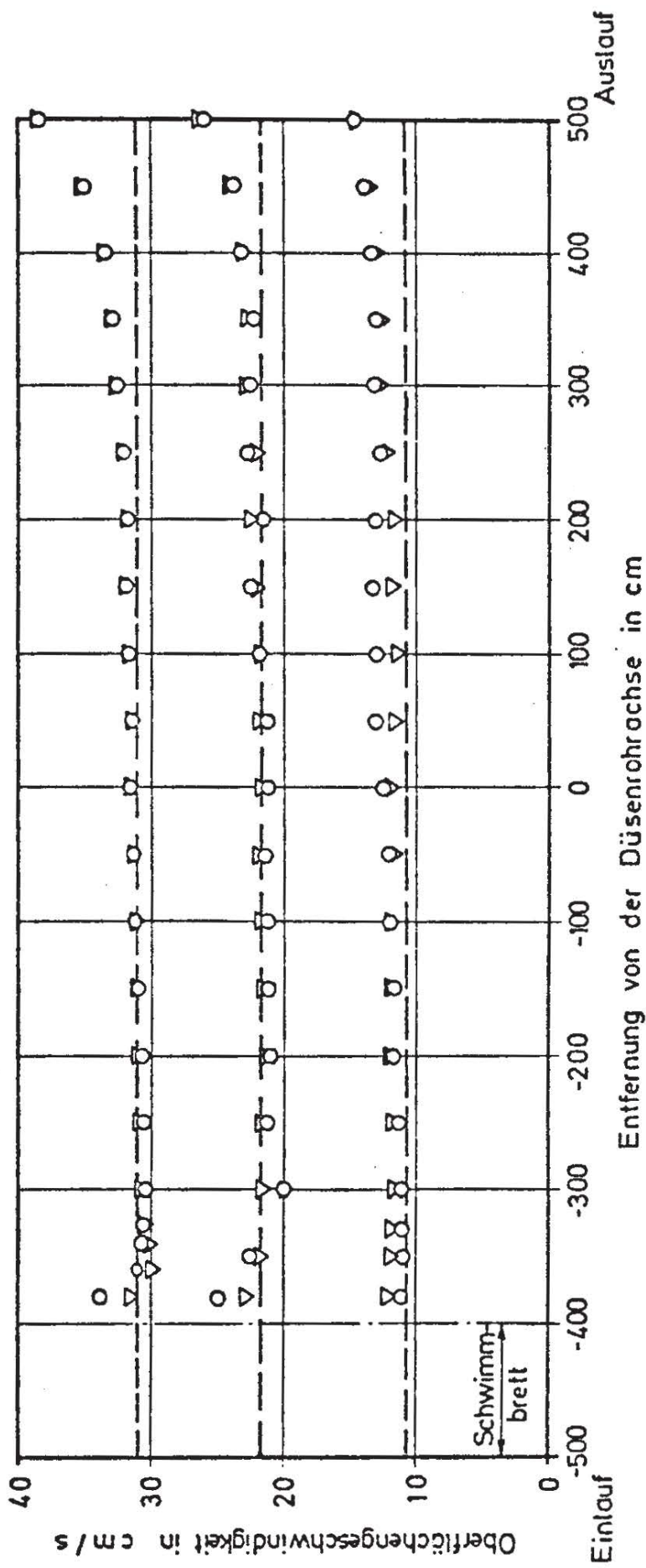
1,5 m nach Einlauf



- 10 cm vom rechten Rinnenrand
- △ Rinnenmitte
- 10cm vom linken Rinnenrand

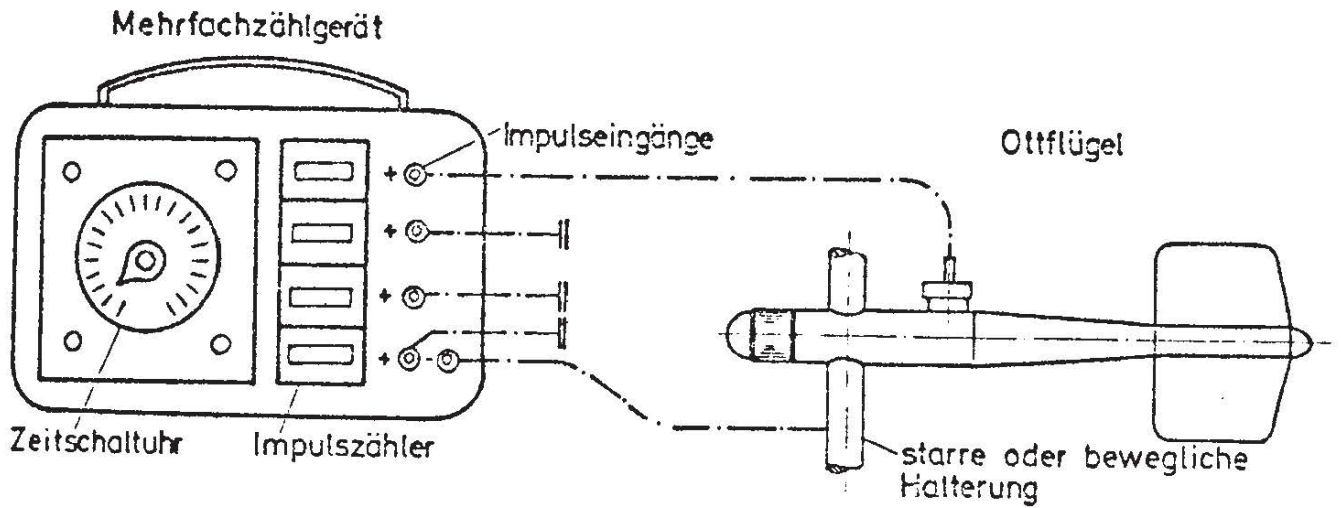
1,5 m vor Auslauf



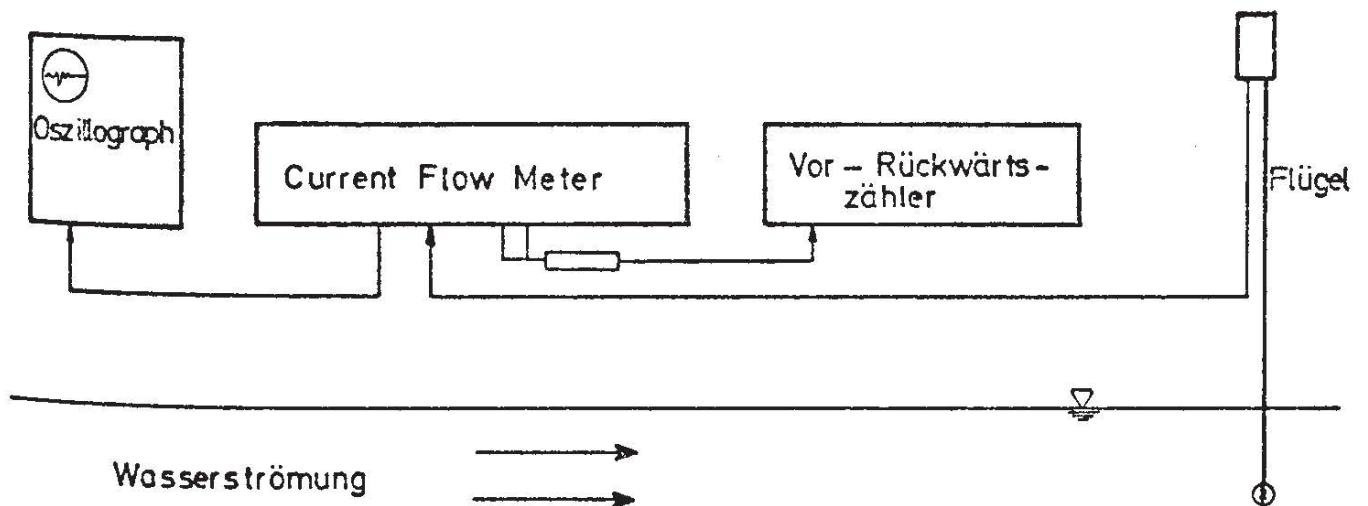


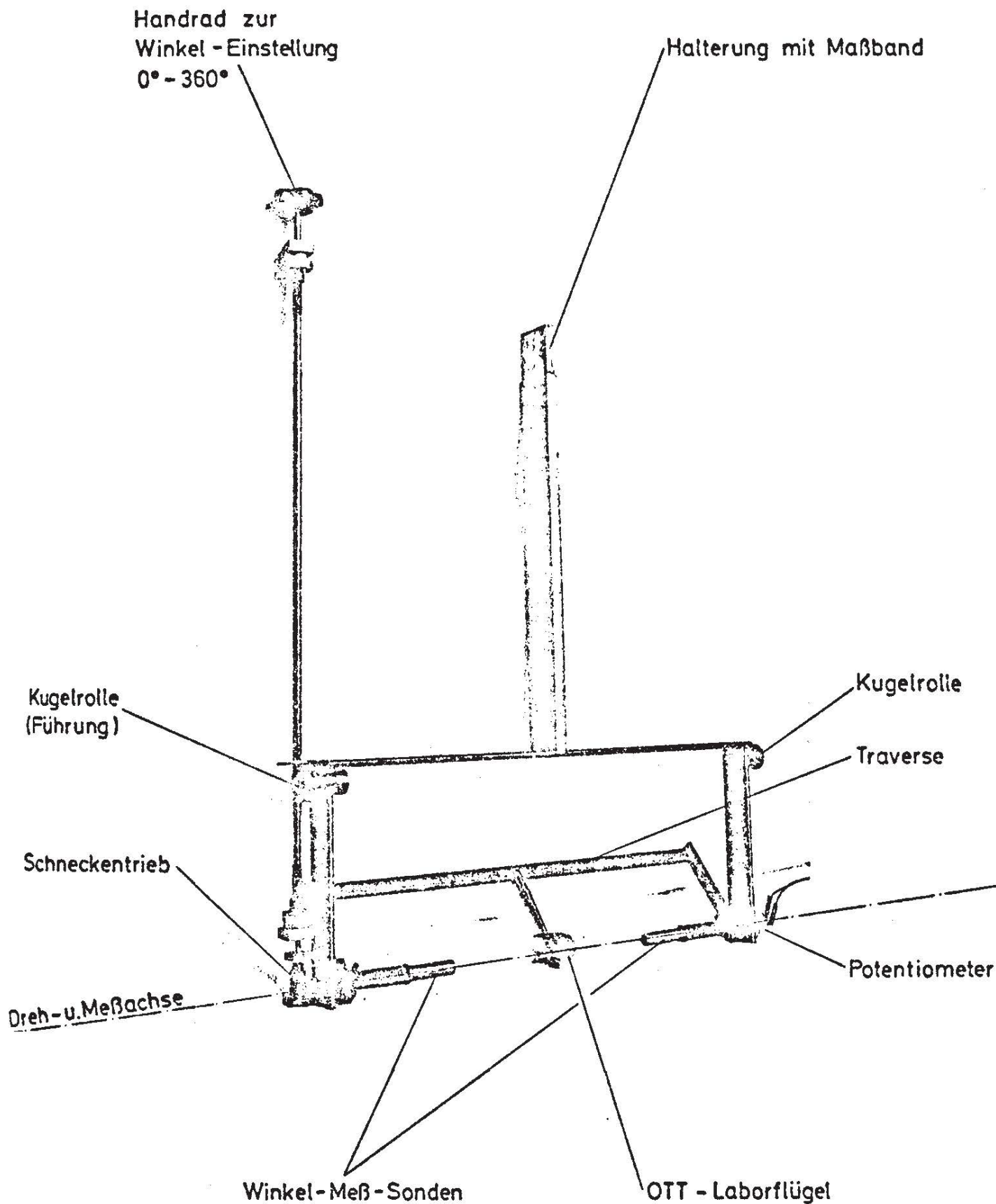
- Delfter - Flügel , Achse 4cm unter Wasseroberfläche
- ▽ Delfter - Flügel , Achse 19cm unter Wasseroberfläche

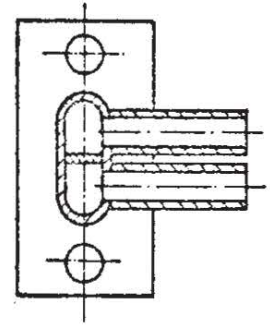
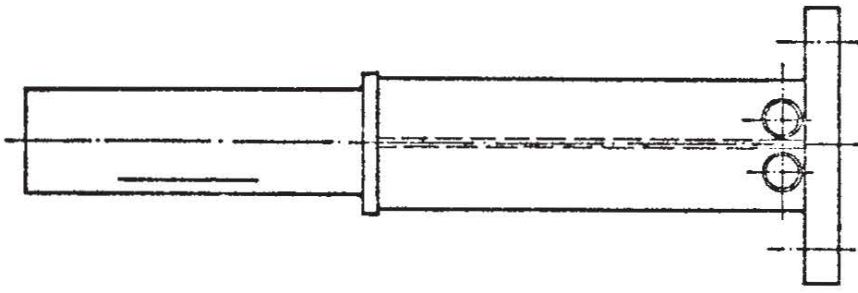
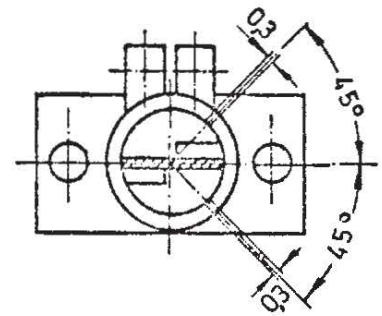
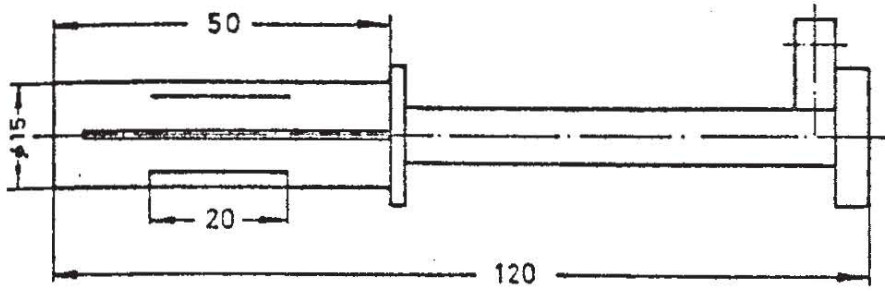
## ANORDNUNG - OTTFLÜGEL



## ANORDNUNG - DELFTER FLÜGEL

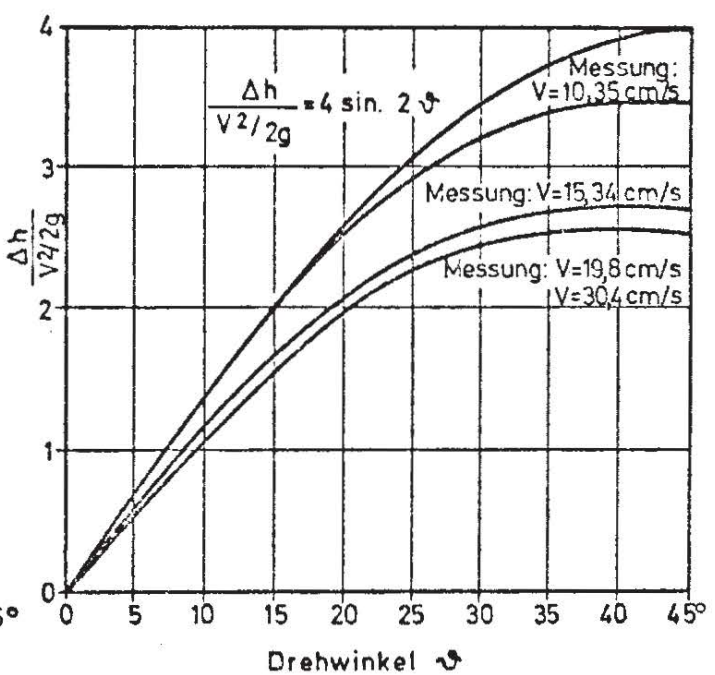
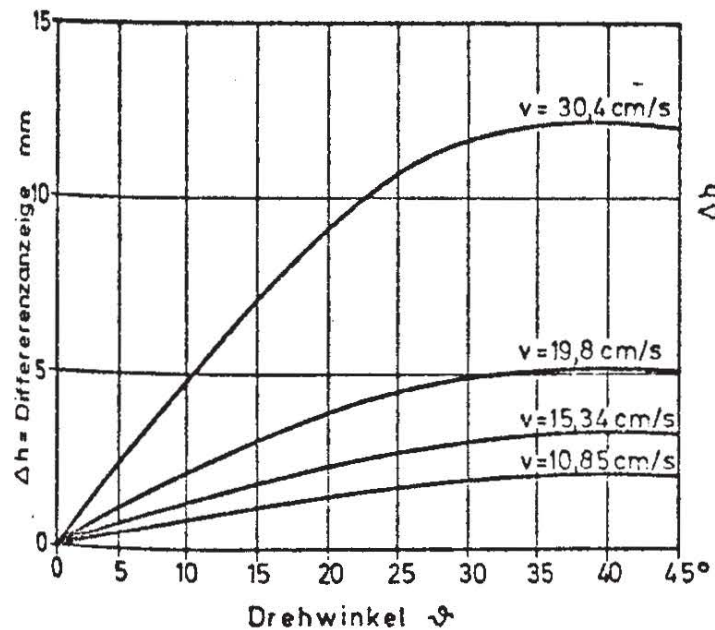


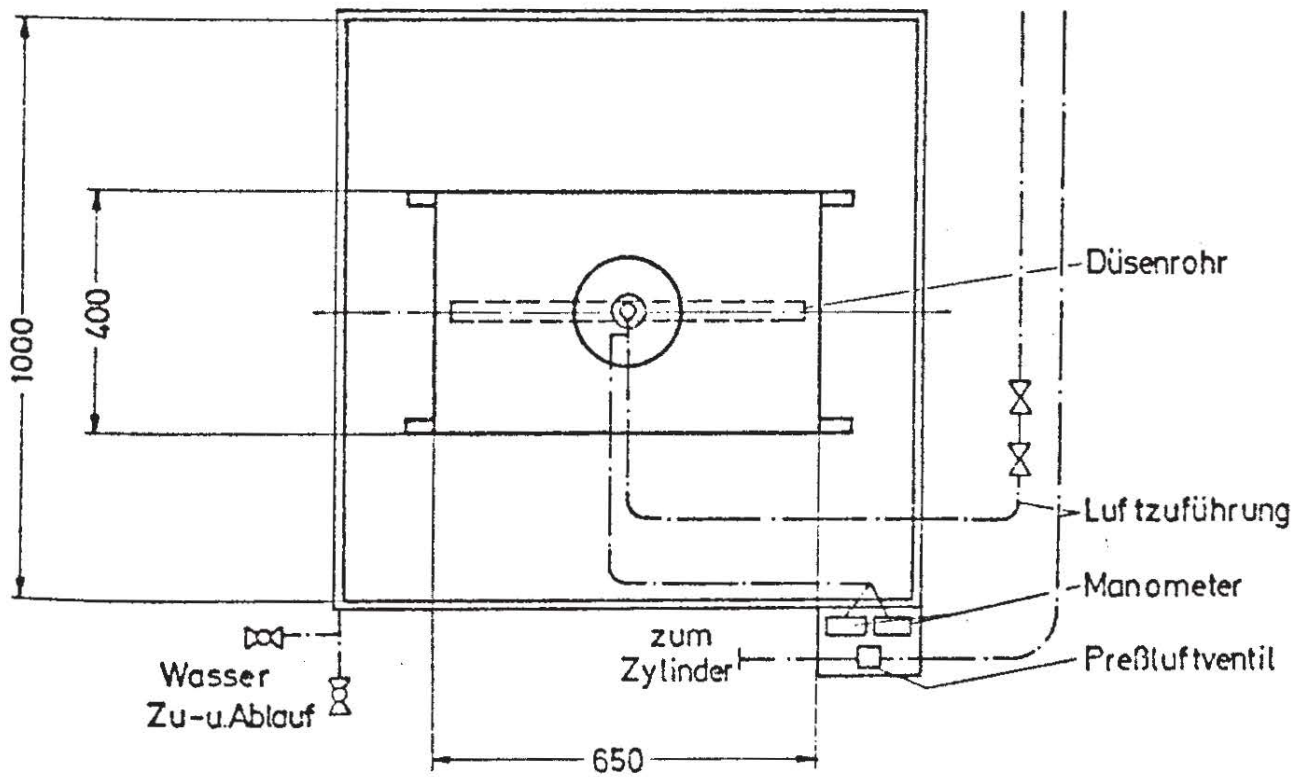
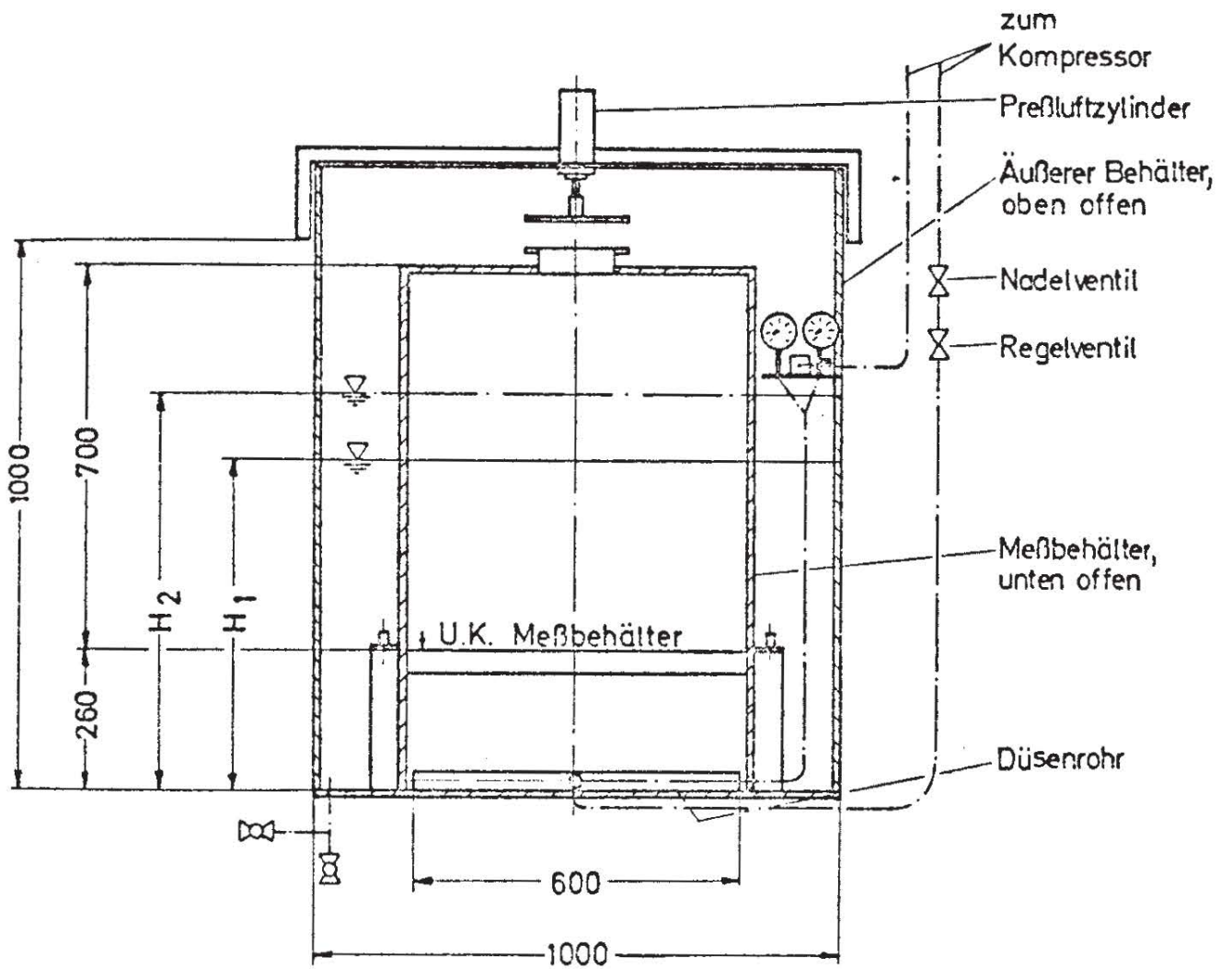




Beziehung zwischen dem Drehwinkel  $\vartheta$  und der Differenzanzeige

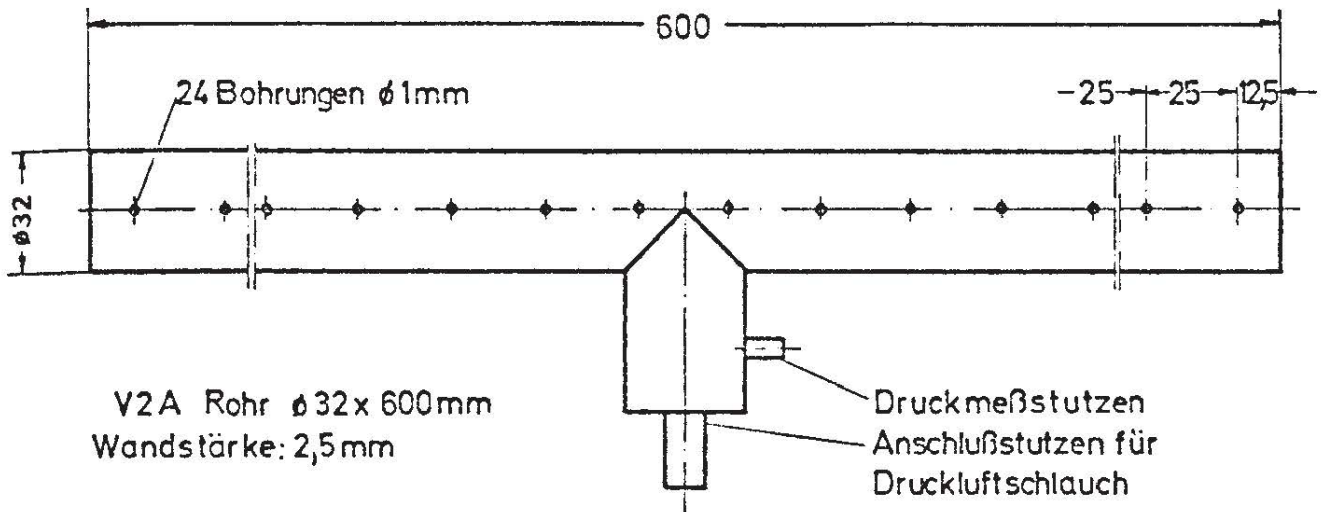
Beziehung zwischen  $\frac{\Delta h}{v^2/2g}$  und dem Drehwinkel  $\vartheta$   
(Dimensionslose Auftragung)



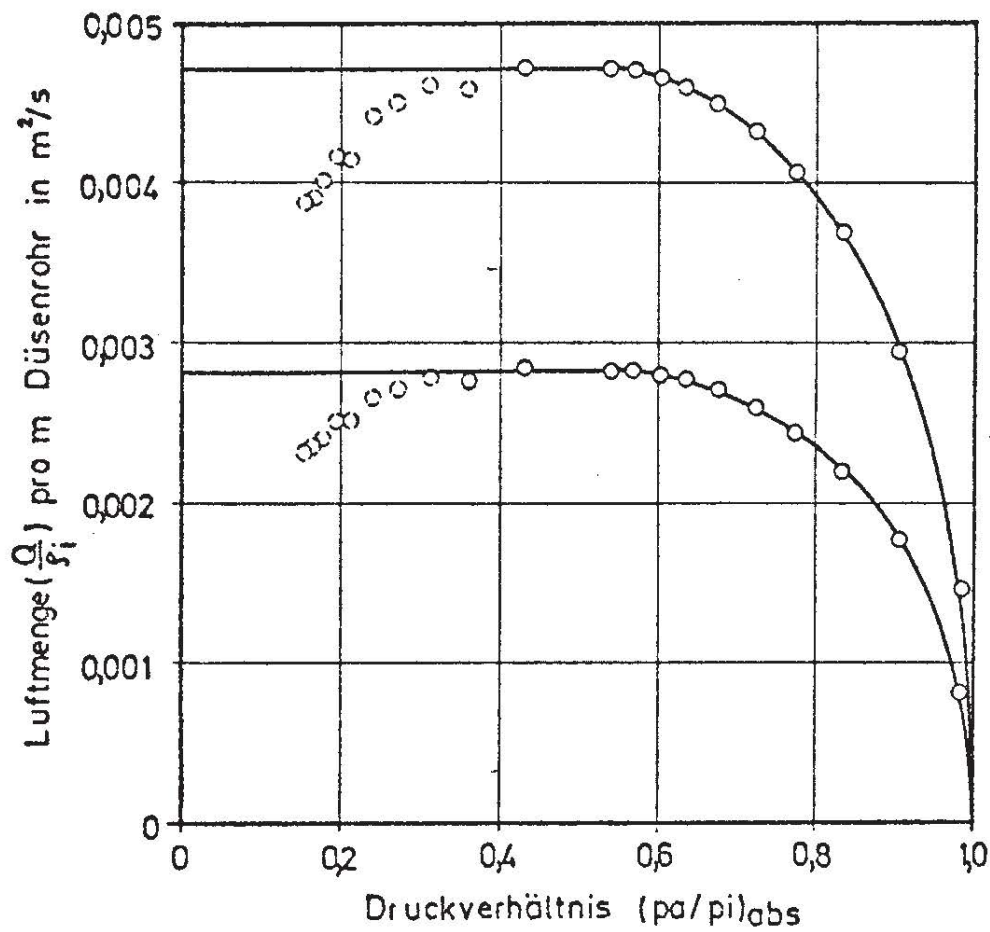


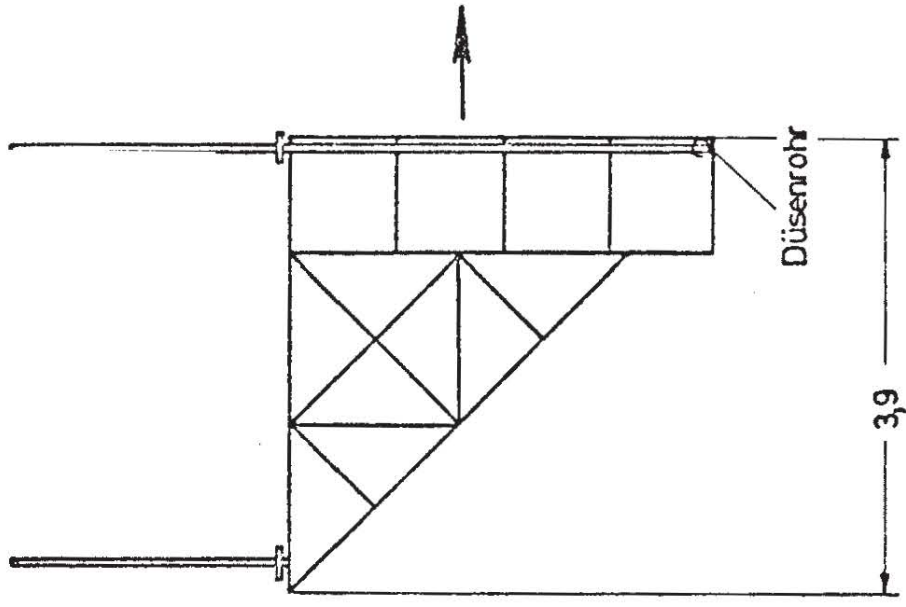
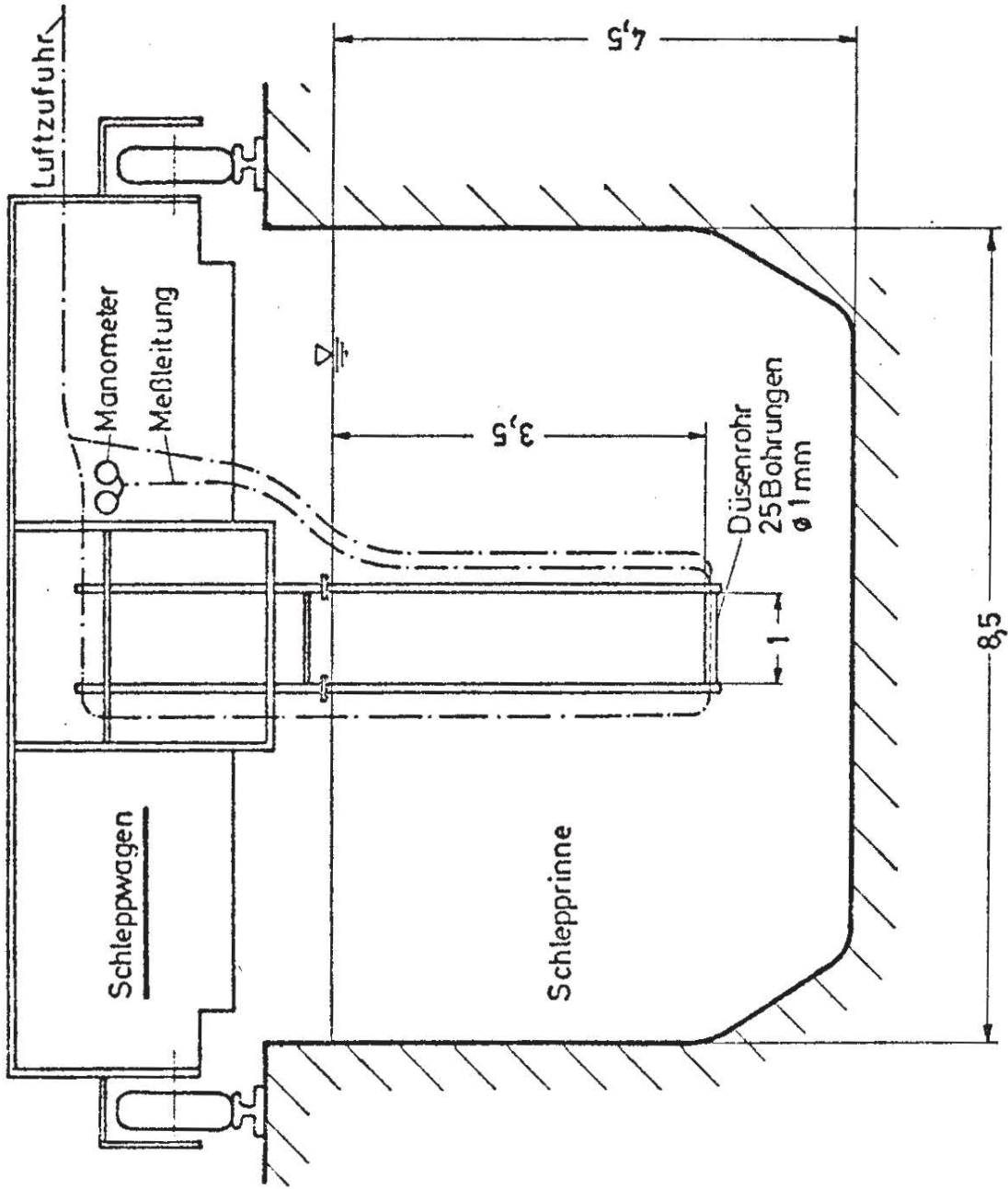
M 1:15 Alle Maße in mm

# DÜSENROHR



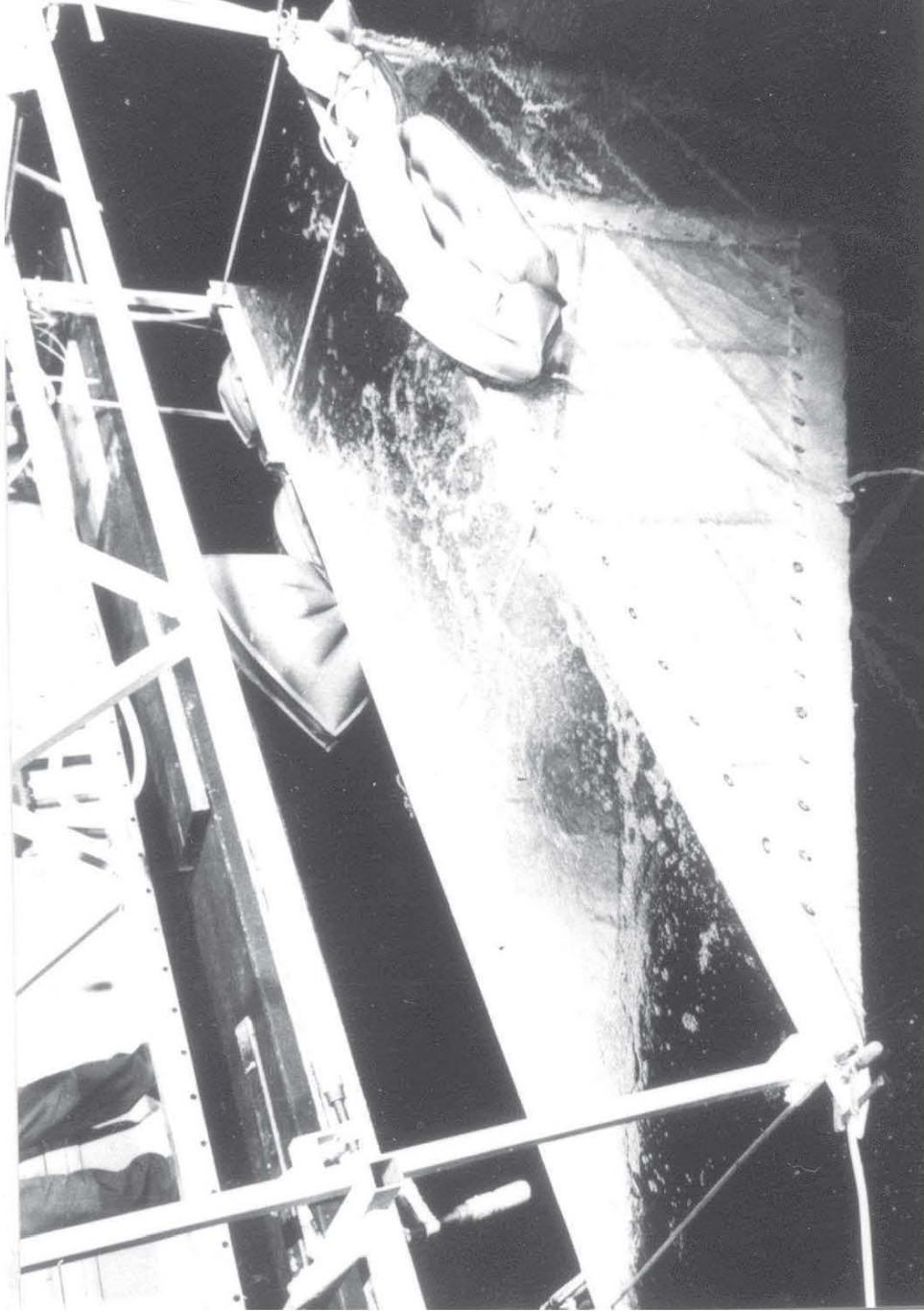
# EICKKURVE



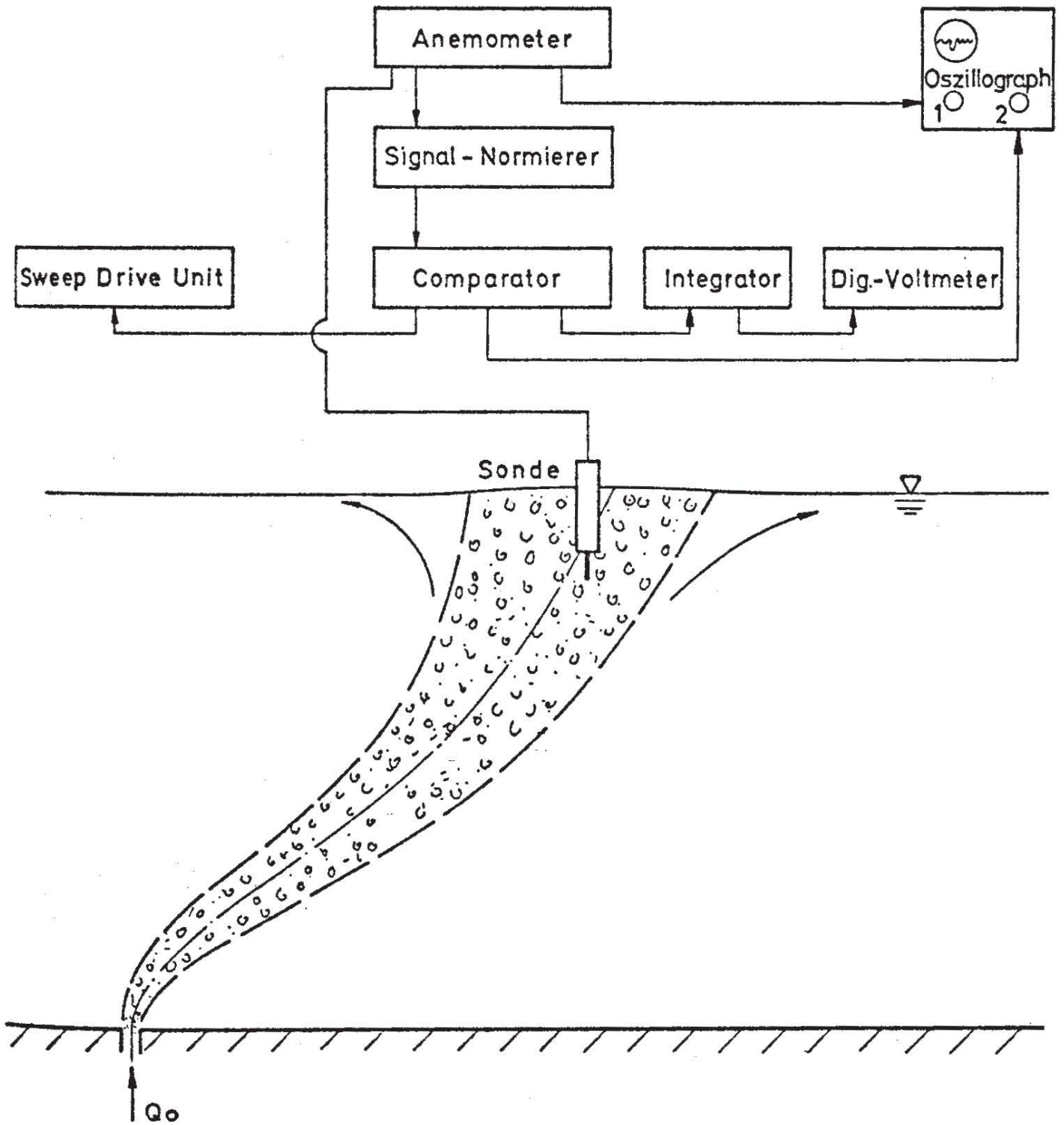


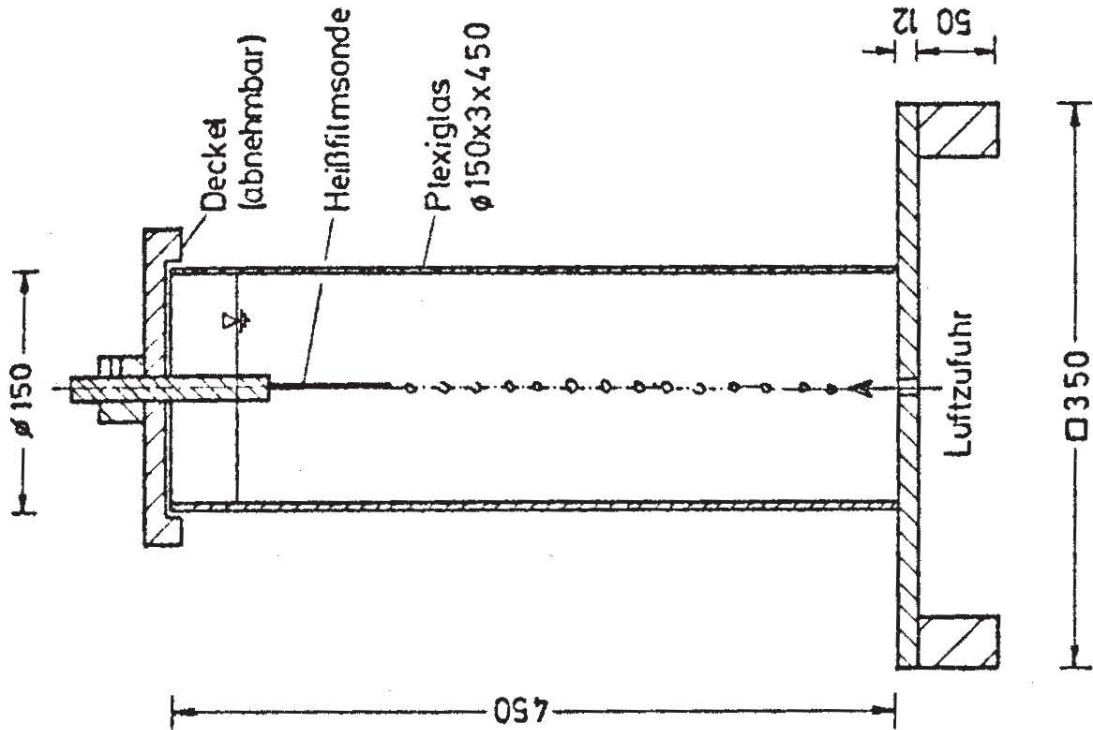
Alle Maße in m



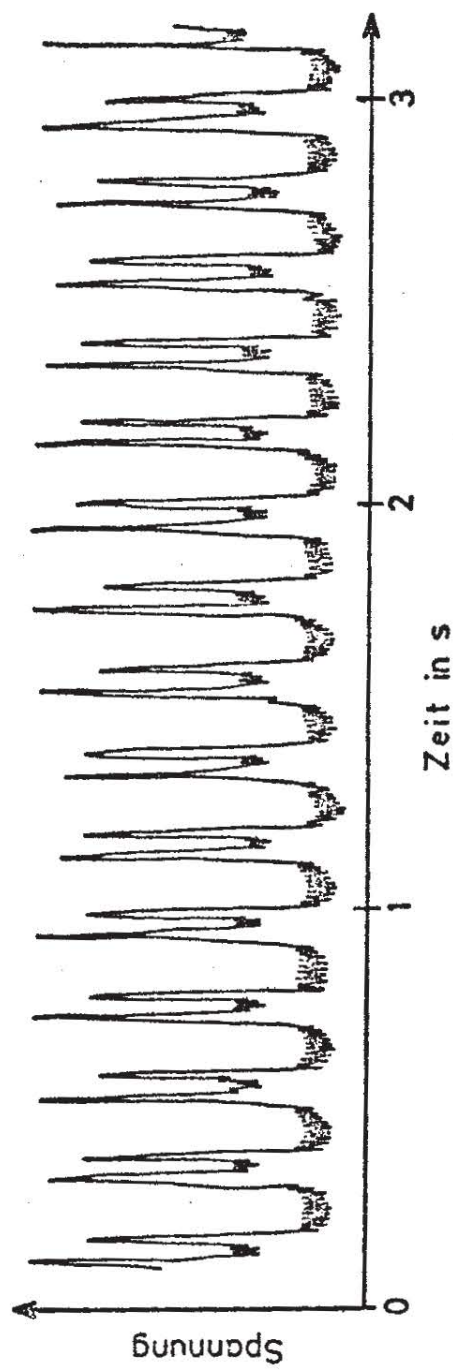
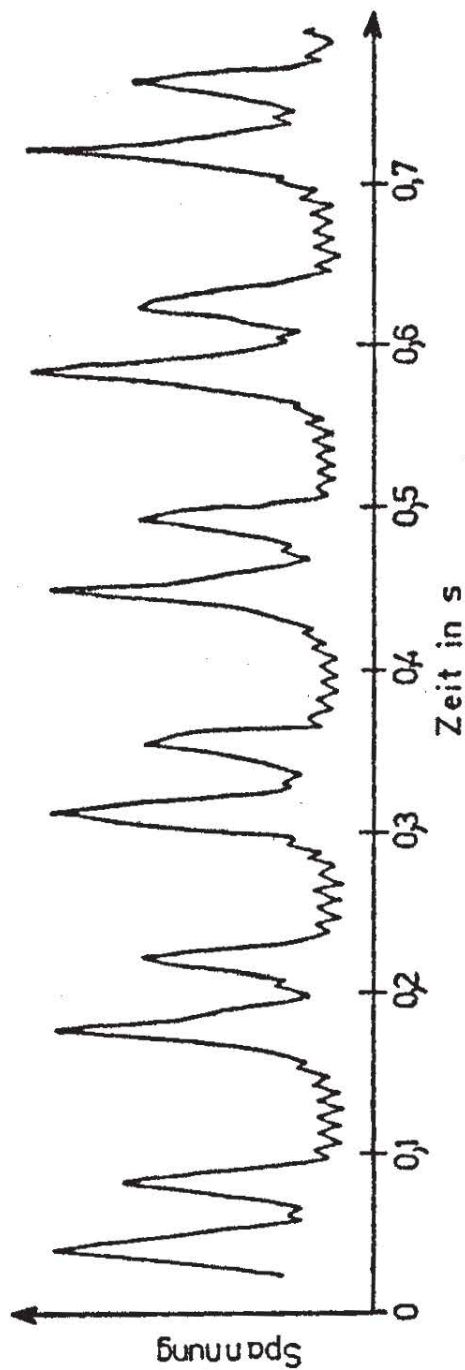


SFB 80 | FOTO DER FAHRBAREN VERSUCHSAN-  
A 3 | ORDNUNG AM SCHLEPPWAGEN





Maße in mm M 1:5

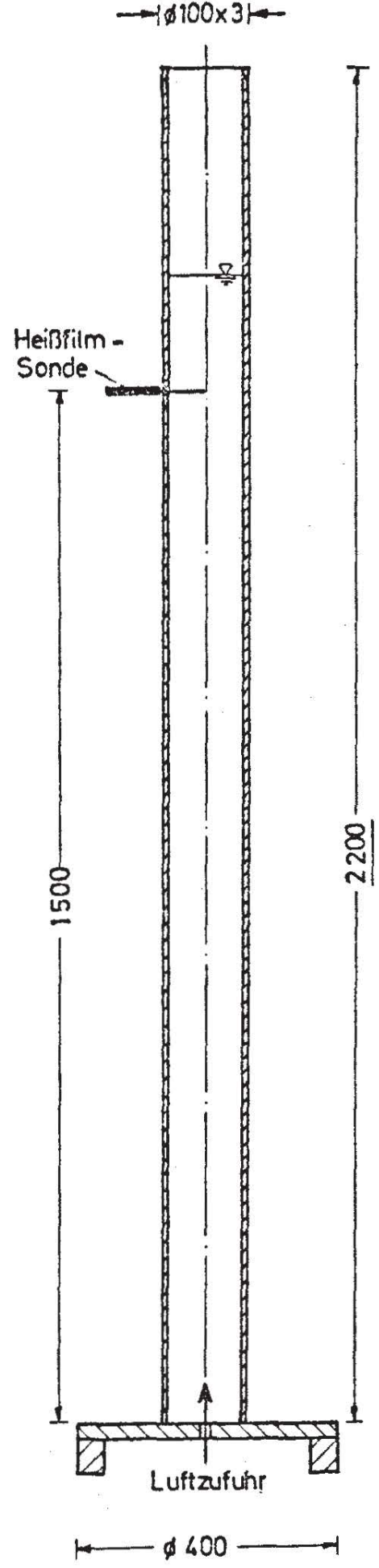
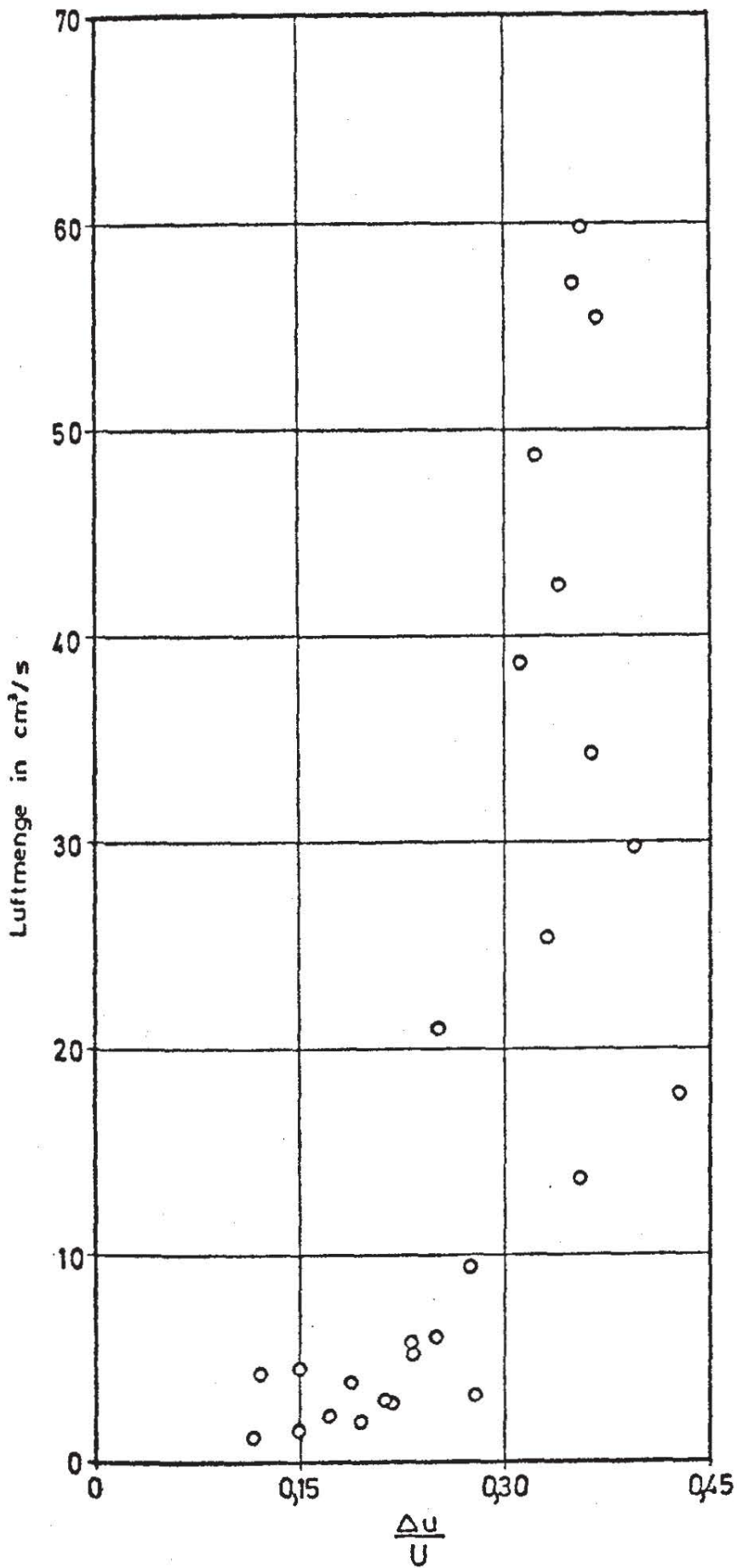


SFB 80

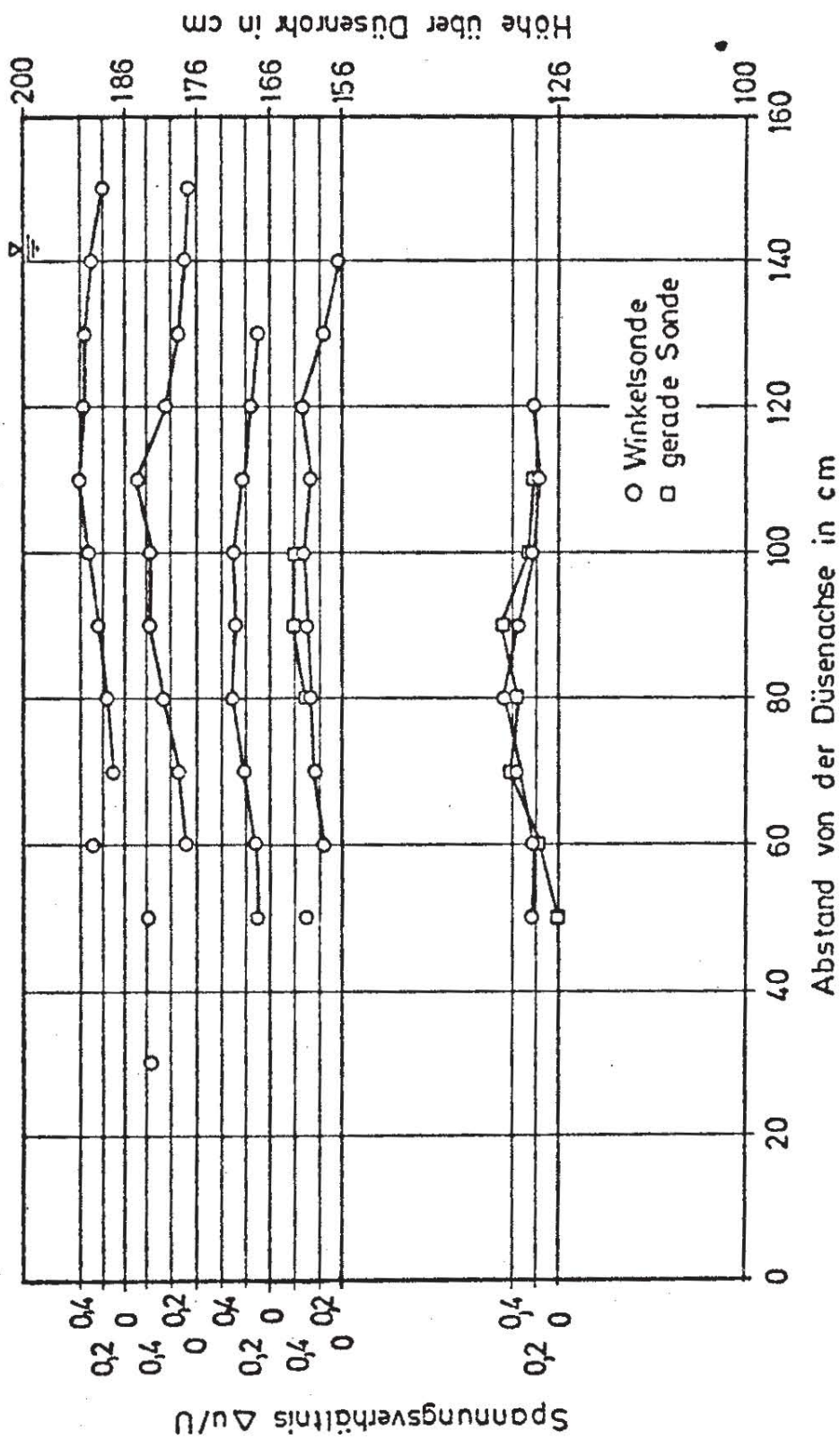
DURCH LUFTBLASENFOLGE ERZEUGTES

HEISSFILM-MESSIGNAL

16



M 1:10  
Alle Maße in mm

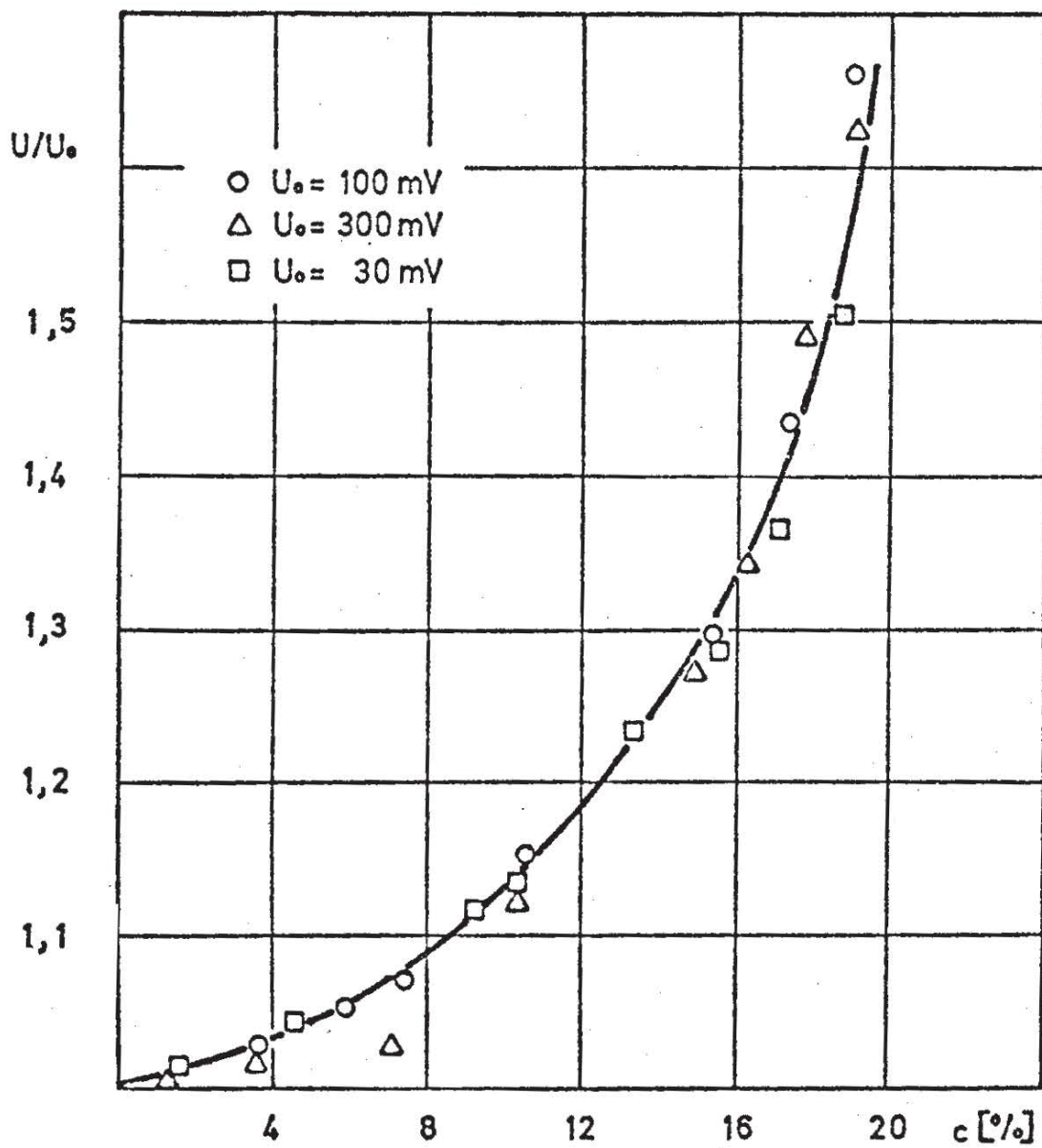
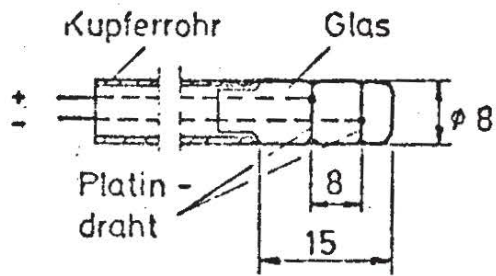


Schwellwert : 1,8 V      Querströmungsgeschwindigkeit : 19,5 cm/s  
 Meßzeitraum : 100 s      Luftstrom : 0,01<sup>2</sup>m/s

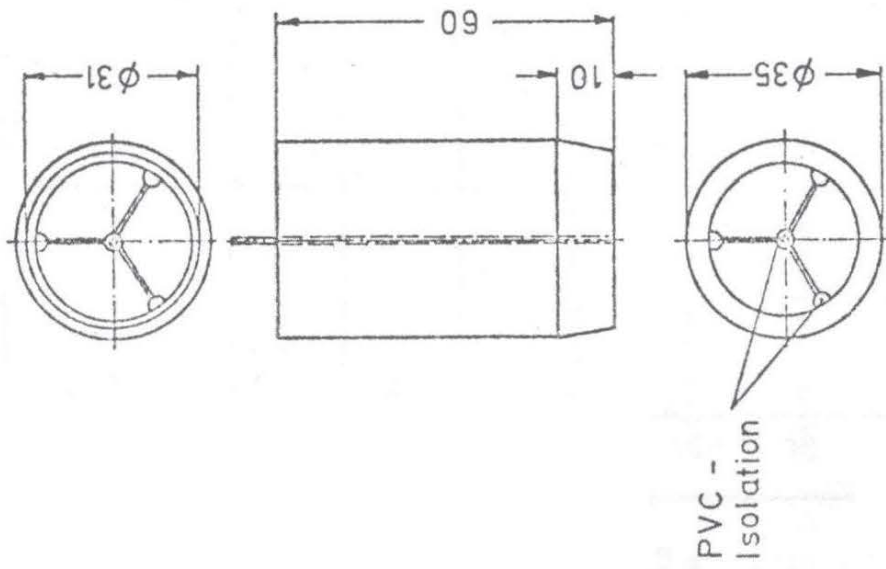
SFB 80  
A 3

VORVERSUCHE ZUR LUFTKONZENTRATIONSMESSUNG IM LUFTSCHLEIER

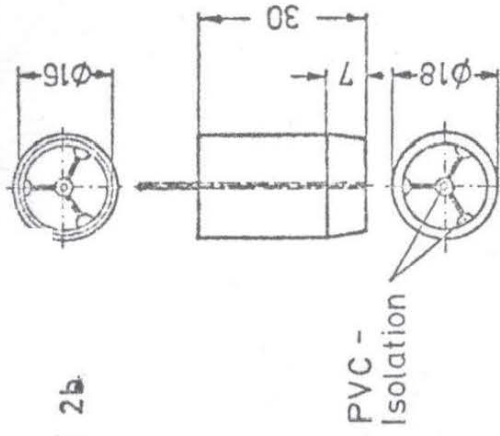
### Sonde I



Sonde 2a

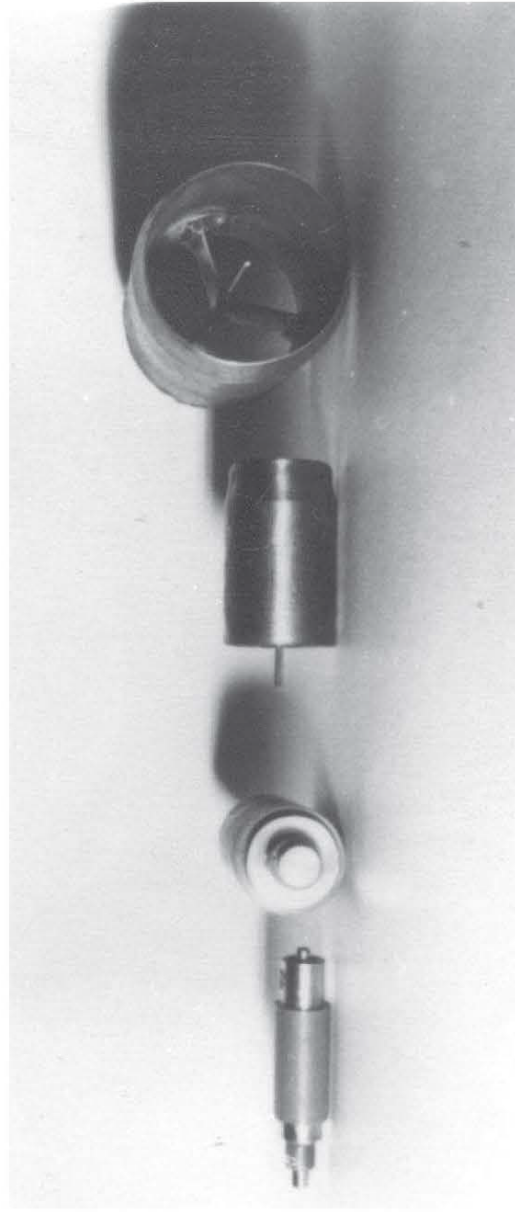
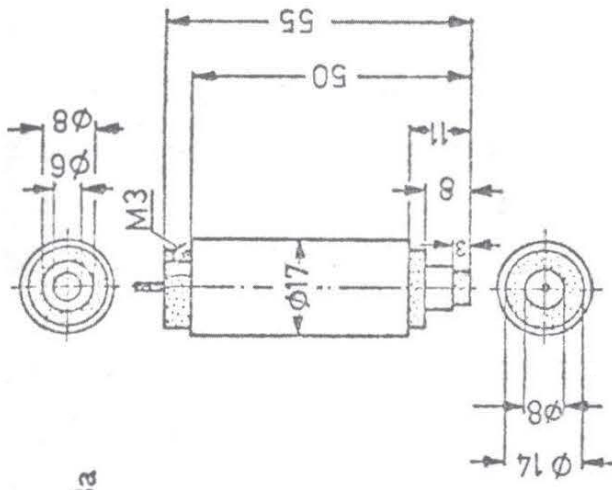


Sonde 2b



□ PVC  
▨ V<sub>2</sub>A

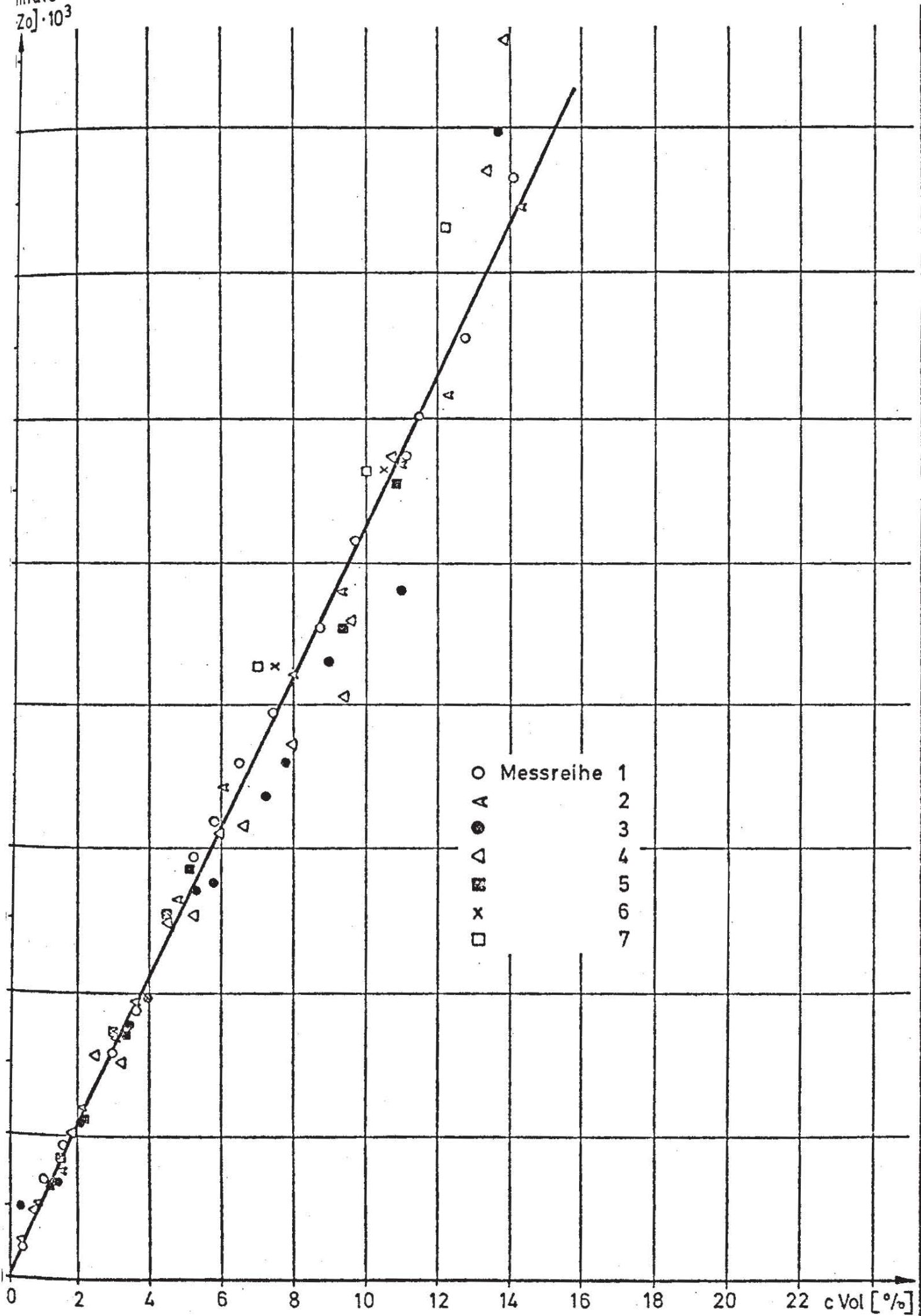
Sonde 3a



SFB 80  
A3

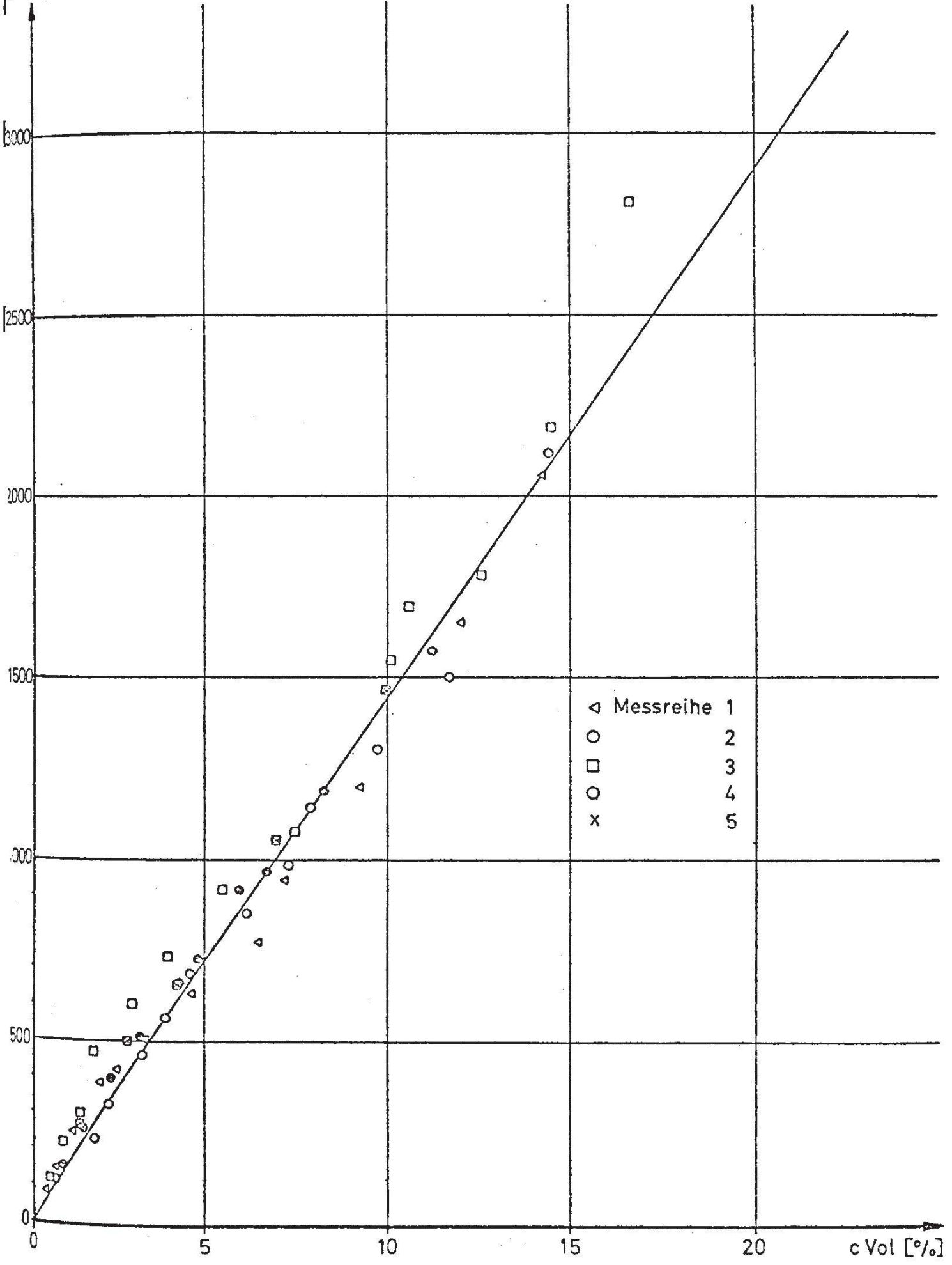
LEITFÄHIGKEITSSONDEN 2a, 2b, 3a

20

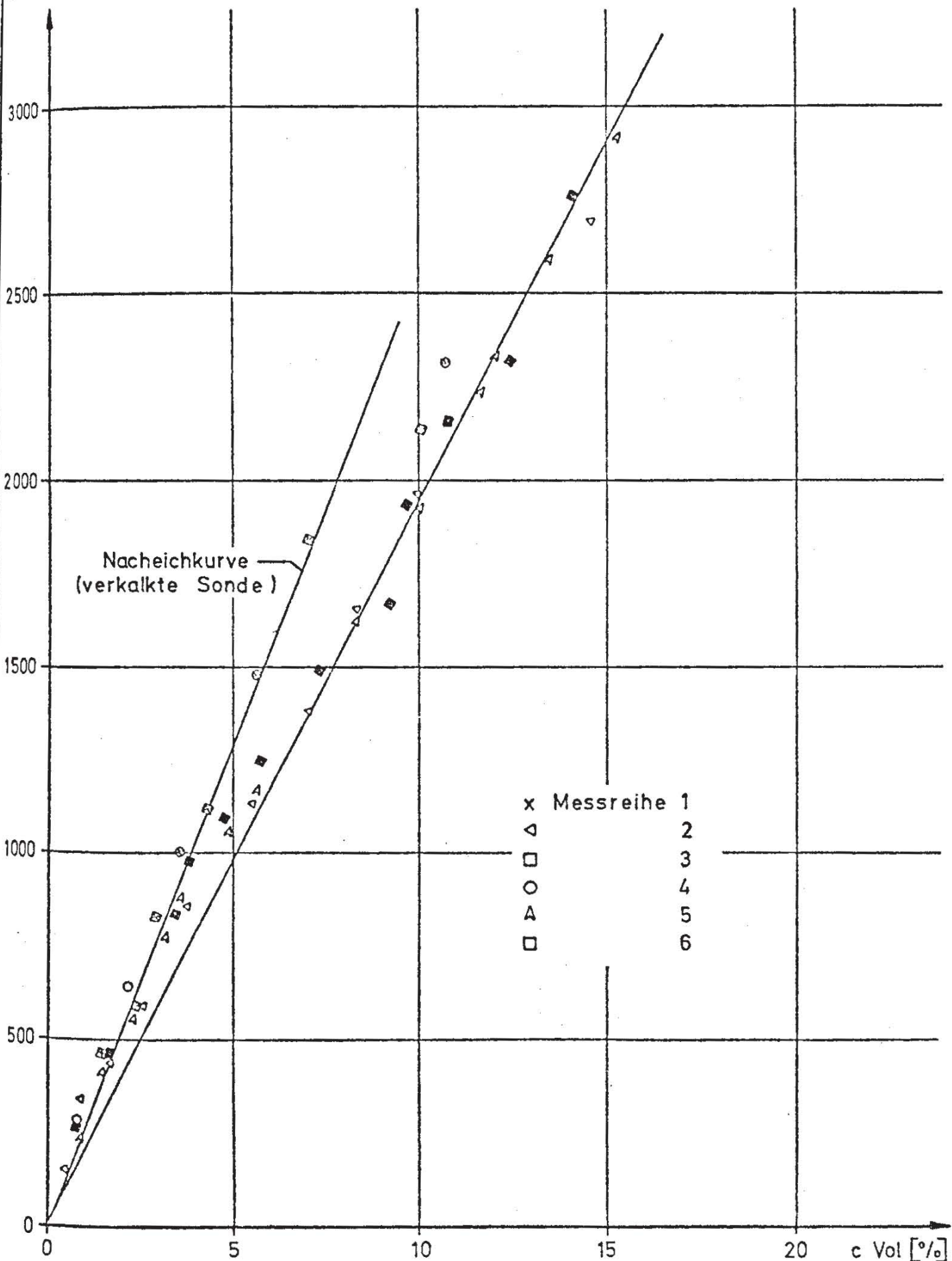


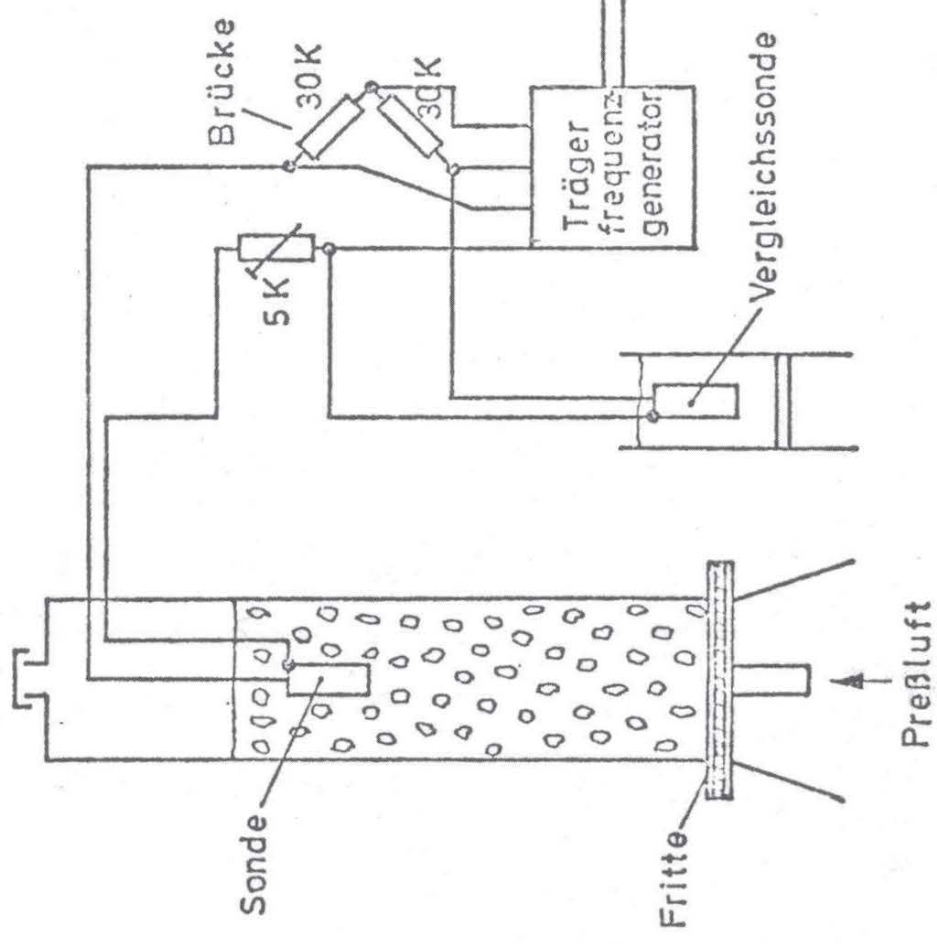
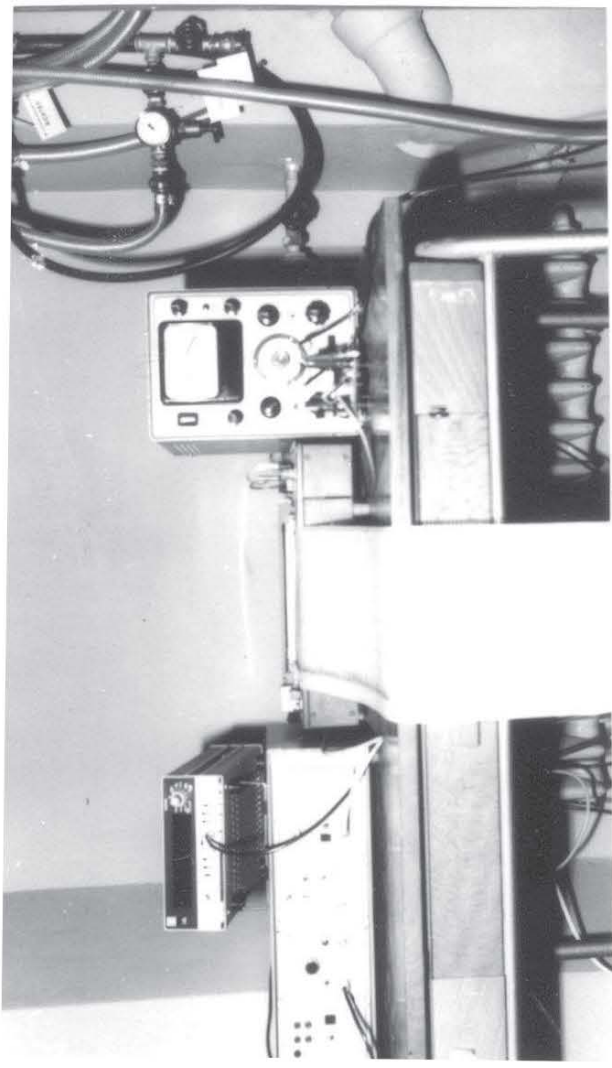


Zählrate  
[Z-Z<sub>0</sub>] · 10<sup>3</sup>



Zählrate  
 $[Z-Z_0] \cdot 10^3$



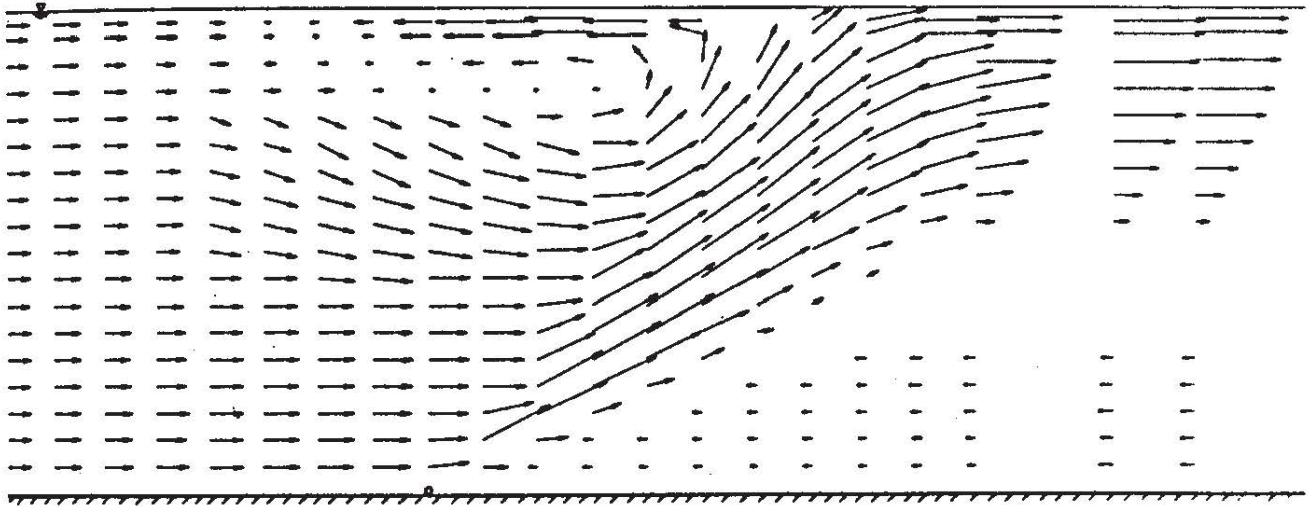


# Vektordarstellung des Geschwindigkeitsfeldes

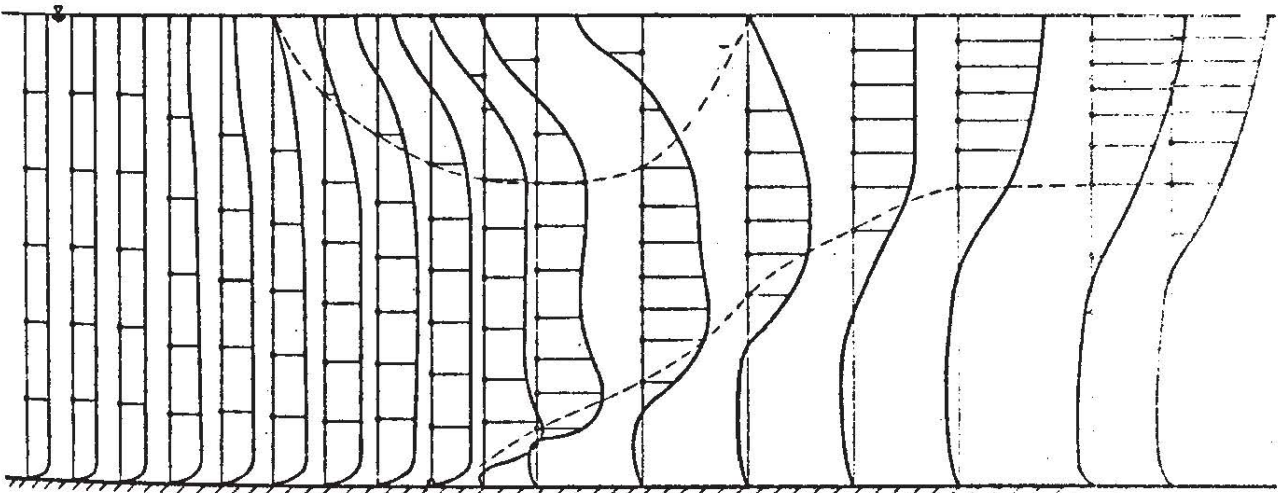
$$q_0 = 0,008 \text{ m}^2/\text{s}$$

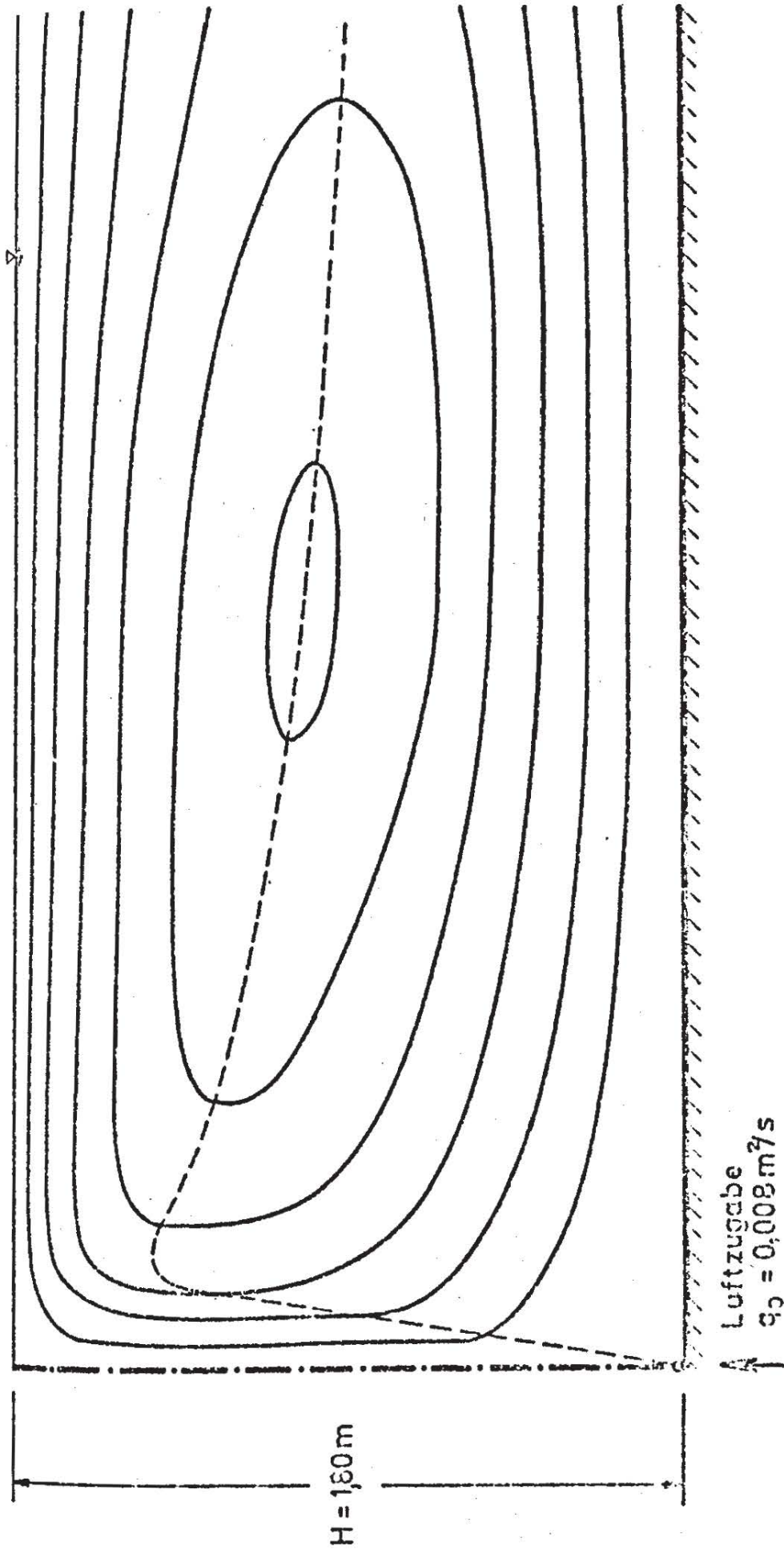
$$H = 1,8 \text{ m}$$

$$U_H = 20 \text{ cm/s}$$



## Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeitskomponente



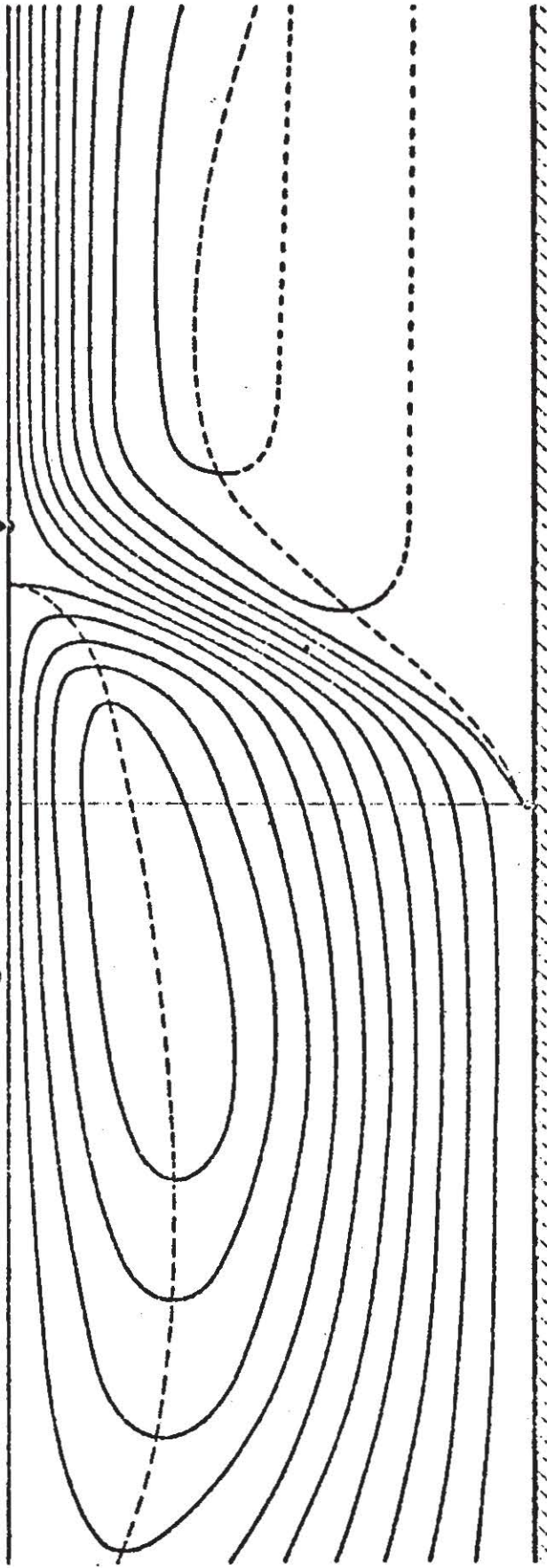


SFB 80  
A 3

STROMLINIENBILD EINES LUFTSCHLEIERS  
IN RUHENDEM MEDIUM

$$\frac{UH}{\sqrt{g \cdot q_0}} = 0,23$$

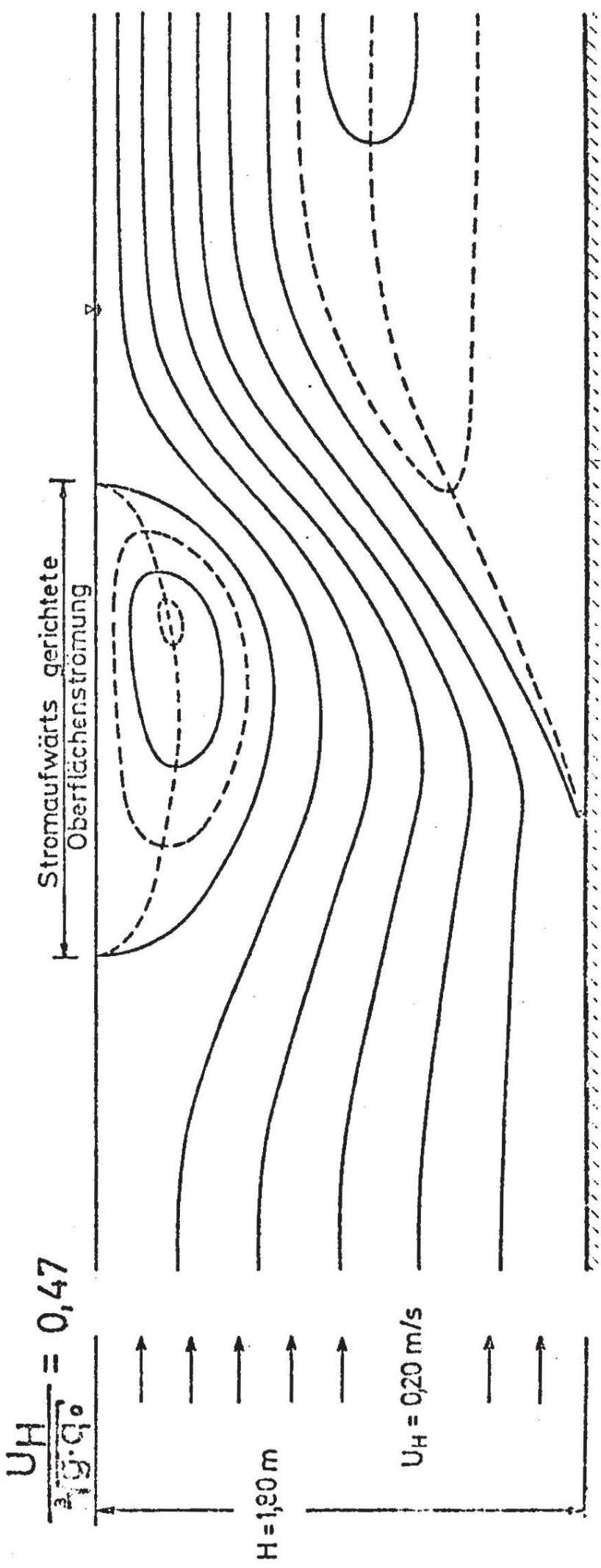
Stromaufwärts gerichtete  
Oberflächenströmung

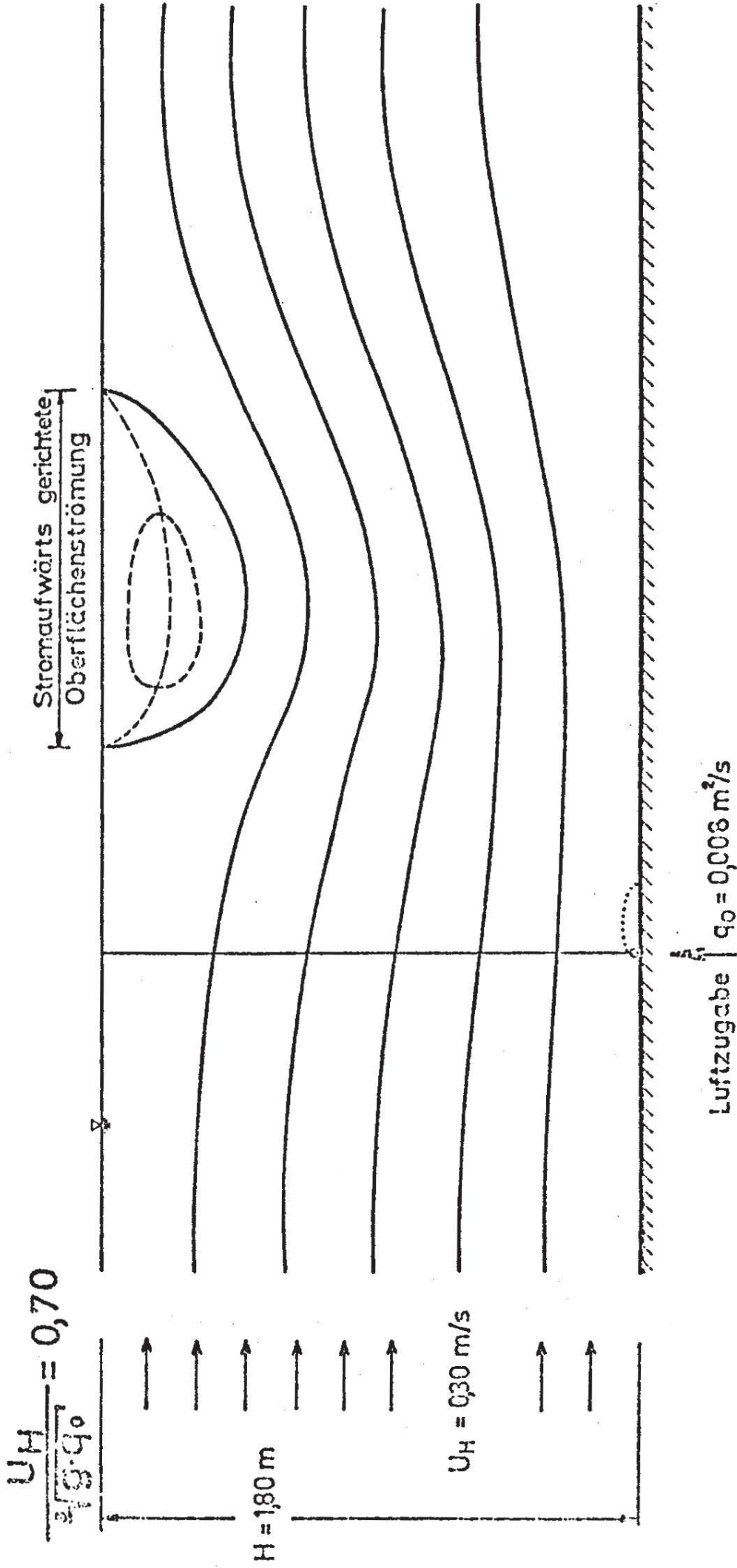


$H = 1,50 \text{ m}$

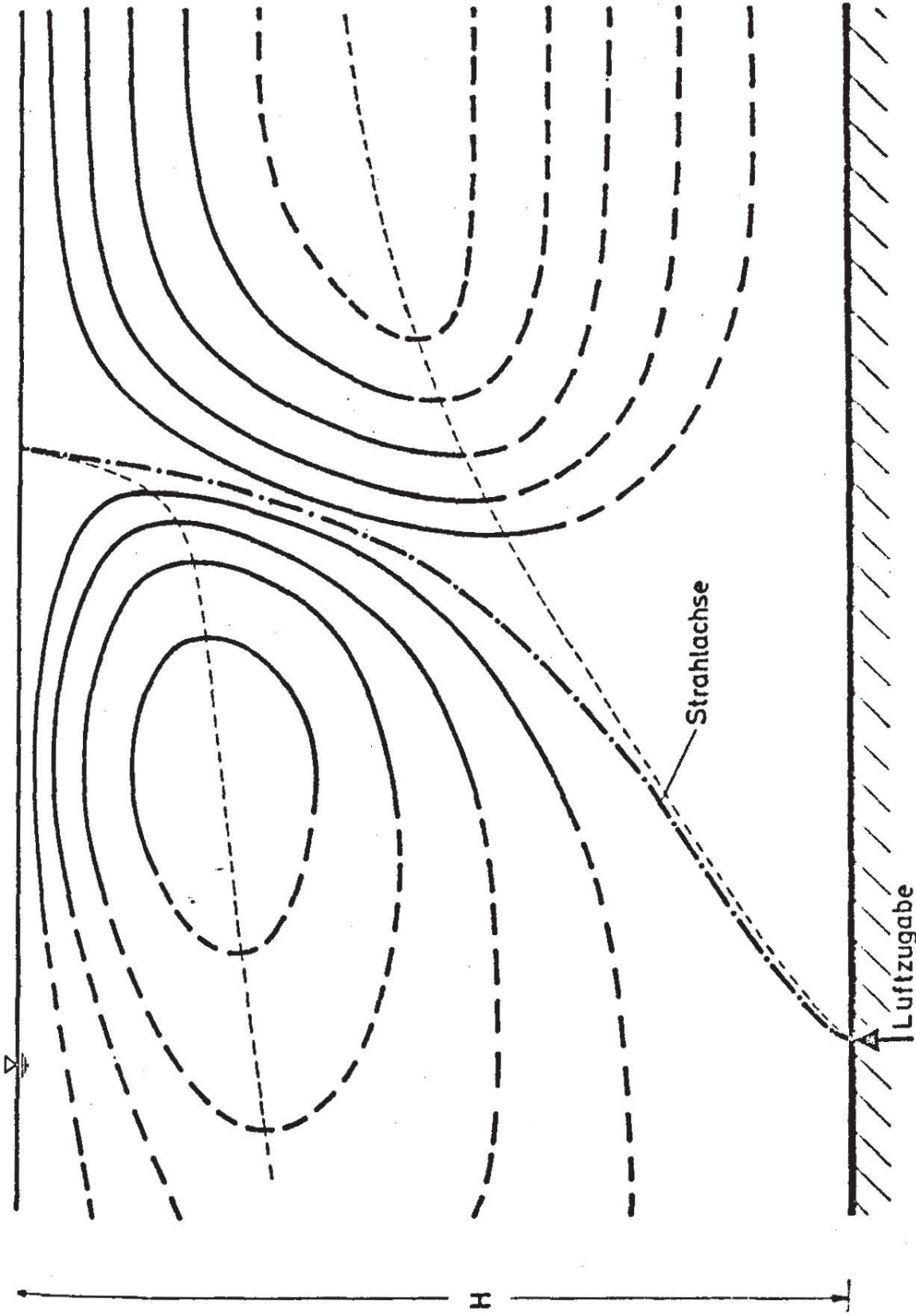
$U_H = 0,10 \text{ m/s}$

Luftzugabe  $q_0 = 0,006 \text{ m}^2/\text{s}$









Wassertiefe  $H = 18\text{m}$   
 Horizontalgeschwindigkeit  $U_0 = 0,2\text{ m/s}$   
 Luftmenge  $q_0 = 0,008\text{ m}^2/\text{s}$

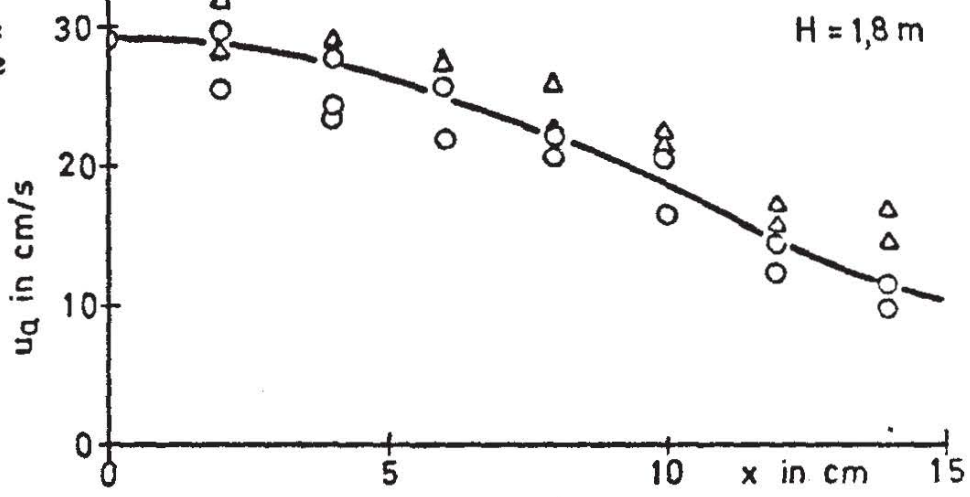
Düsenrohr:  
 Düsendurchmesser  $d = 1\text{ mm}$   
 Düsenabstand  $\Delta l = 25\text{ mm}$

SFB 80	STROMLINIENBILD DER INDUZIERTEN
A 3	STROMUNG FÜR $\frac{U_0}{\sqrt{g \cdot H}} = 0,47$

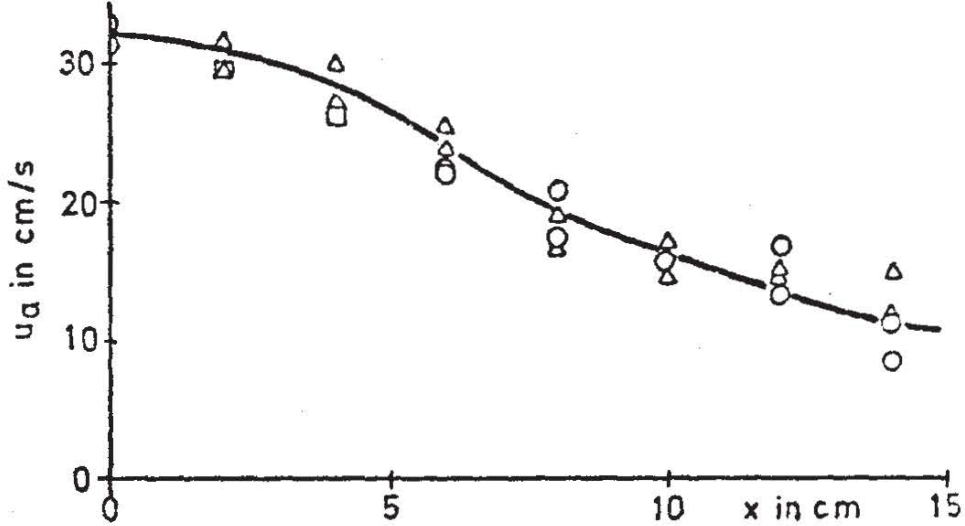
Strahlseite  
z Strahlseite

H = 1,8 m

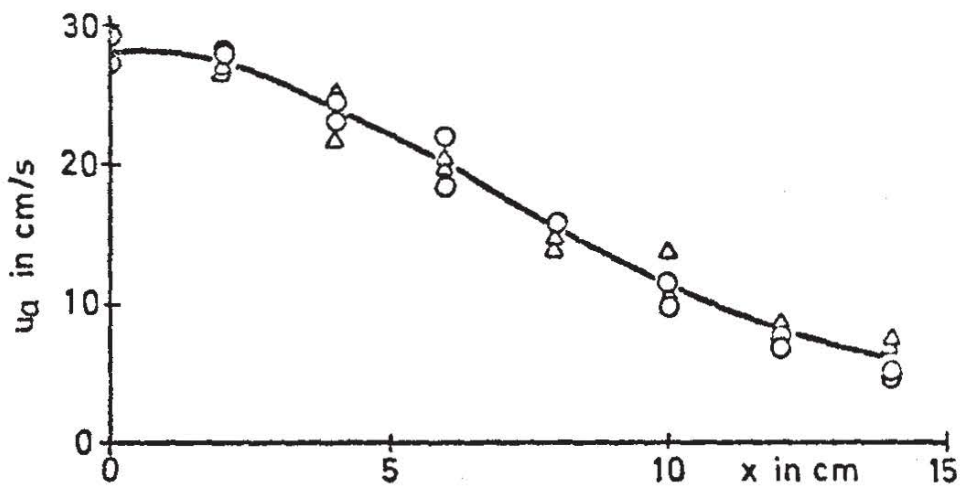
= 1,6 m



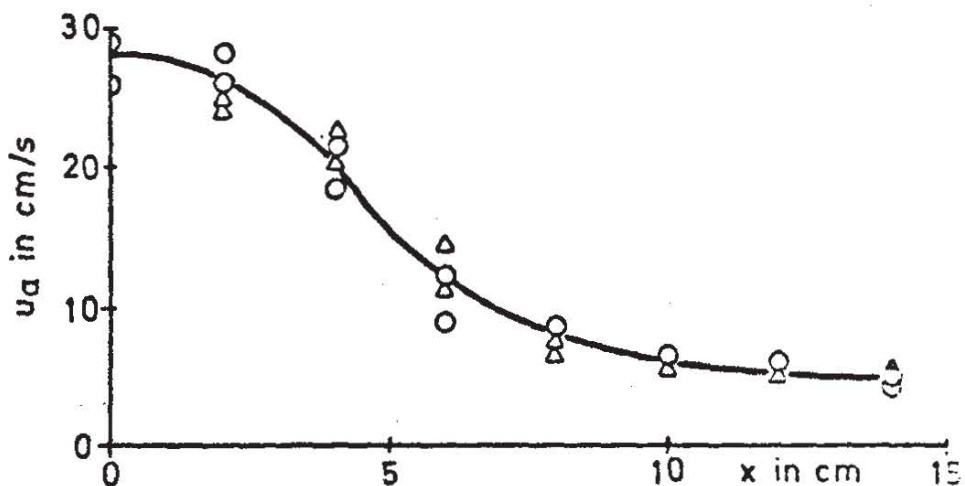
1,2



0,8



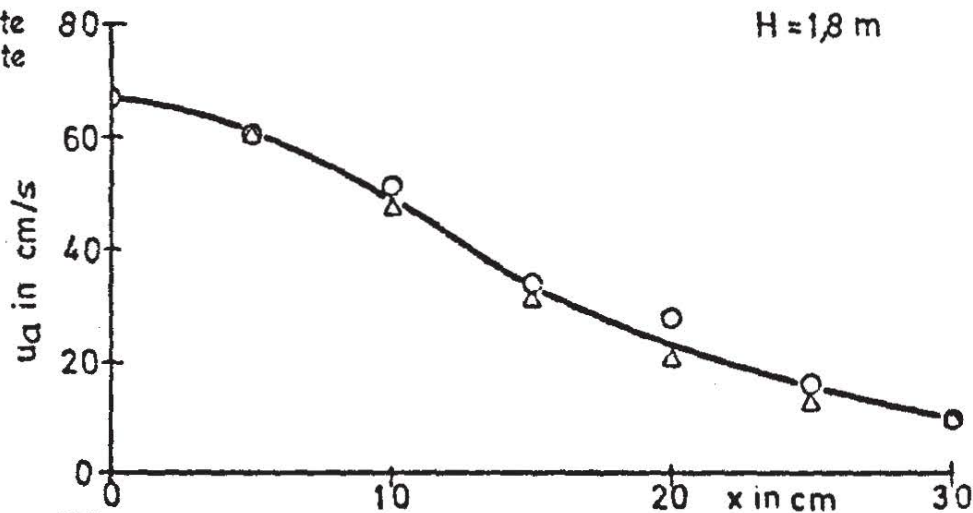
0,5



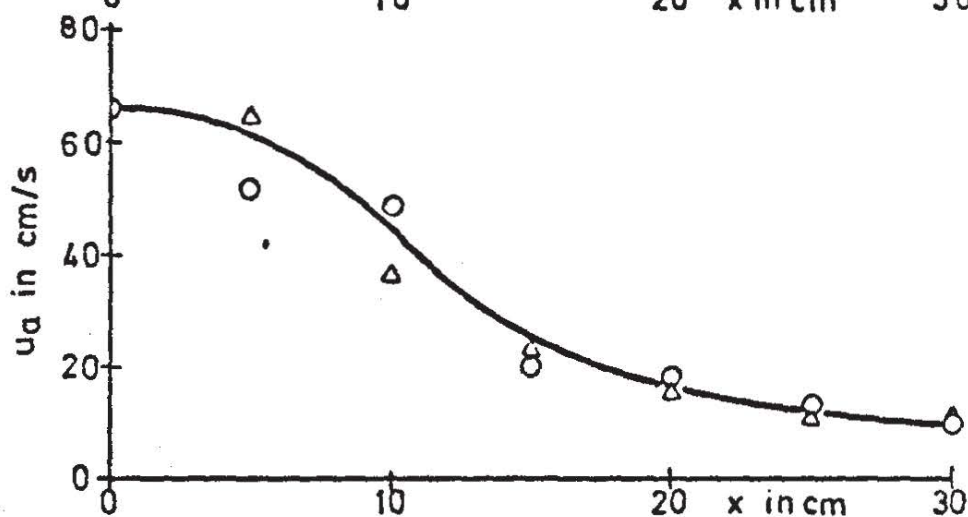
○ linke Strahlseite  
 △ rechte Strahlseite

H = 1,8 m

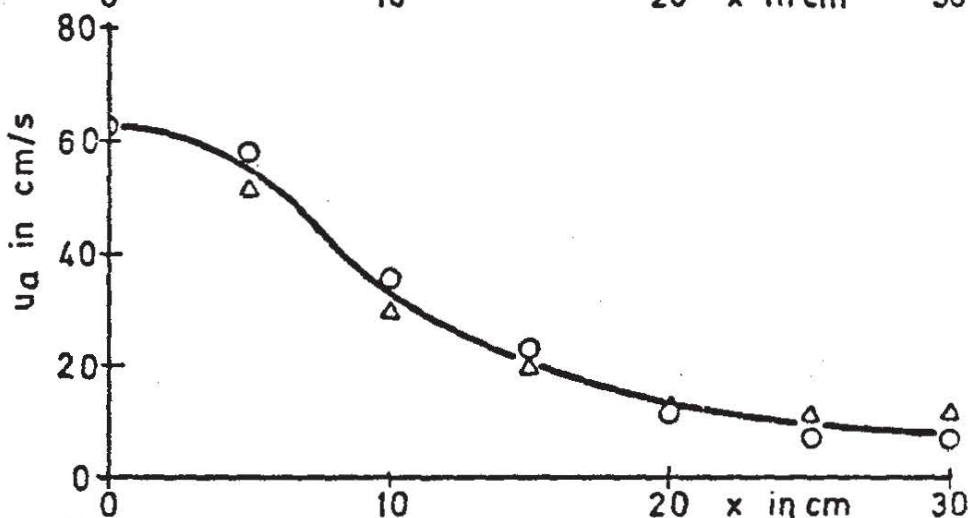
z = 1,4 m



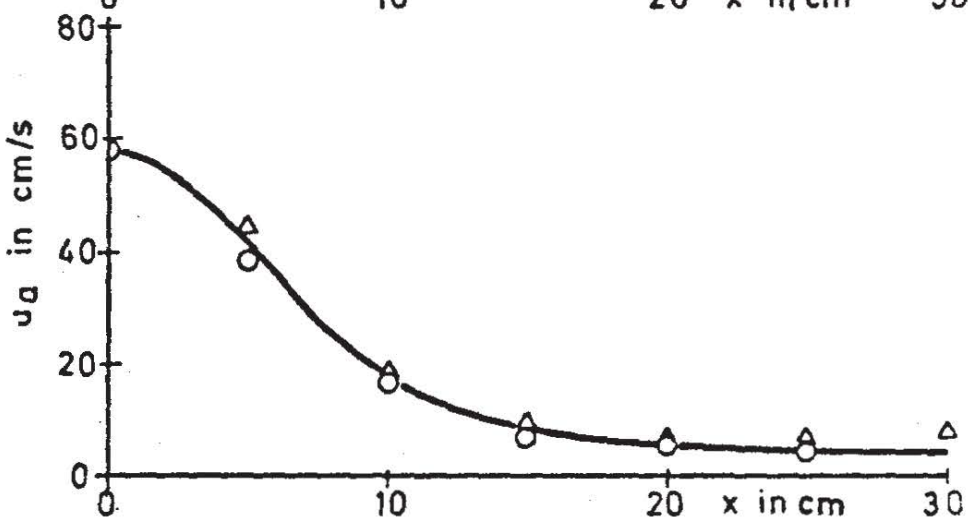
1,1



0,8



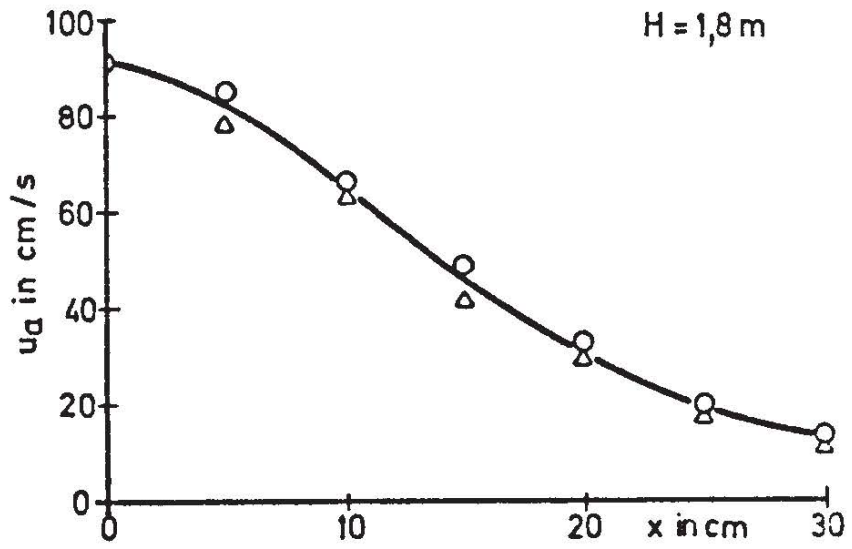
0,5



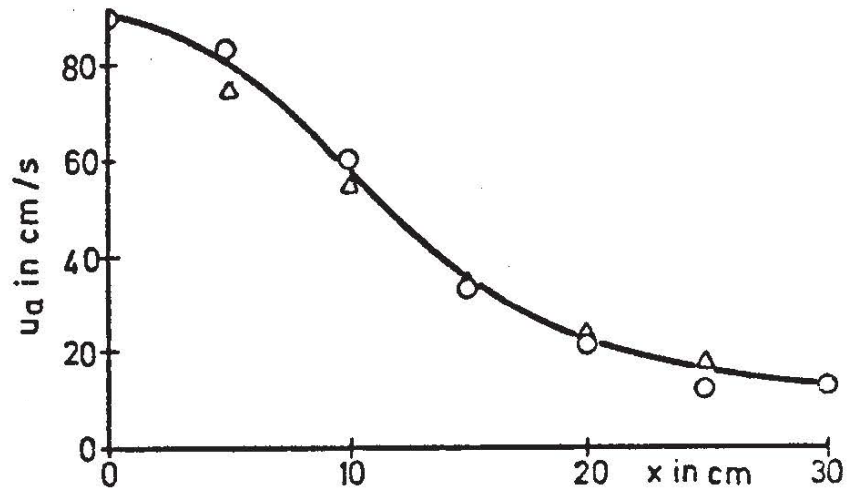
○ linke Strahlseite  
 △ rechte Strahlseite

H = 1,8 m

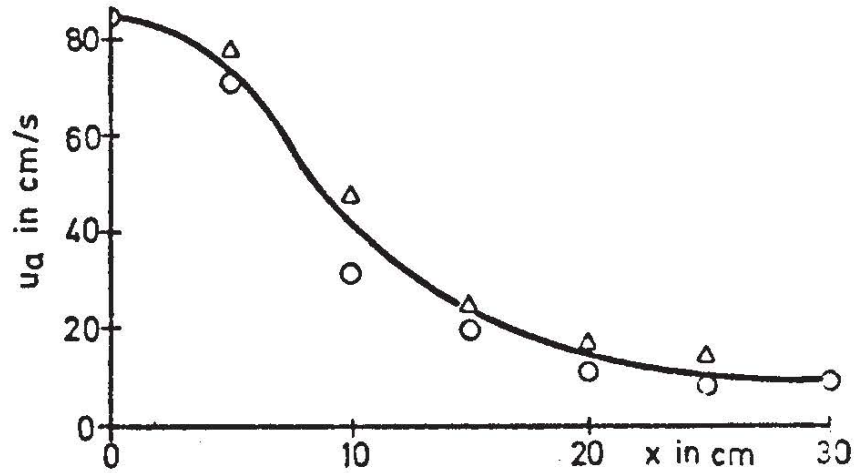
z = 1,3 m



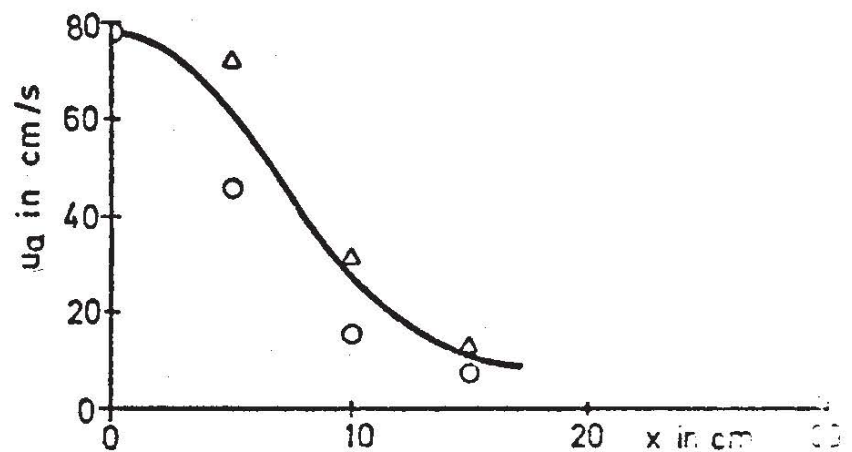
1,1

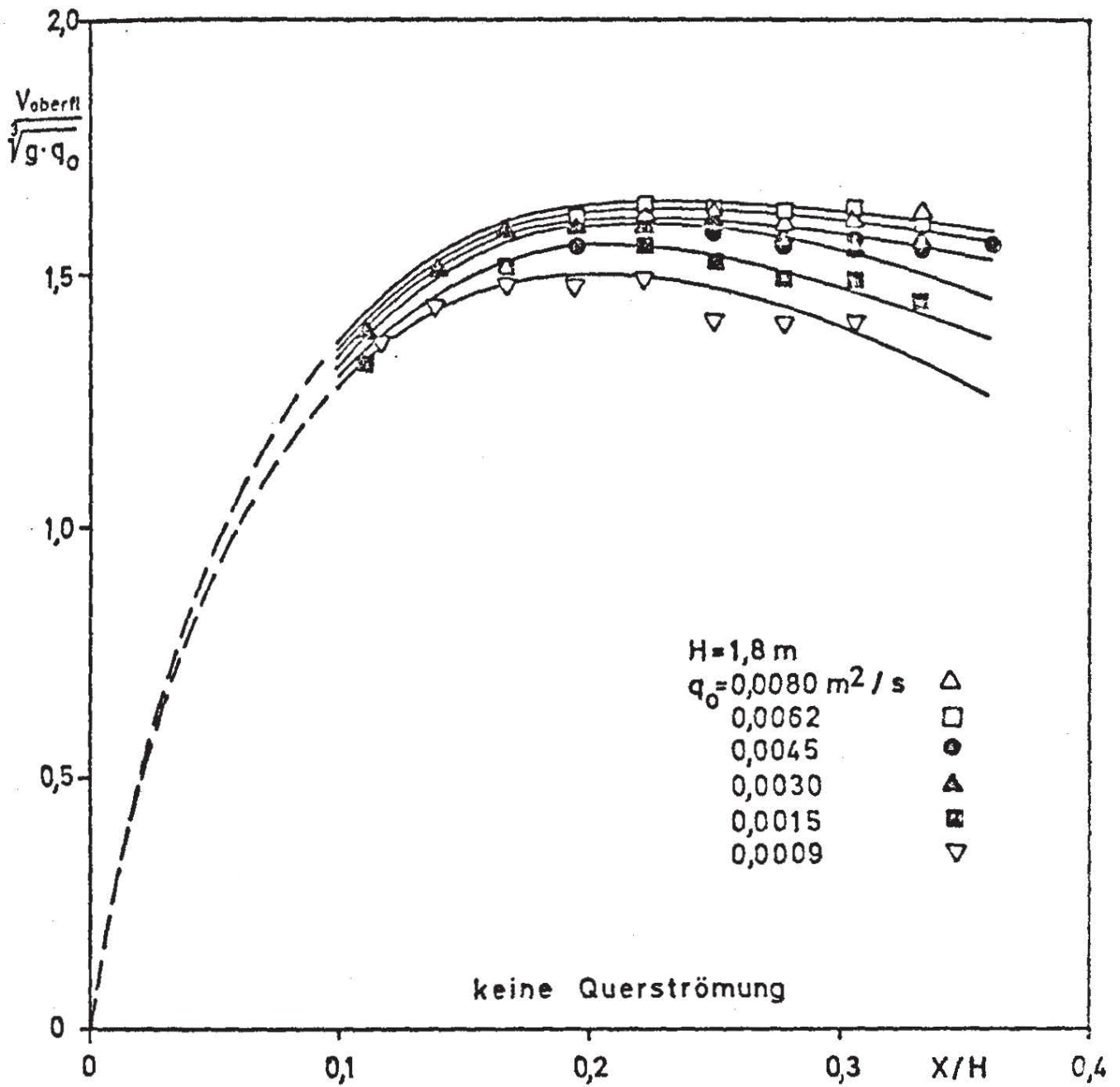


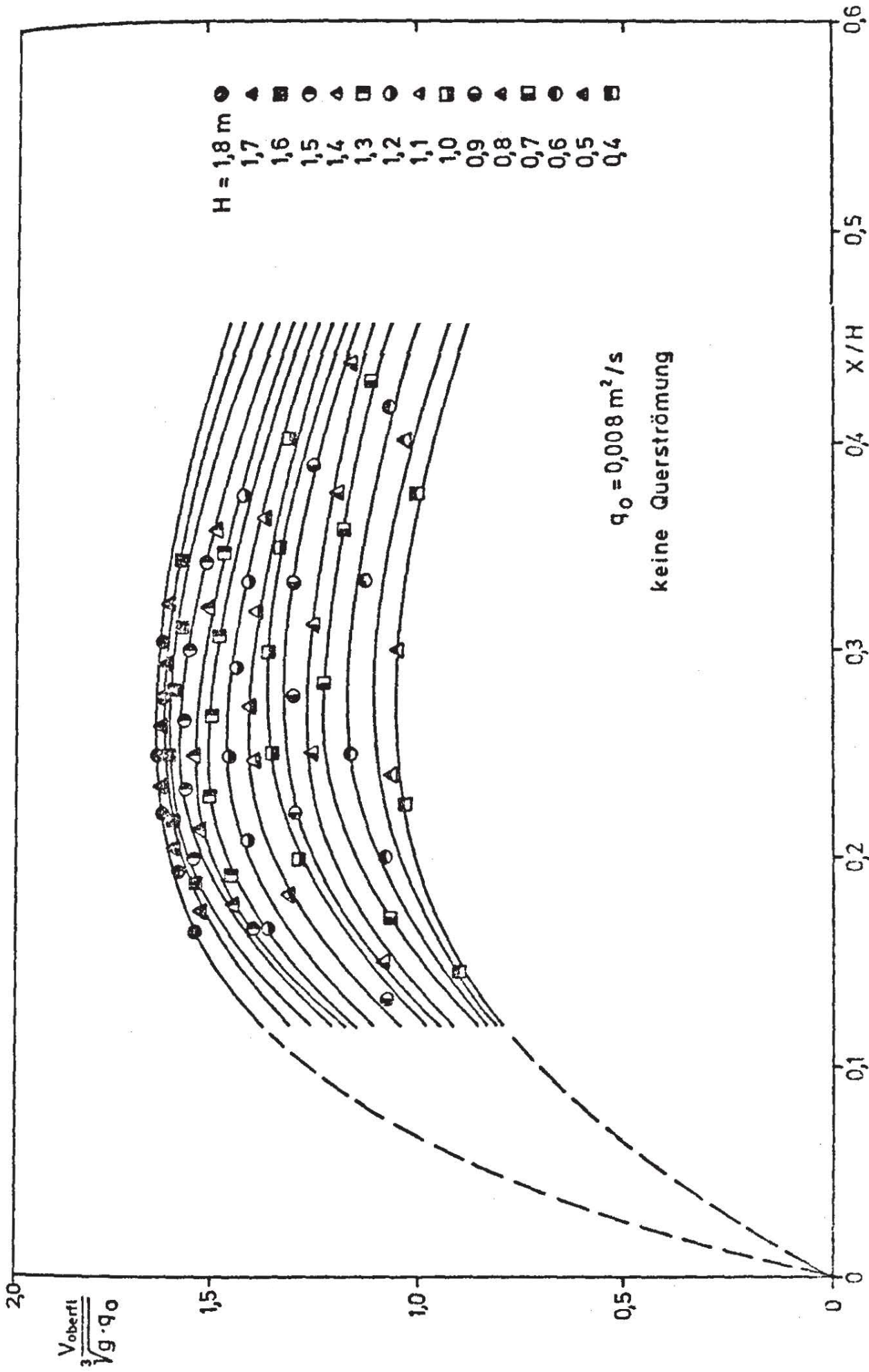
0,8



0,5

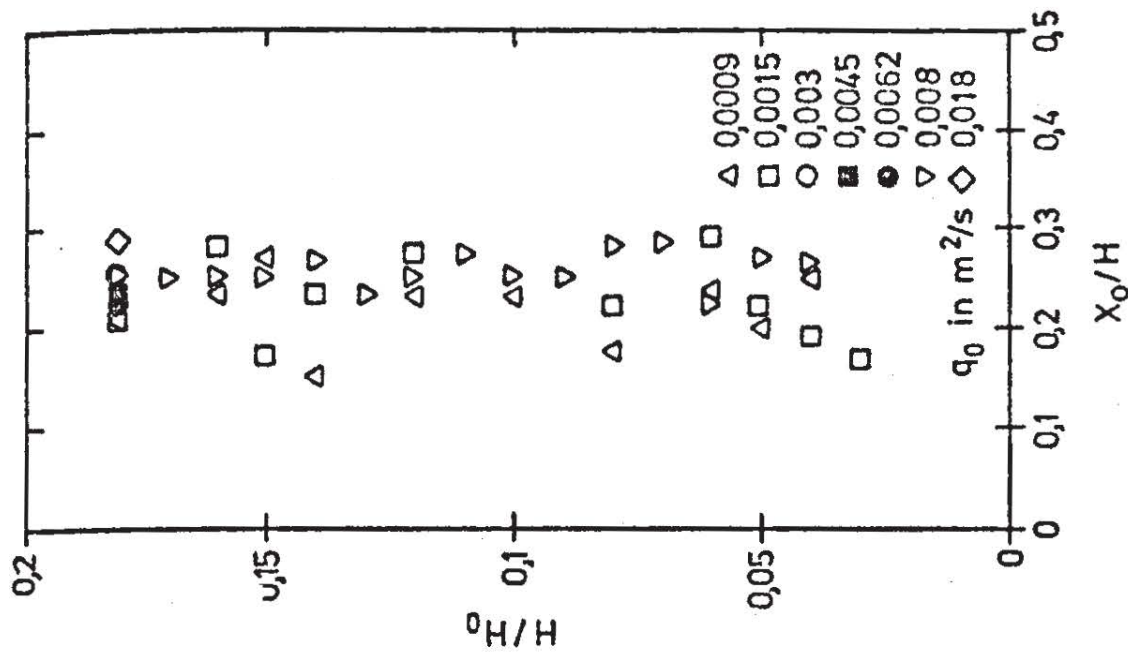
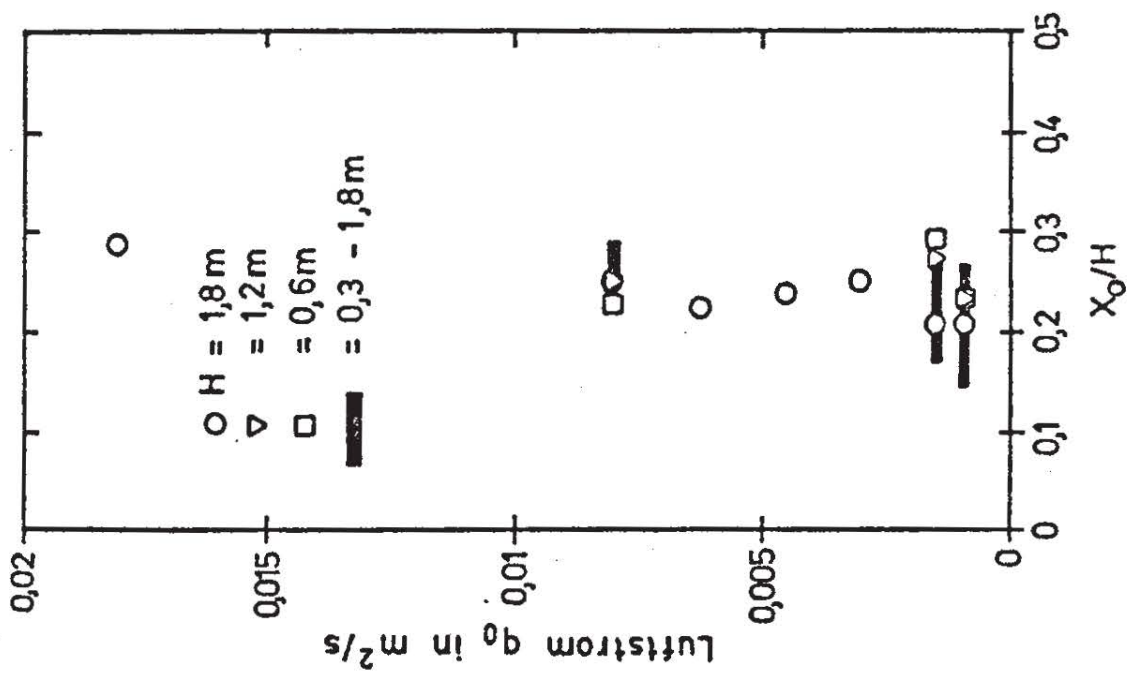


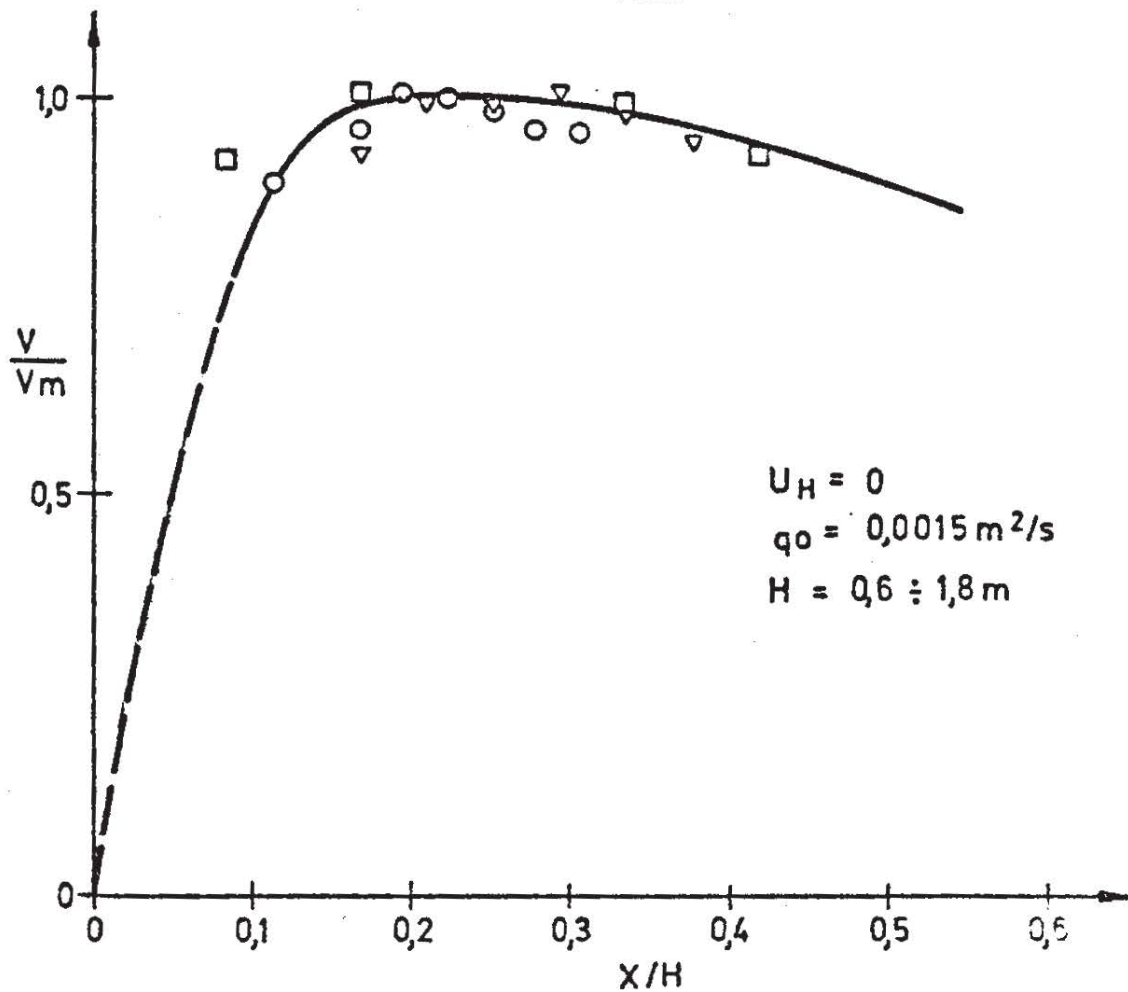
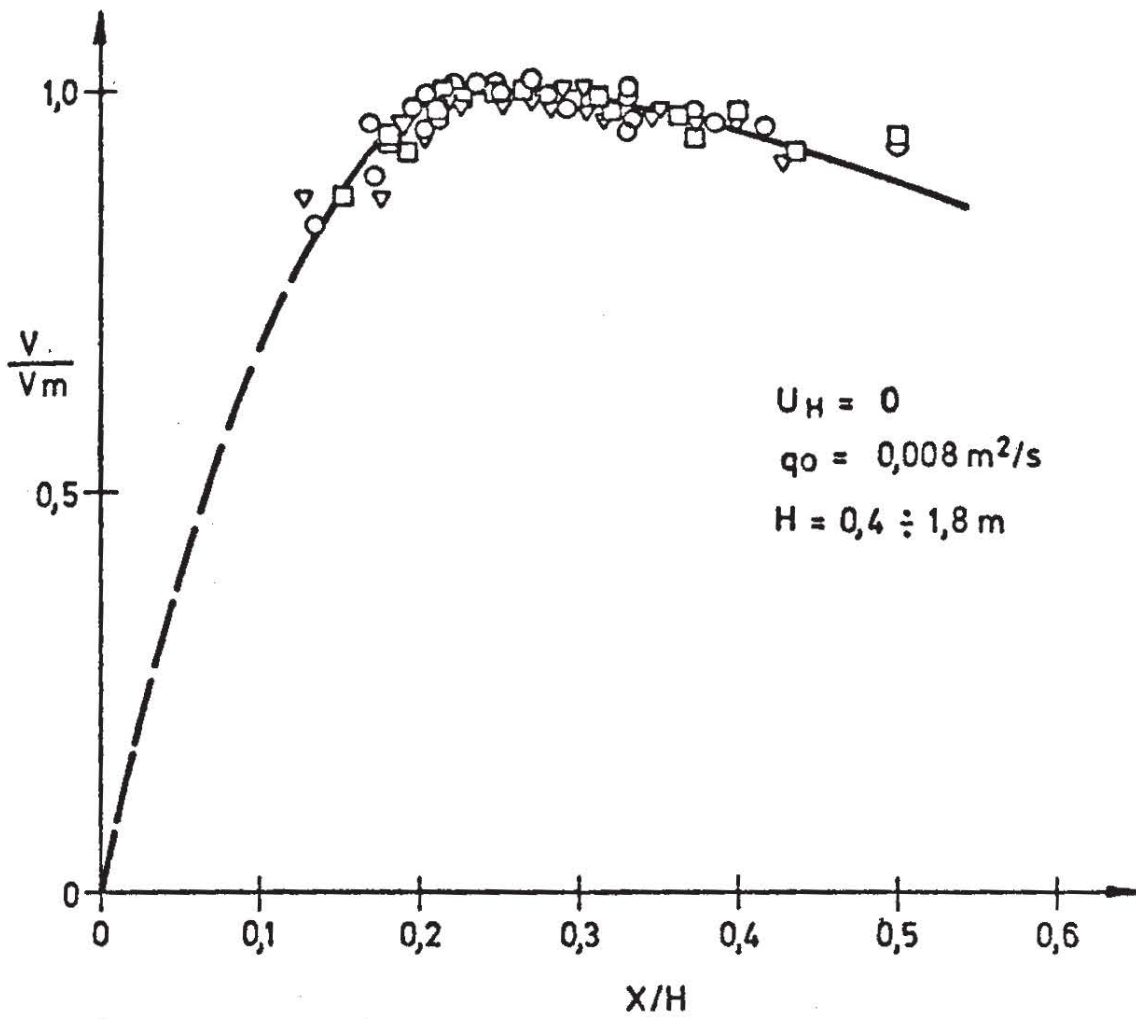




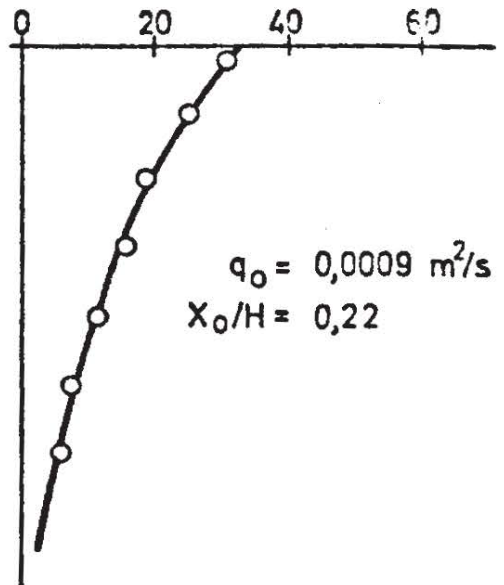
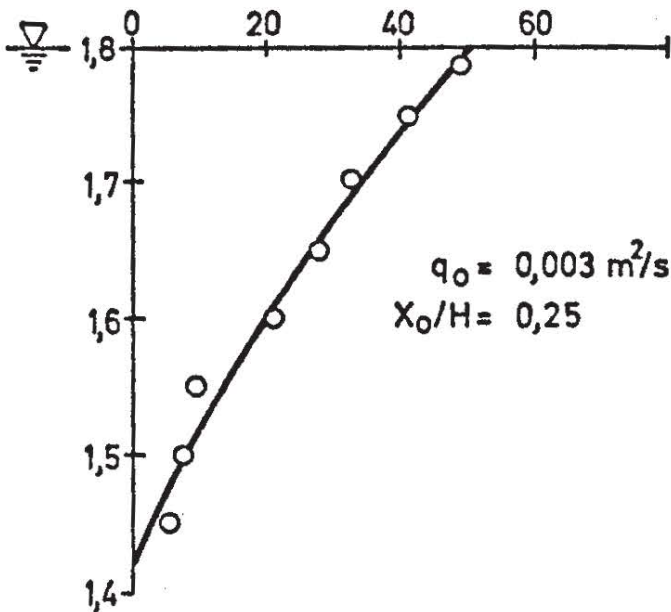
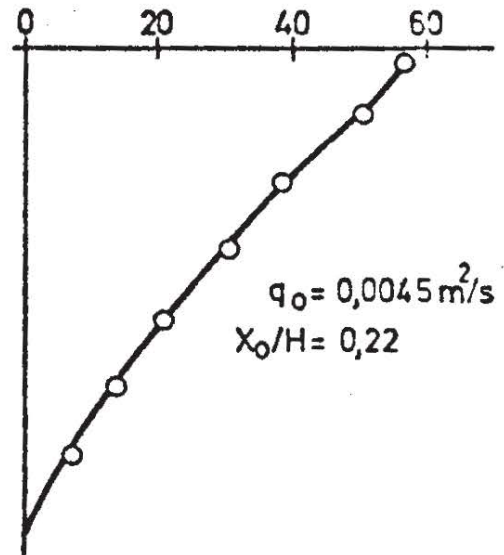
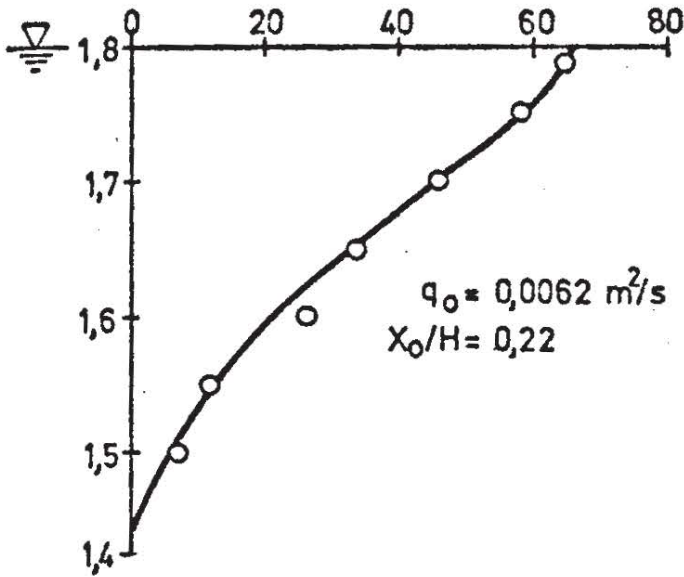
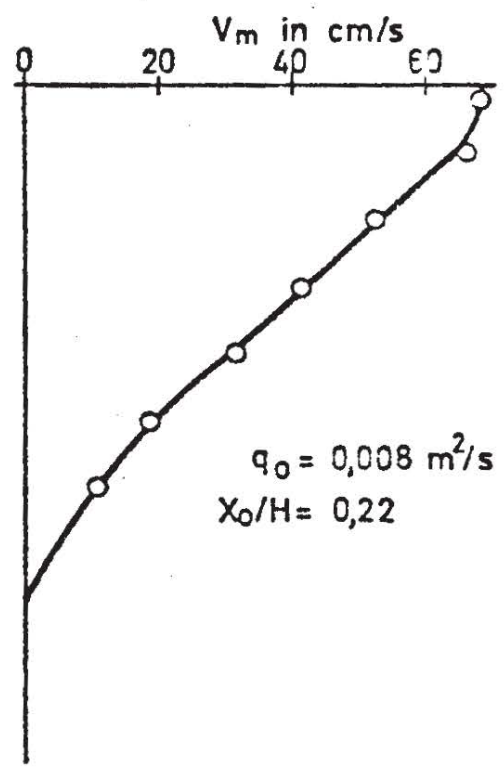
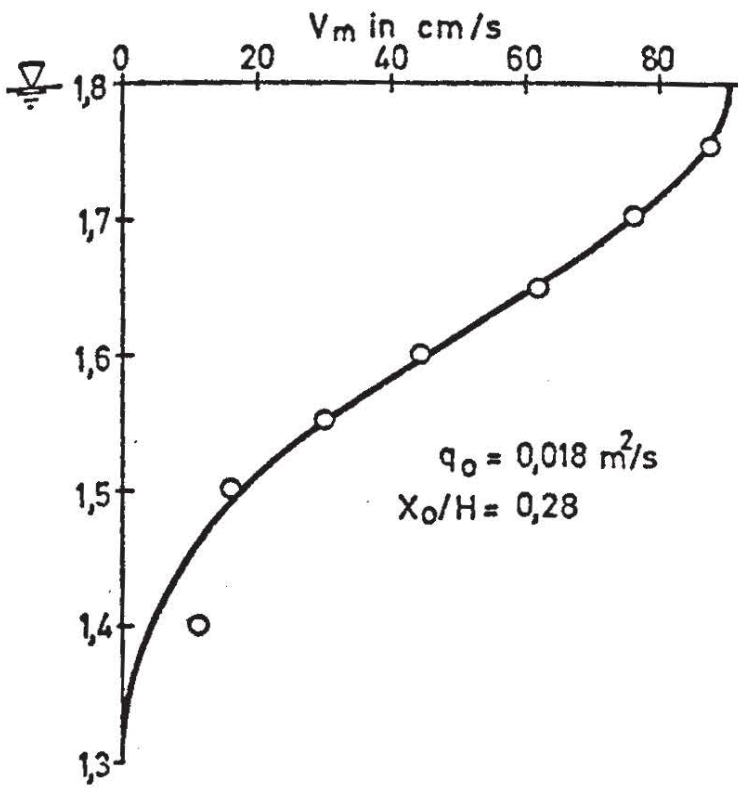
SFD 80  
A 3

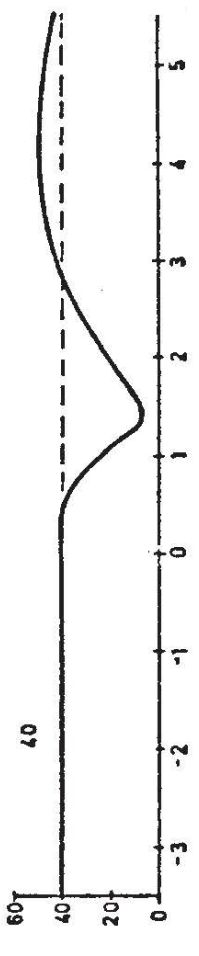
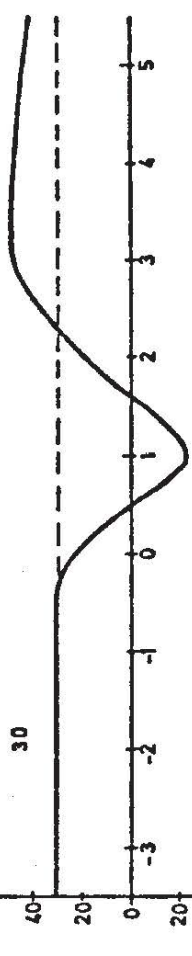
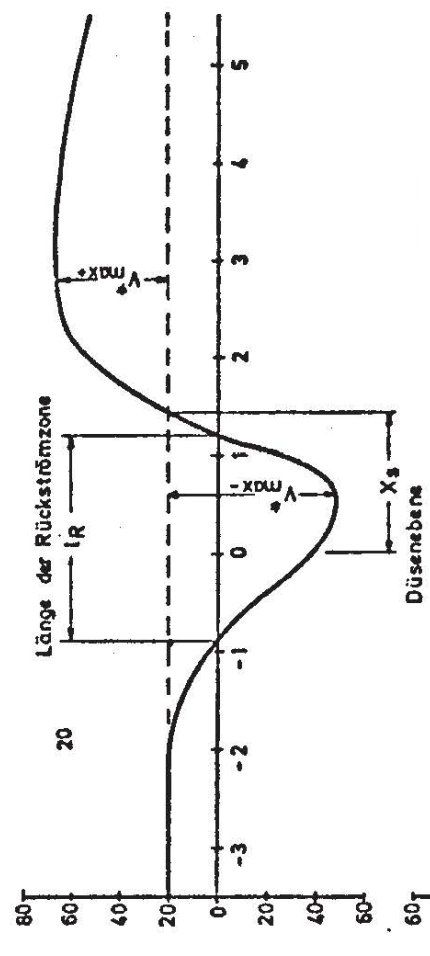
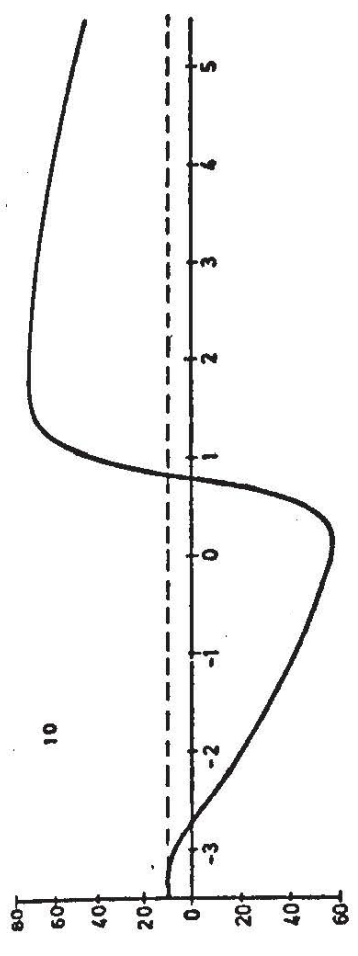
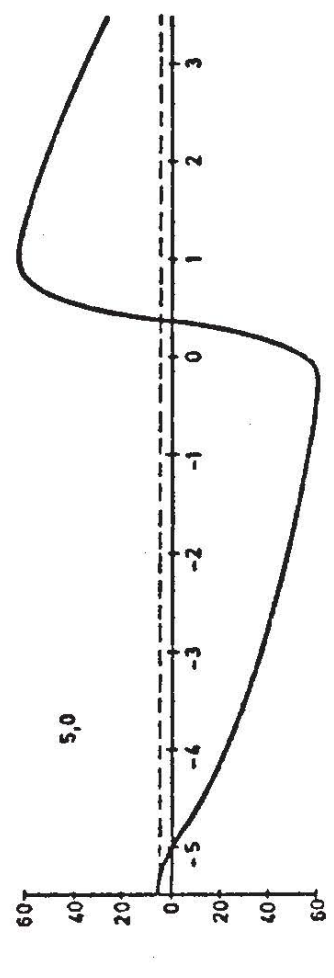
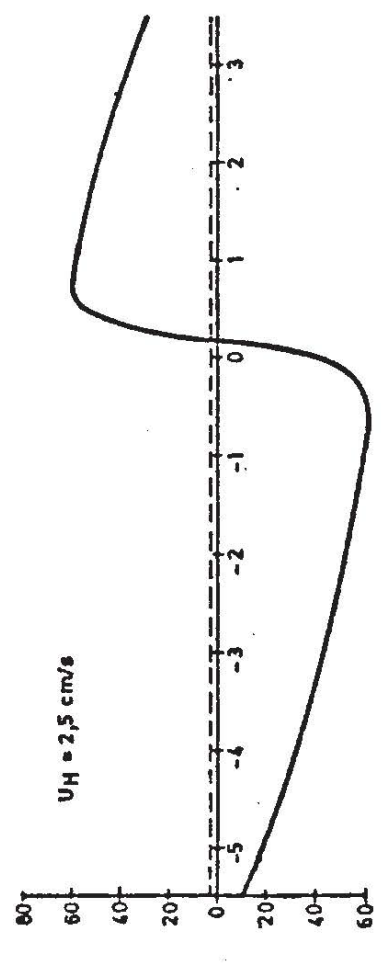
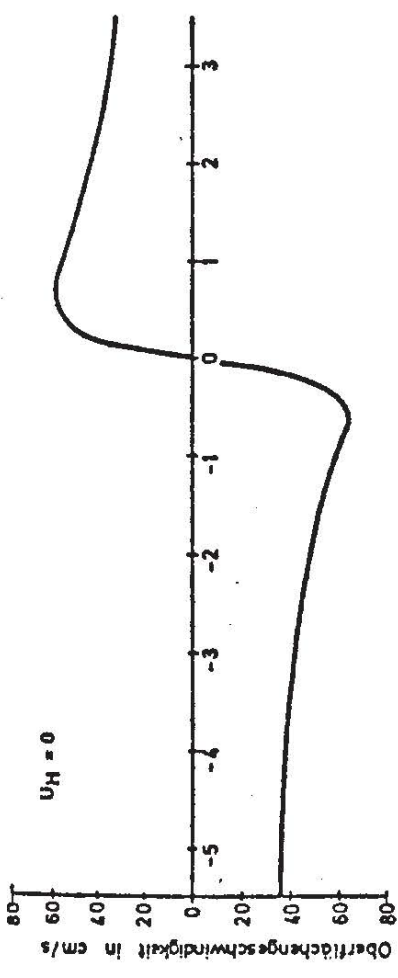
OBERFLÄCHENGESCHWINDIGKEIT IN  
ABHÄNGIGKEIT VON DER WASSERTIEFE

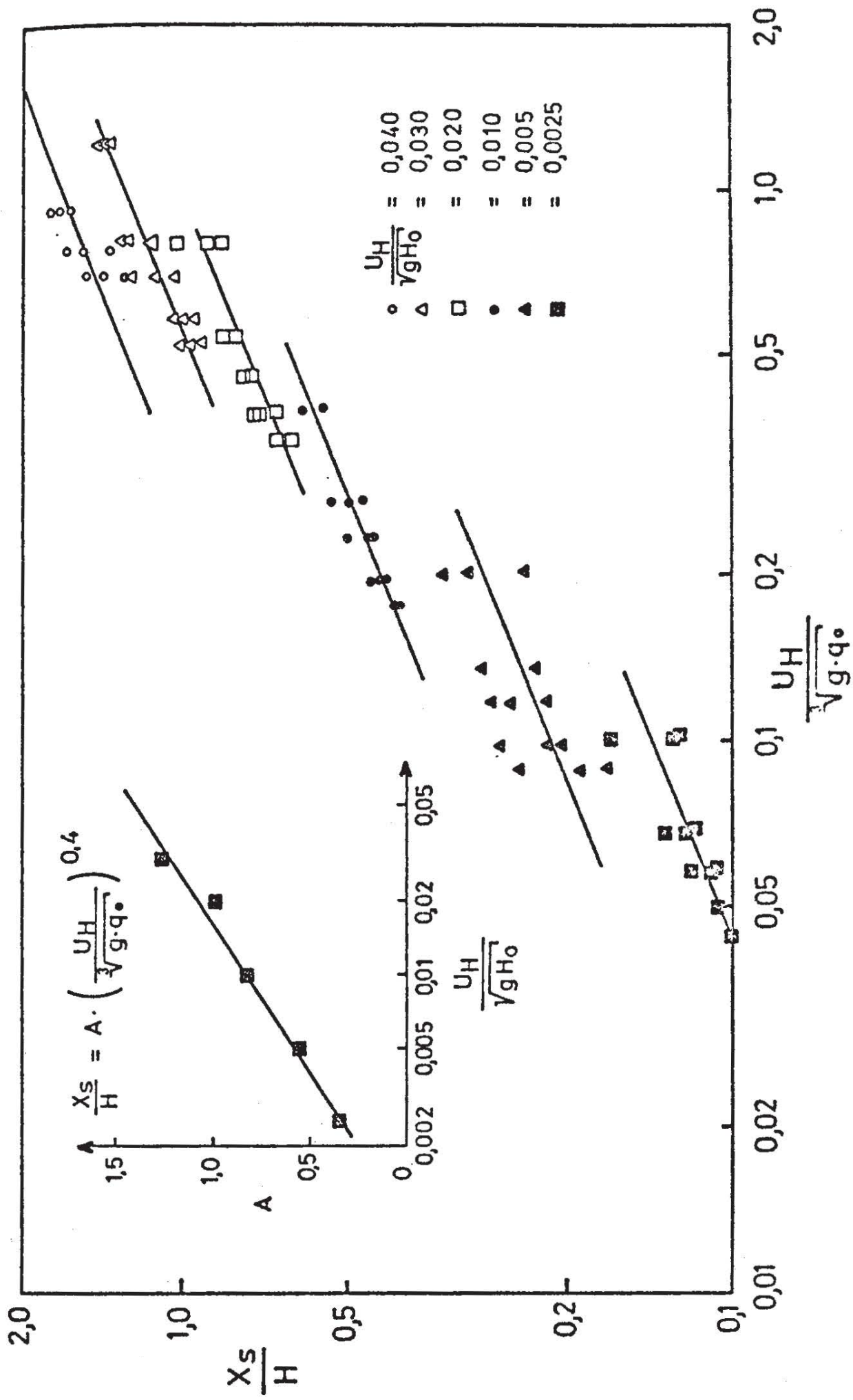


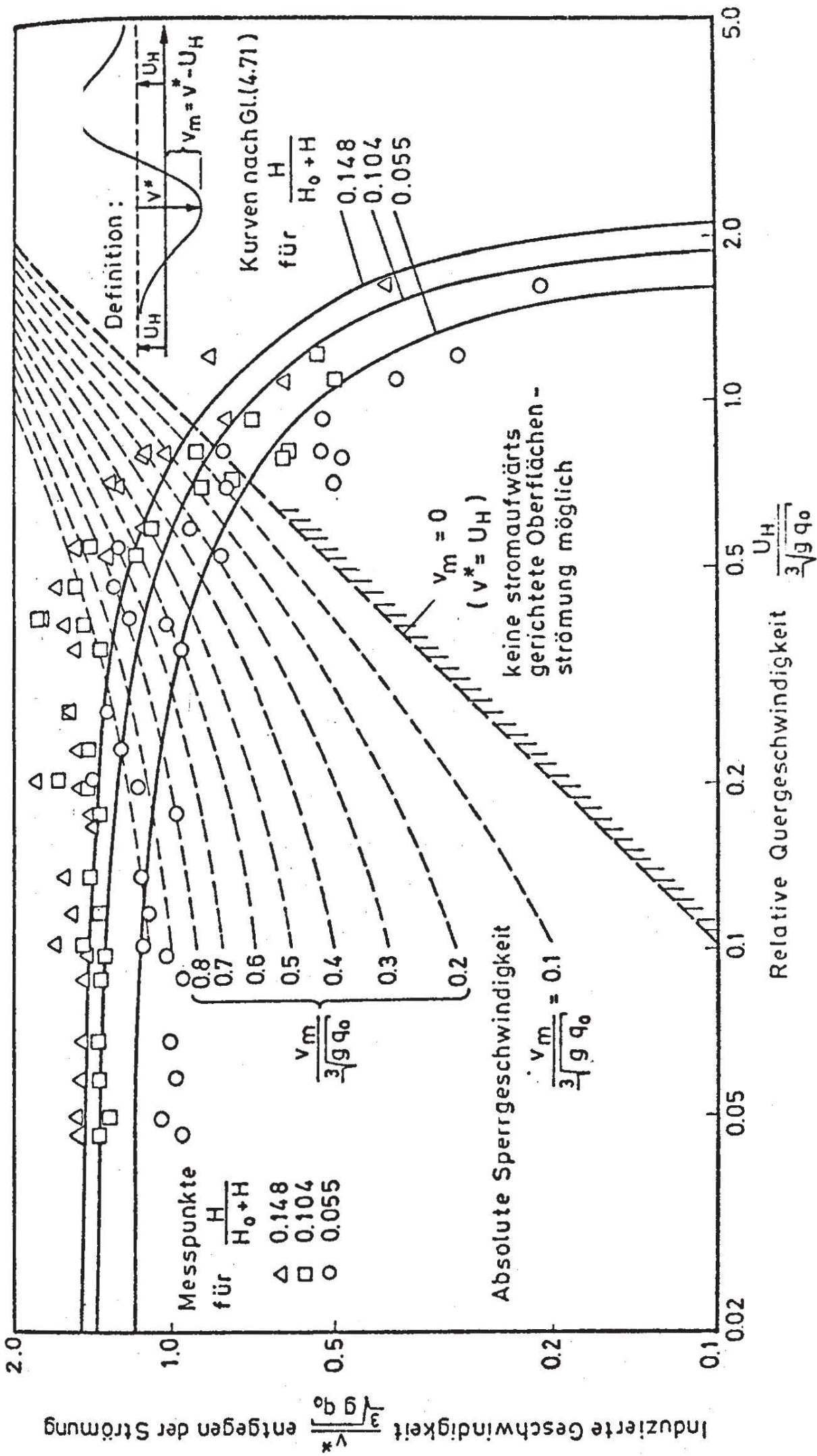


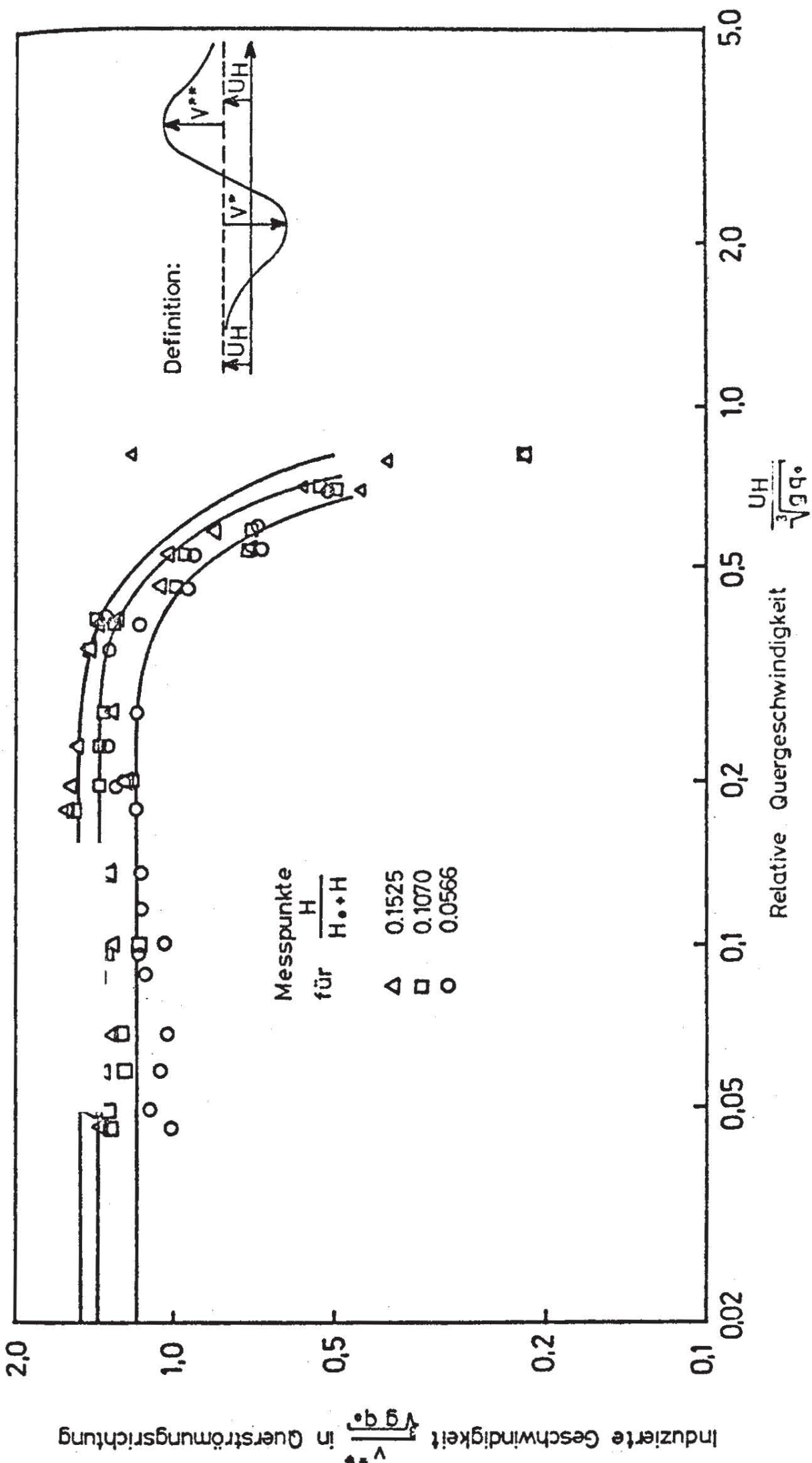


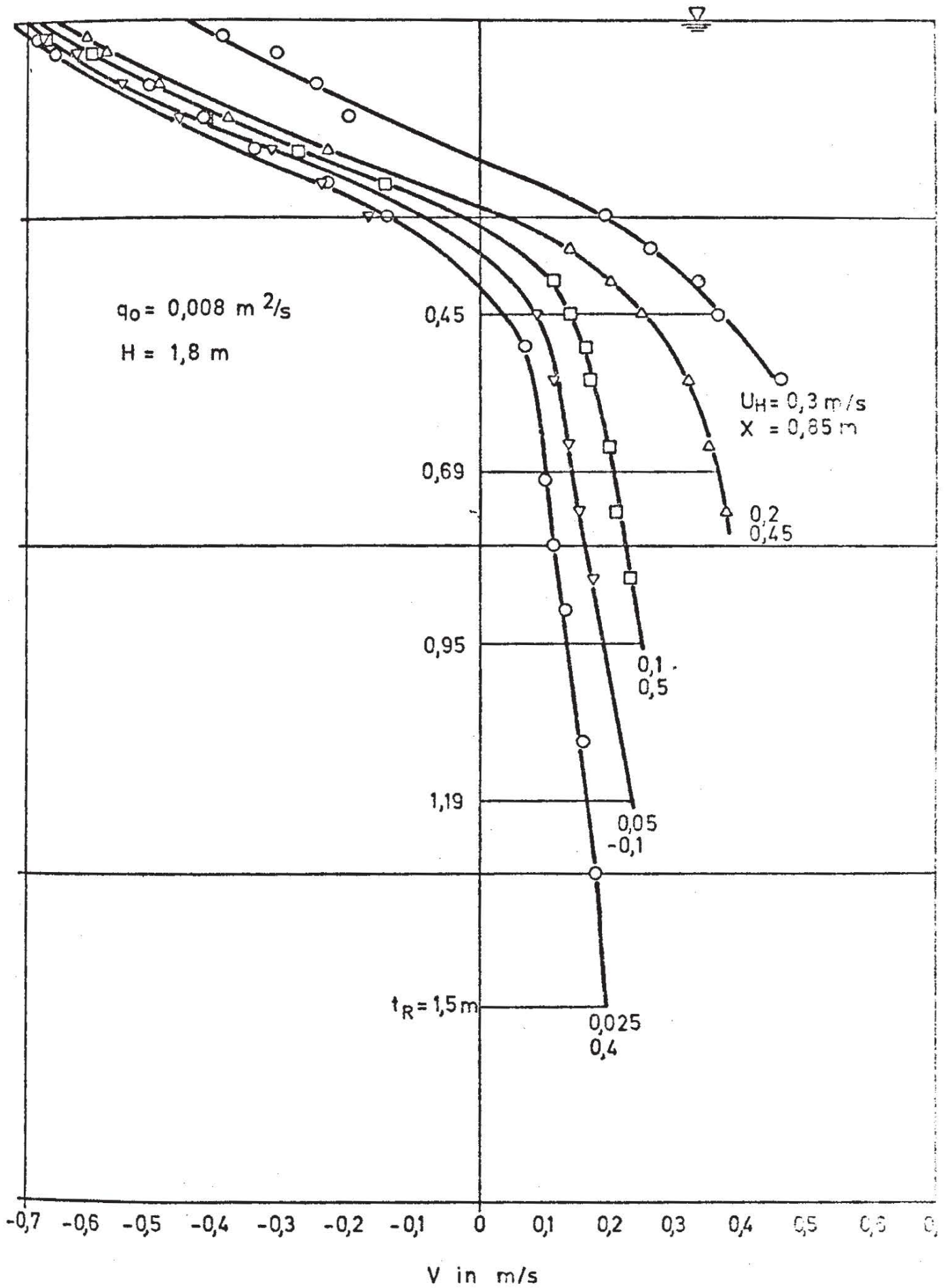


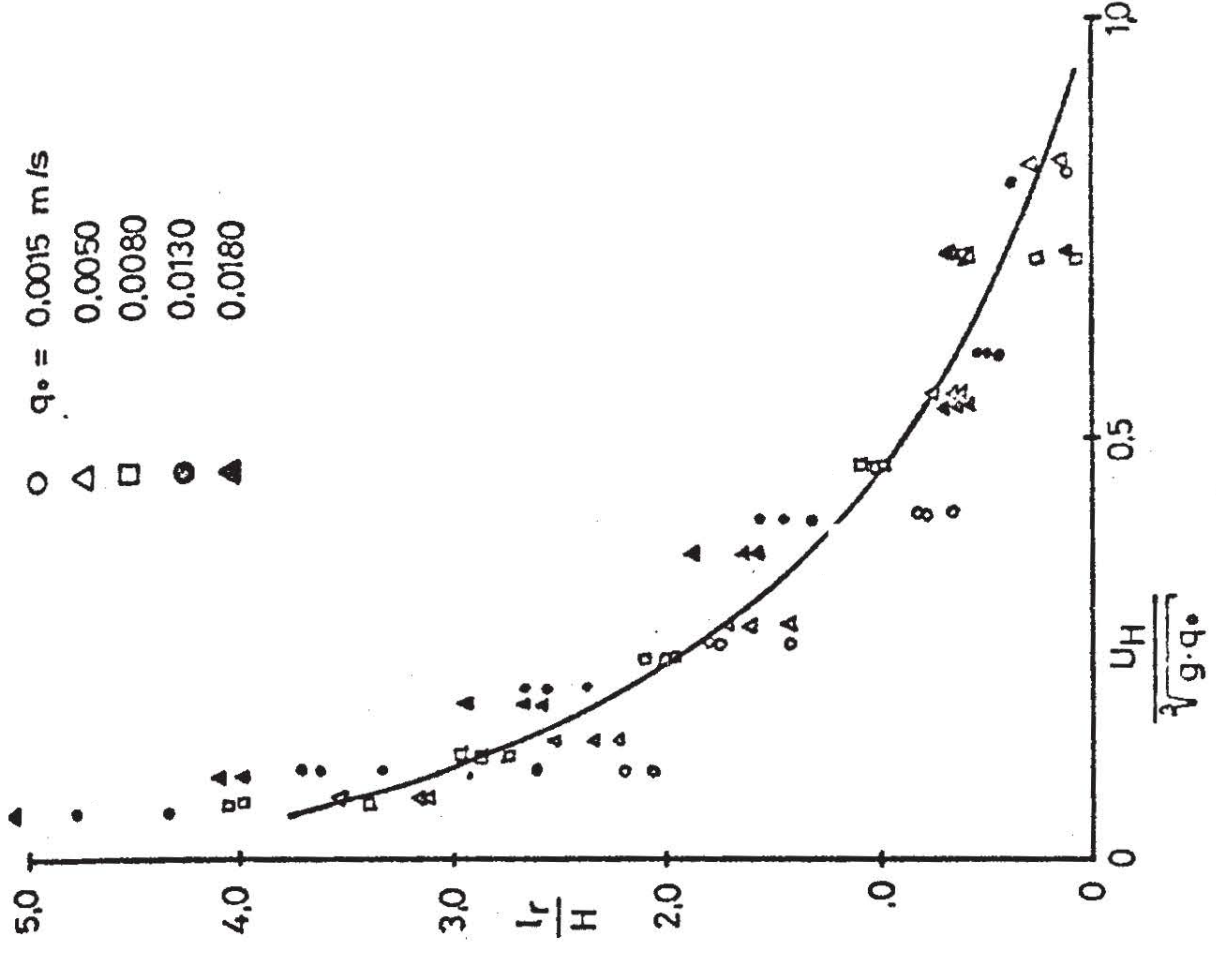
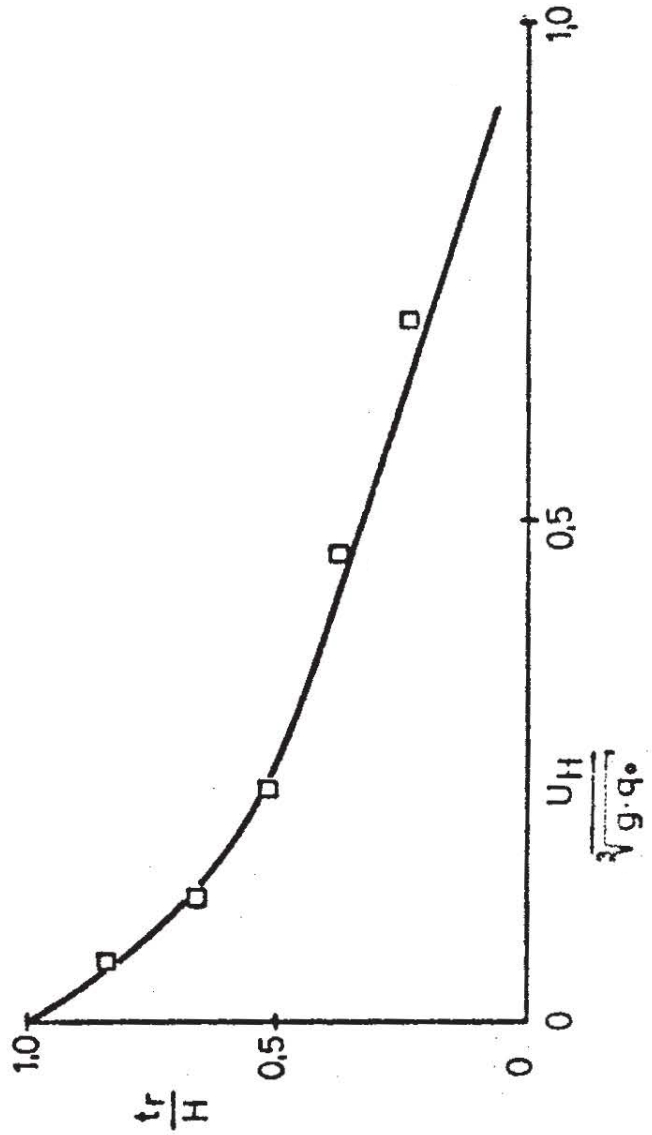
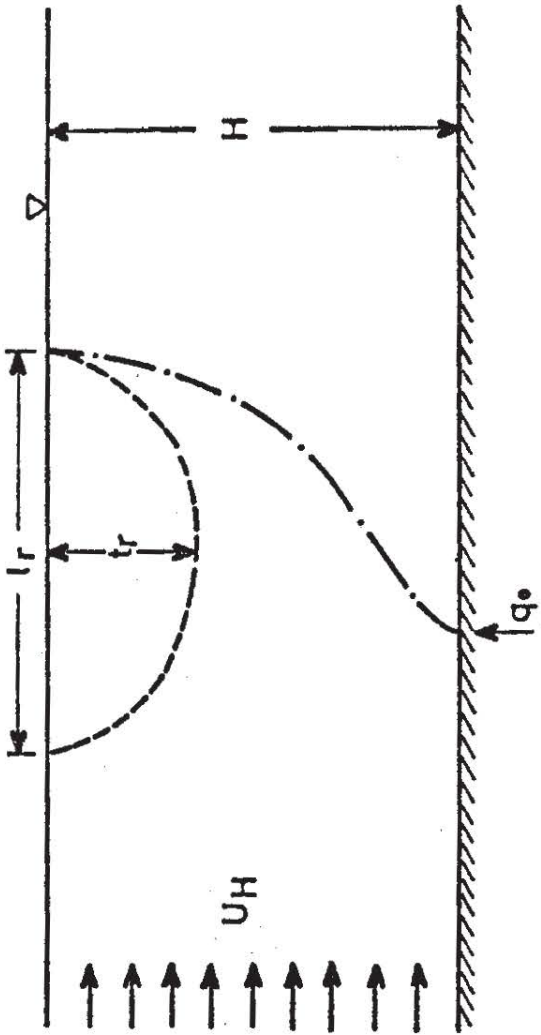








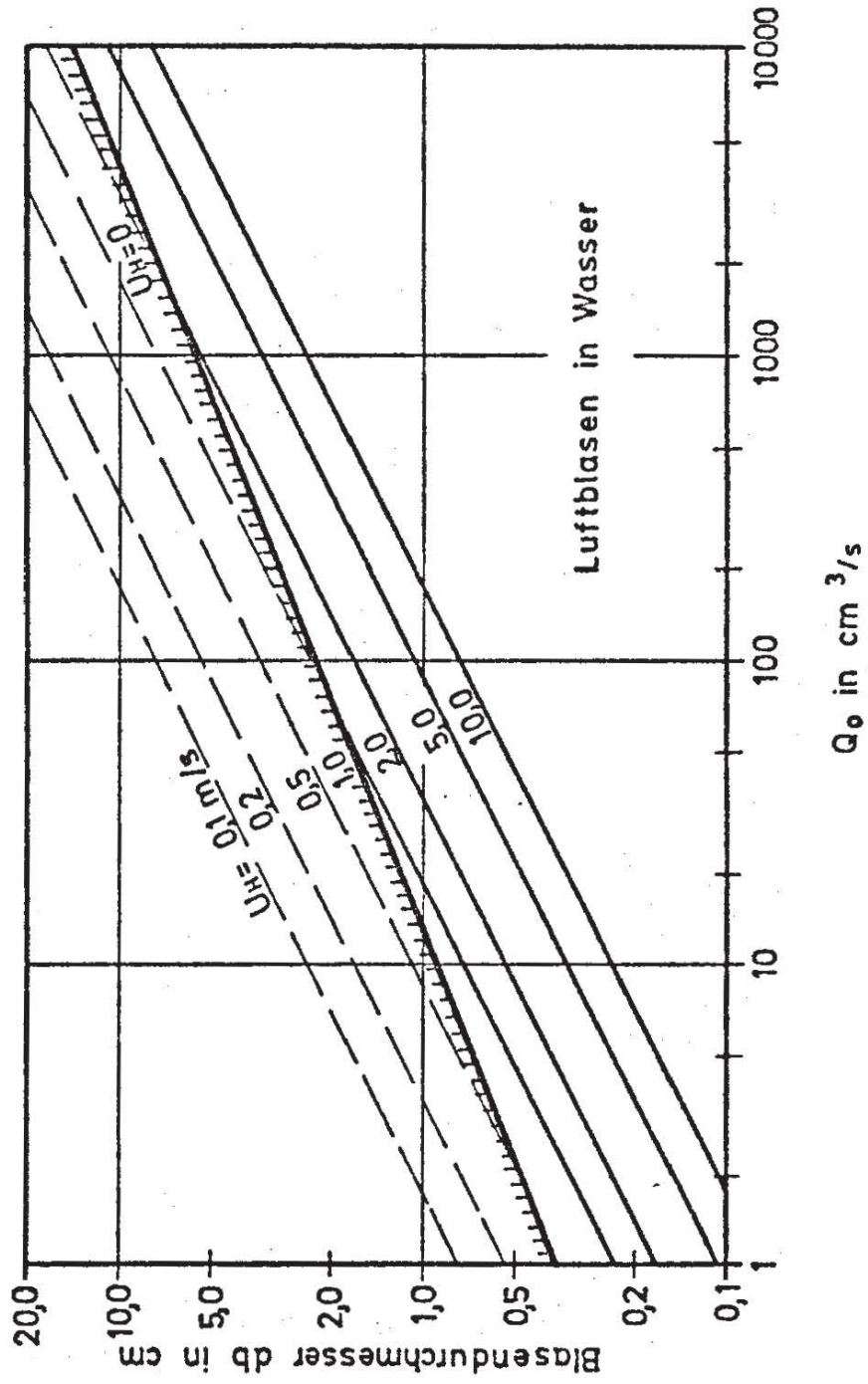




- $q_0 = 0.0015 \text{ m/s}$   
 ○ 0.0050  
 △ 0.0080  
 □ 0.0130  
 ● 0.0180  
 ▲

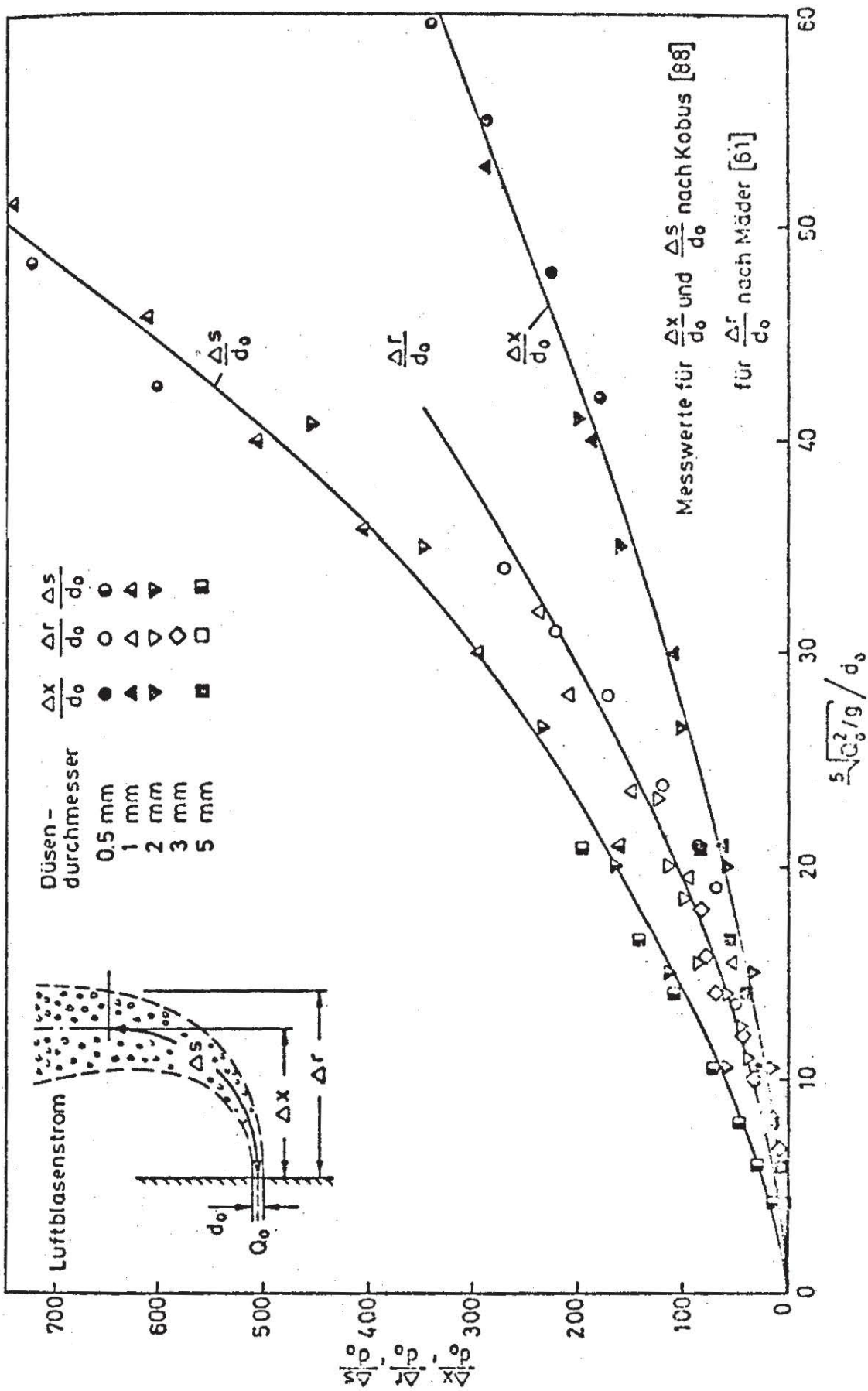
Luftdurchsatz	steigend $\longrightarrow$					
	Blasenbildung			Strahlbildung		
Bereich	Quasistatische Blasenbildung	Schnelle Blasenbildung Bereich I	Bereich II	Übergangsbereich	Blasenballenbildung	Voll turbulenter Blasenstrom
Abhängigkeit der Blasen- grösse vom Düsendurch- messer	ja	ja	ja	unbekannt	nein	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 Blasenbildungs-frequenz bei nur leichter Zunahme der Blasengrösse	Starke Zunahme der Blasen-grösse bei etwa gleichbleibender Bildungsfrequenz	Zwischenblasen, Doppelblasen, Verschmelzungs-vorgänge	Einzelne Blasenballen und sehr viele kleine Blasen	Nur vereinzelte Blasenballen. Die eigengerzeugte Turbulenz des Luftblasenstroms scheint die Blasen-grössenverteilung zu bestimmen.

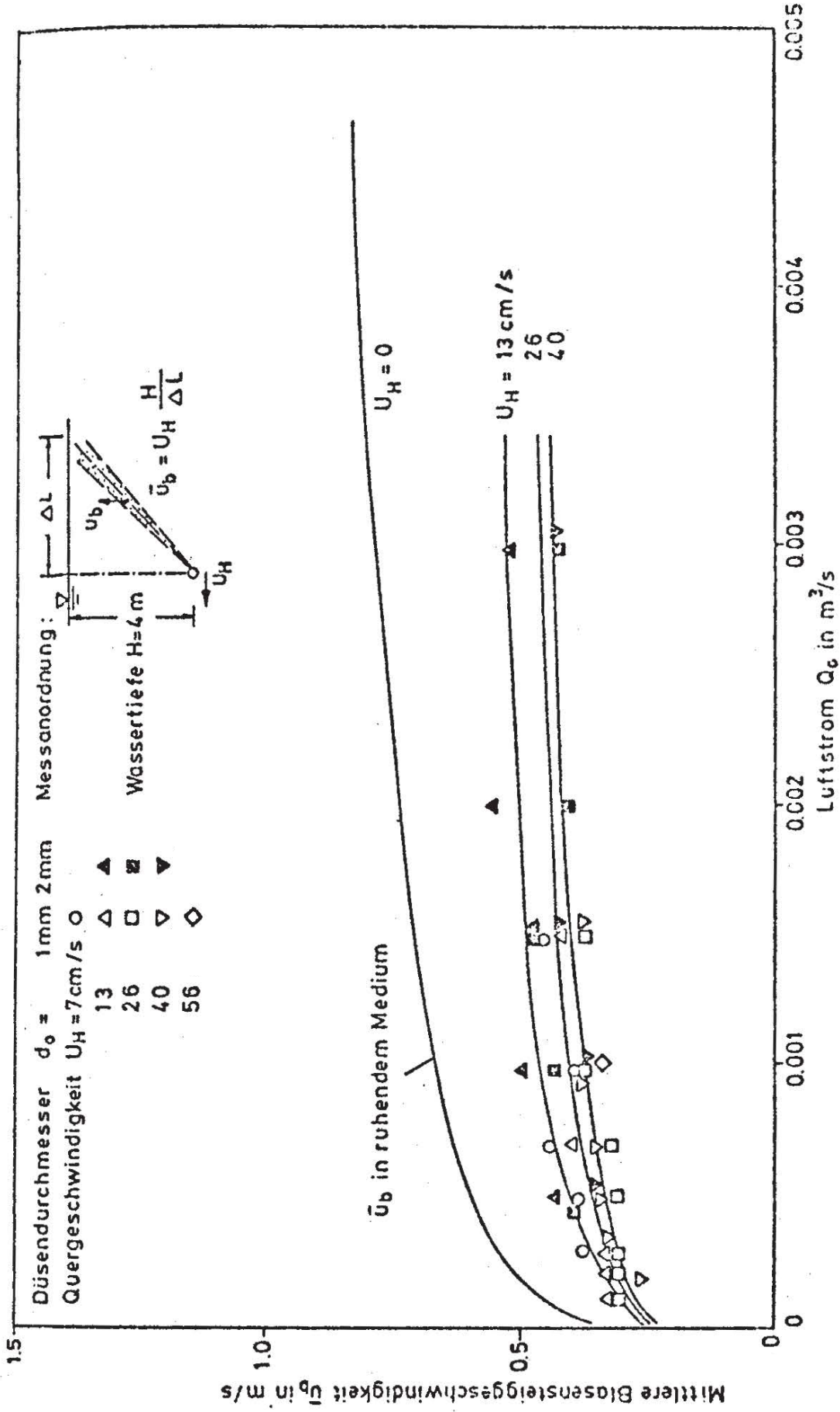


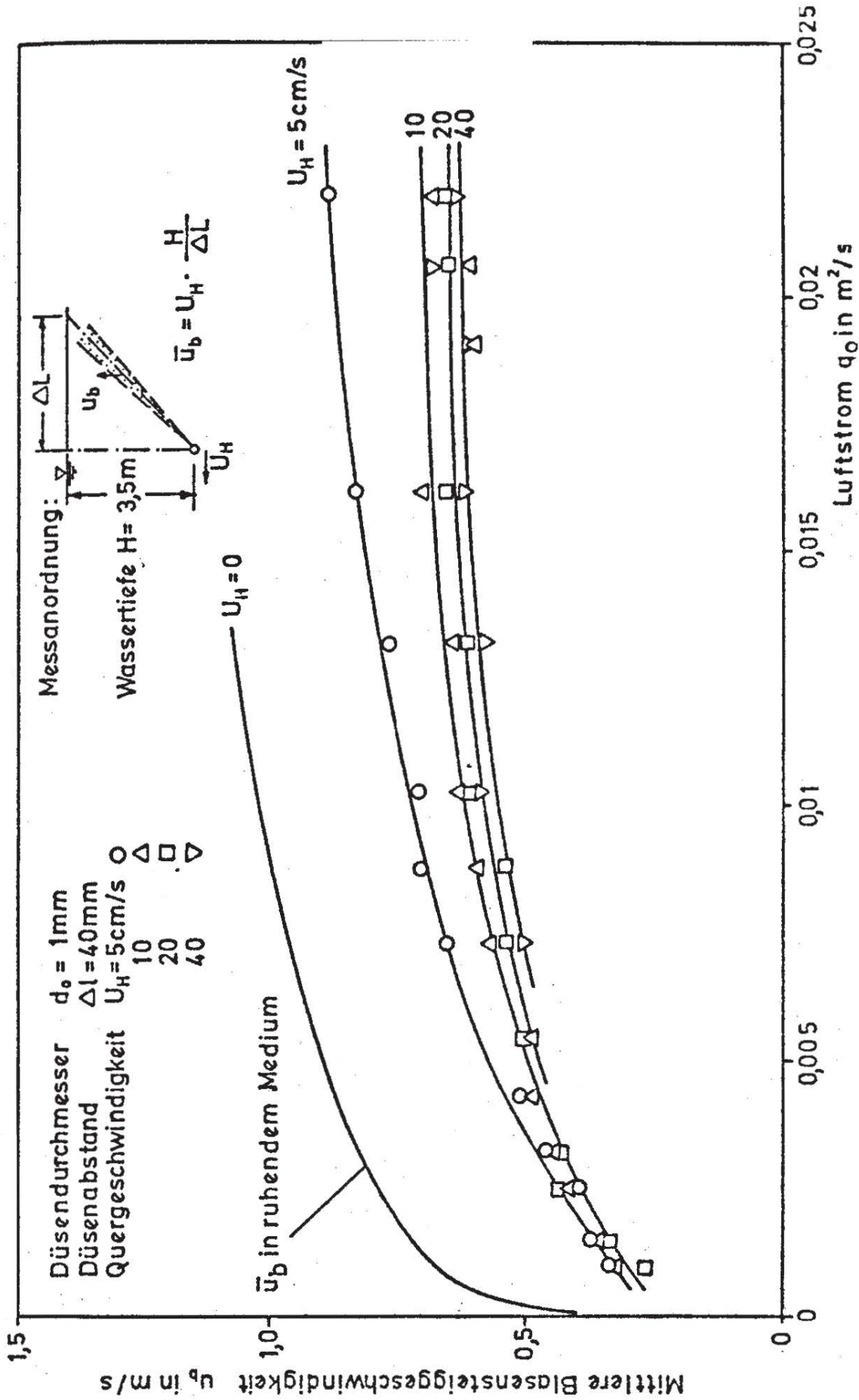


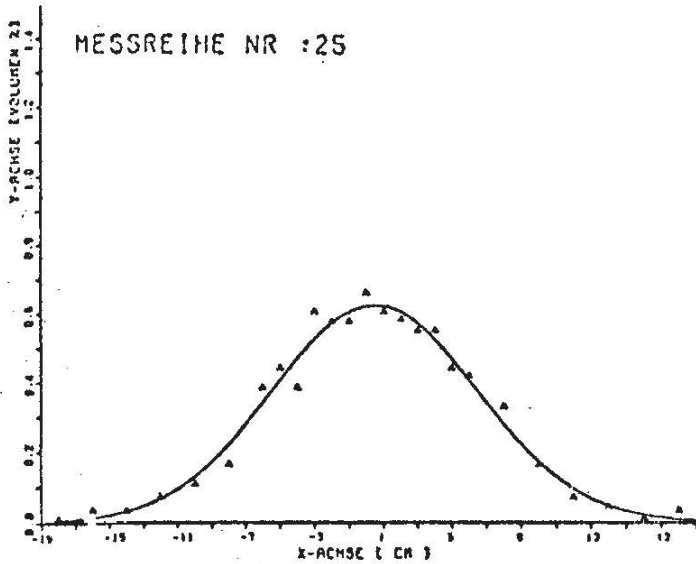
SFB 80  
 A 3

MAXIMALE BLASENGRÖSSEN BEIM STRAHLGASEN:  
 EINFLUSS EINER QUERSTRÖMUNG

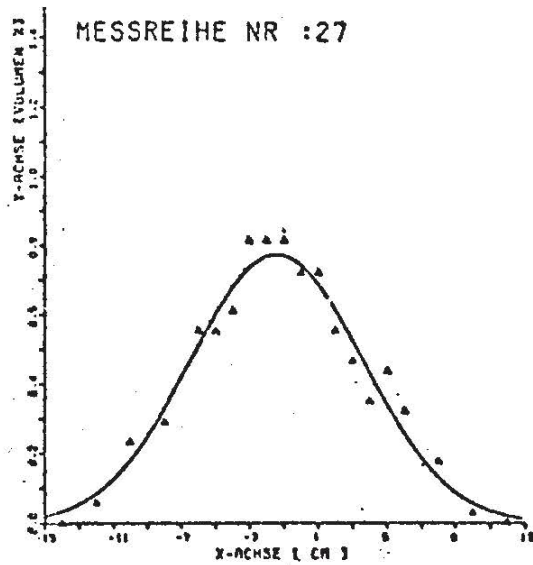




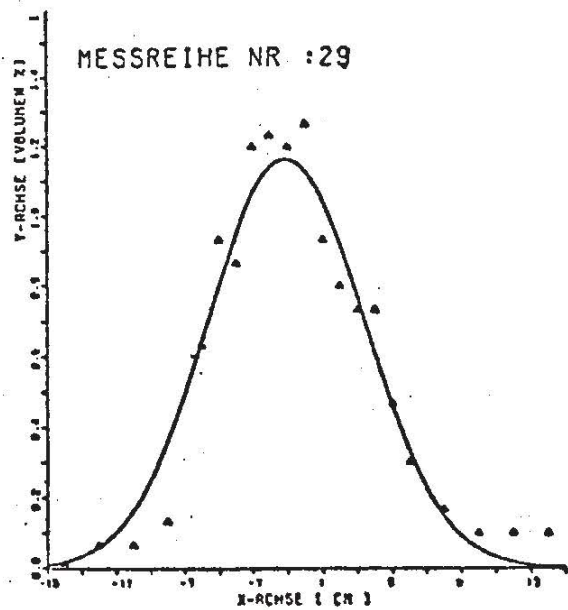




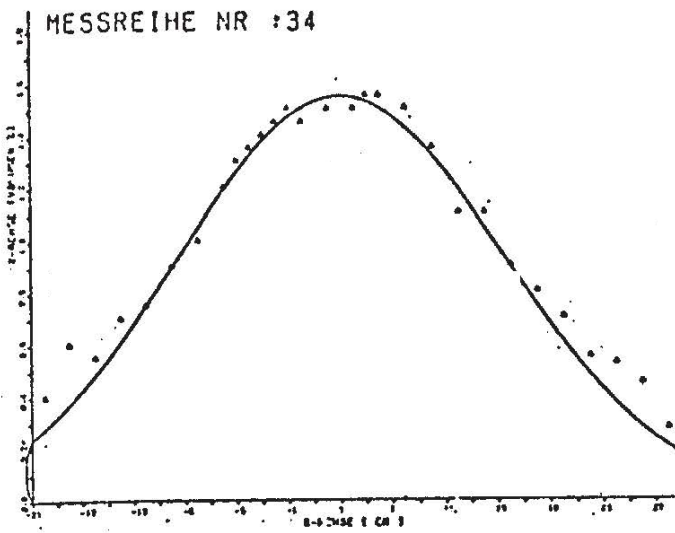
HOEHE = 160.00  
 LUFTMENGE = 0.0009  
 QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
 MAX.KONZENTRATION = 0.62  
 HALBWERTSBREITE = 5.93  
 VERSCHIEBUNG = 0.50



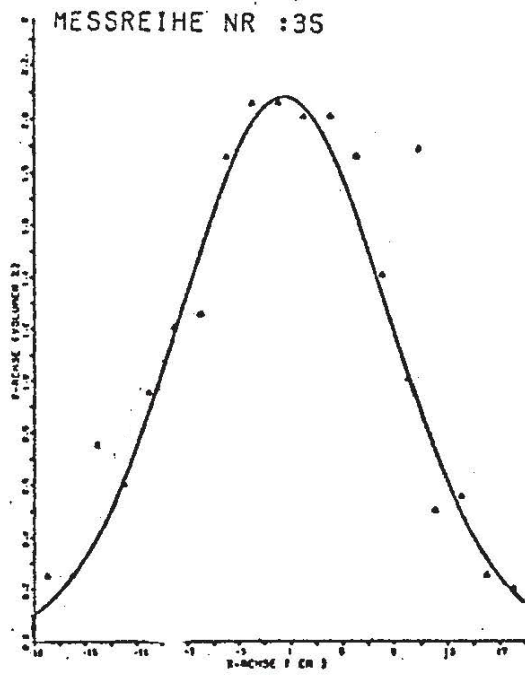
HOEHE = 120.00  
 LUFTMENGE = 0.0009  
 QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
 MAX.KONZENTRATION = 0.77  
 HALBWERTSBREITE = 5.93  
 VERSCHIEBUNG = -1.45



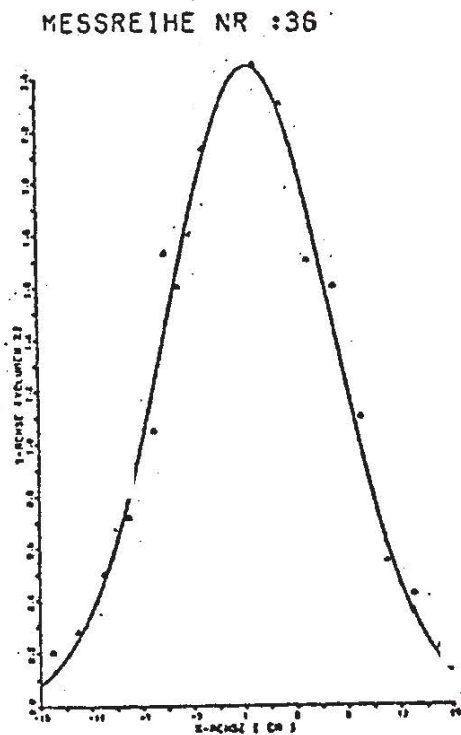
HOEHE = 80.00  
 LUFTMENGE = 0.0009  
 QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
 MAX.KONZENTRATION = 1.16  
 HALBWERTSBREITE = 5.30  
 VERSCHIEBUNG = -1.10



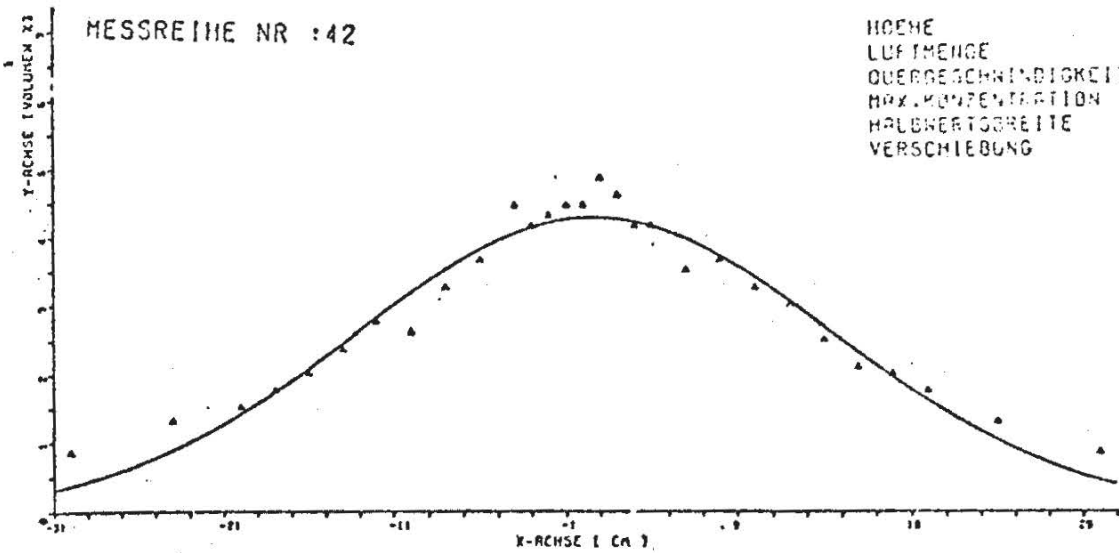
HOEHE =100.00  
 LUFTMENGE =0.0000  
 QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
 MAX.KONZENTRATION =1.05  
 HALBWERTSBREITE =14.04  
 VERSCHIEBUNG =3.00



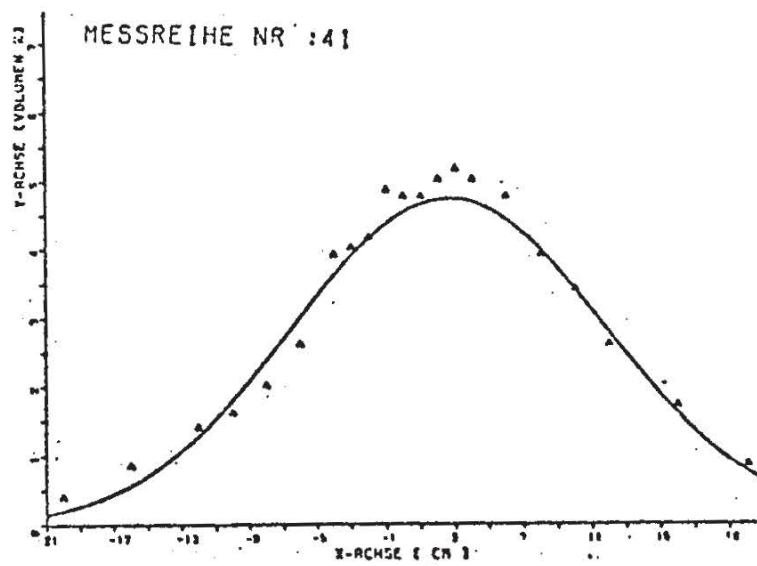
HOEHE =120.00  
 LUFTMENGE =0.0000  
 QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
 MAX.KONZENTRATION =2.07  
 HALBWERTSBREITE =9.39  
 VERSCHIEBUNG =0.45



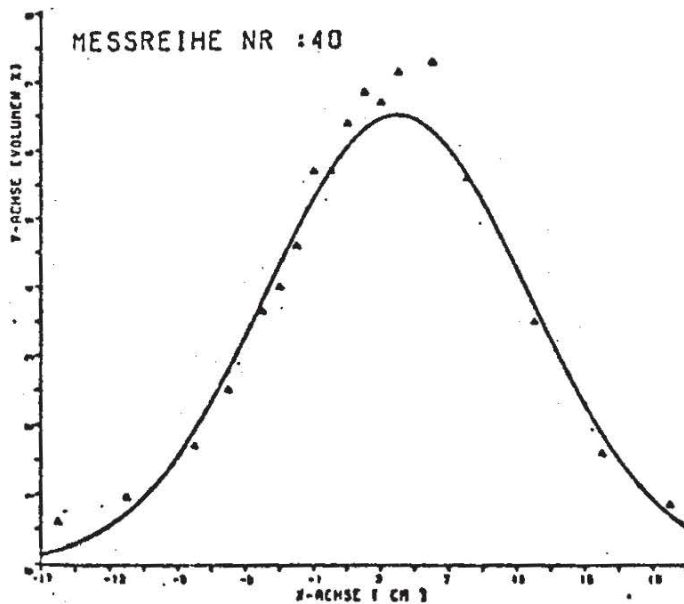
HOEHE =80.00  
 LUFTMENGE =0.0000  
 QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
 MAX.KONZENTRATION =2.45  
 HALBWERTSBREITE =7.45  
 VERSCHIEBUNG =1.50



HOEHE =100.00  
 LUFTMENGE =0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
 MAX.KONZENTRATION =4.28  
 HALBWERTSBREITE =16.29  
 VERSCHIEBUNG =0.95



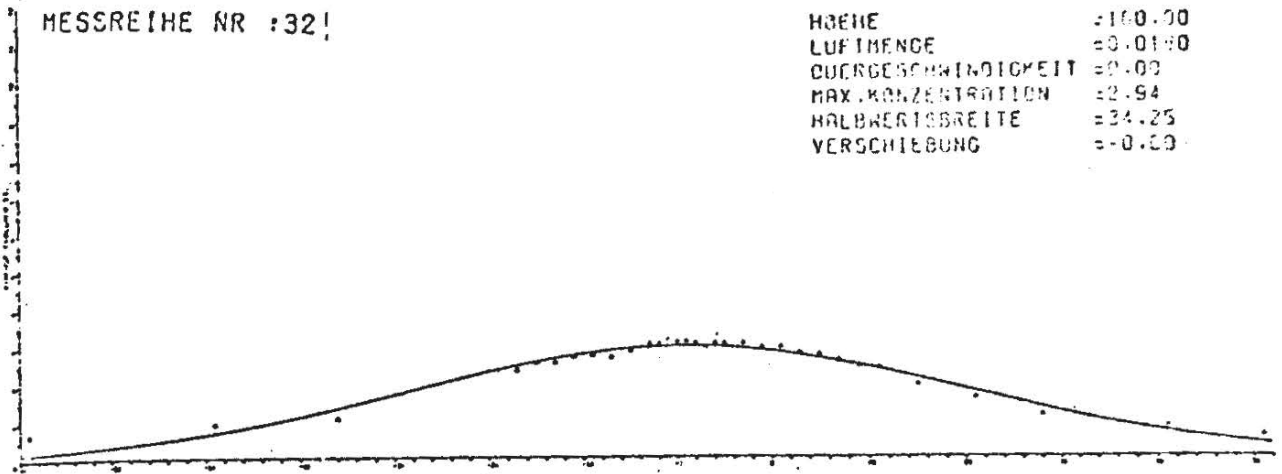
HOEHE =120.00  
 LUFTMENGE =0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
 MAX.KONZENTRATION =4.72  
 HALBWERTSBREITE =10.85  
 VERSCHIEBUNG =2.55



HOEHE =80.00  
 LUFTMENGE =0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
 MAX.KONZENTRATION =6.53  
 HALBWERTSBREITE =8.98  
 VERSCHIEBUNG =3.95

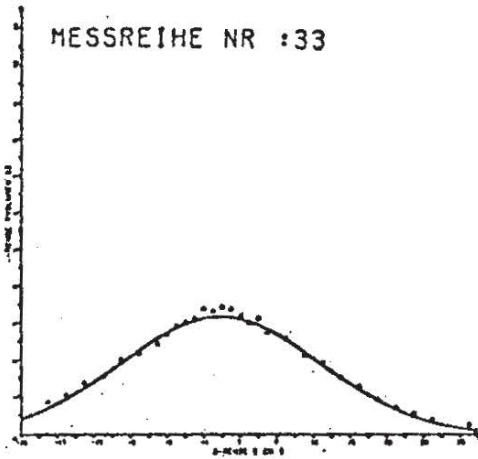
MESSREIHE NR :32!

HOEHE =100.00  
LUFTHENGE =0.0180  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =2.94  
HALBWERTSBREITE =34.25  
VERSCHIEBUNG =-0.00



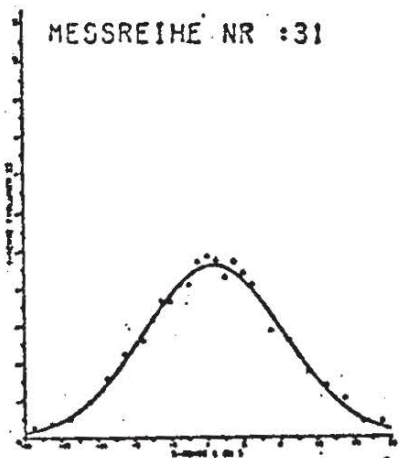
MESSREIHE NR :33

HOEHE =120.00  
LUFTHENGE =0.0180  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =3.14  
HALBWERTSBREITE =12.70  
VERSCHIEBUNG =0.65

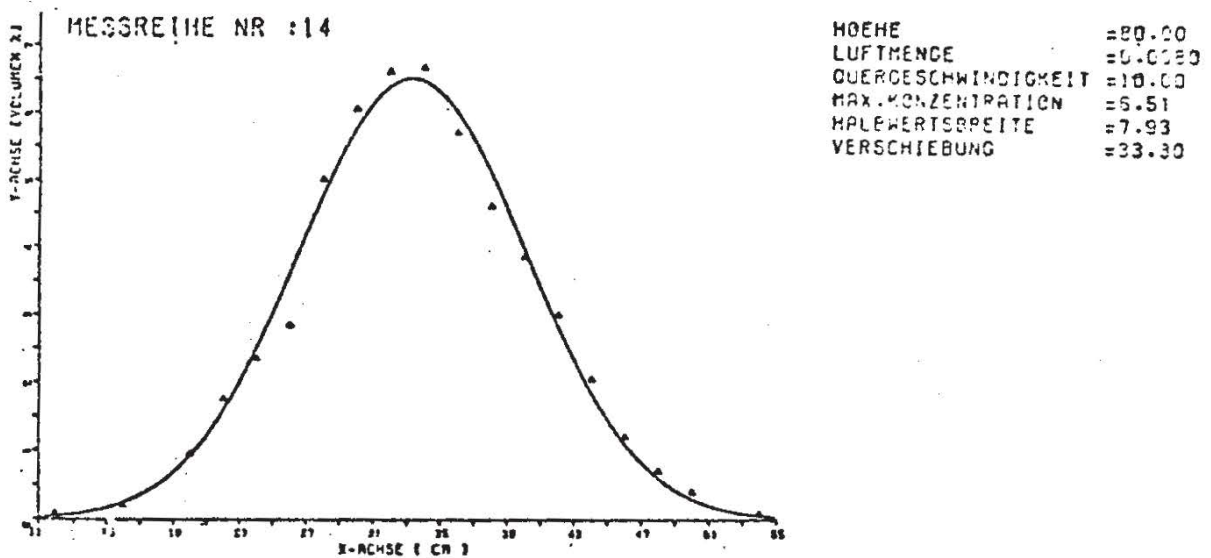
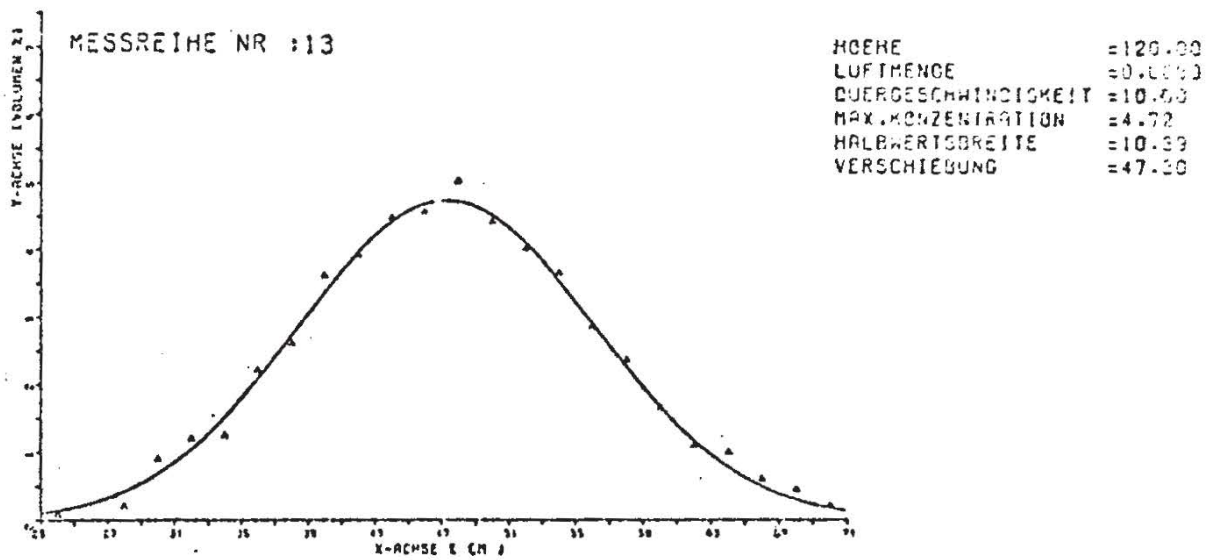
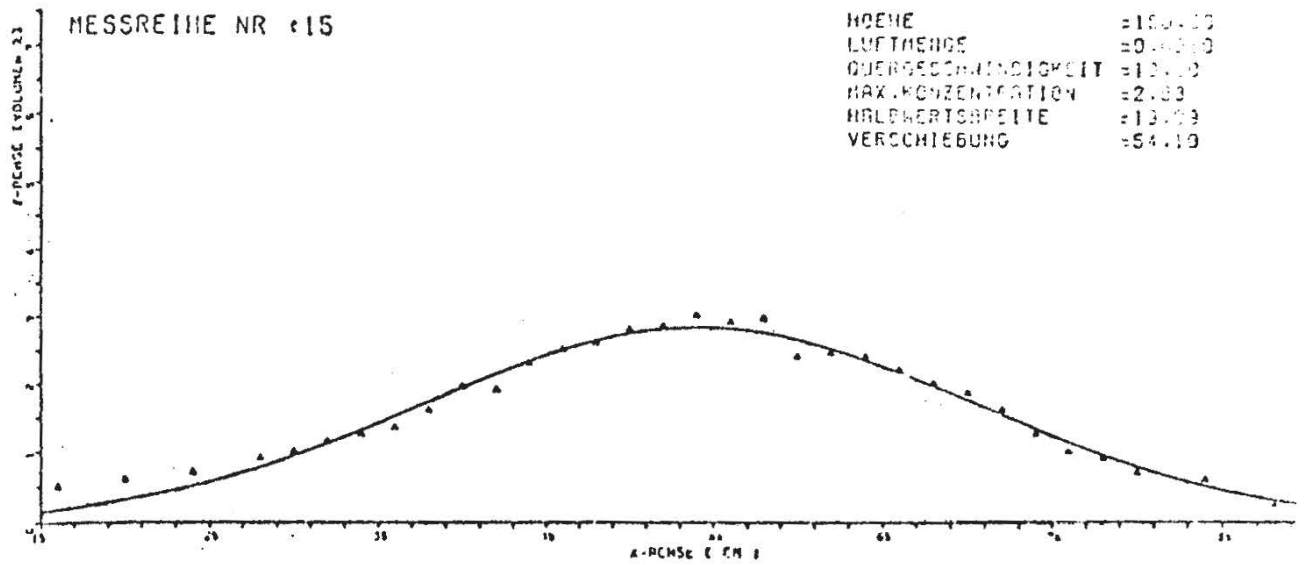


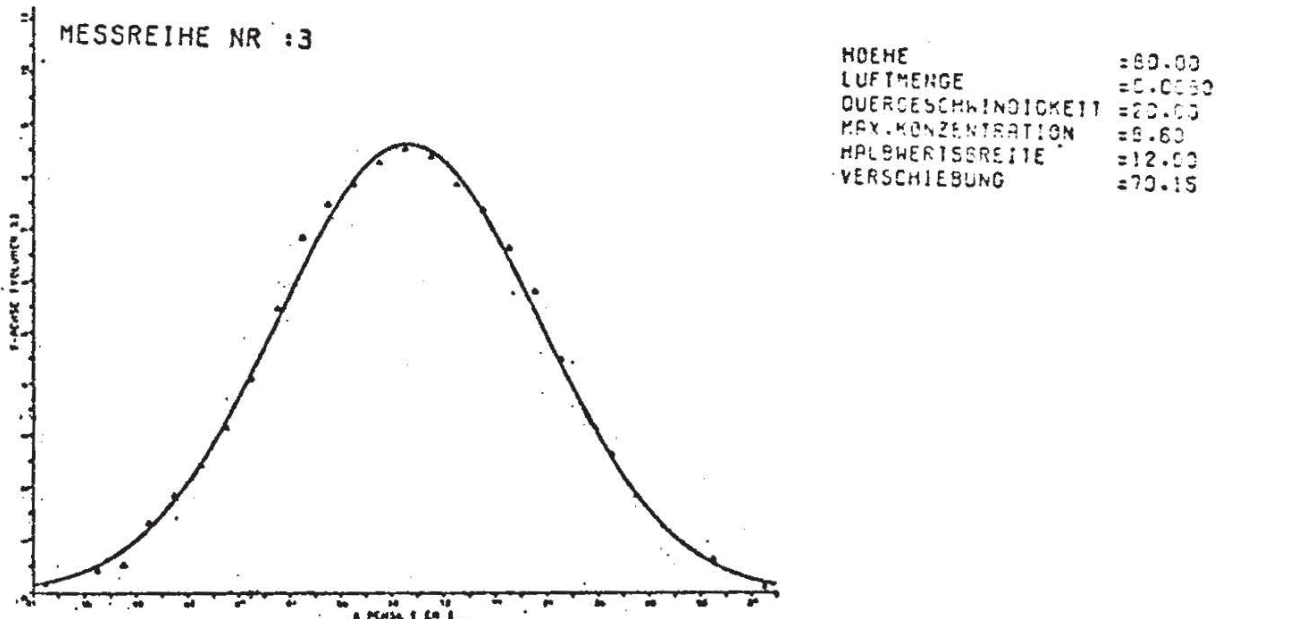
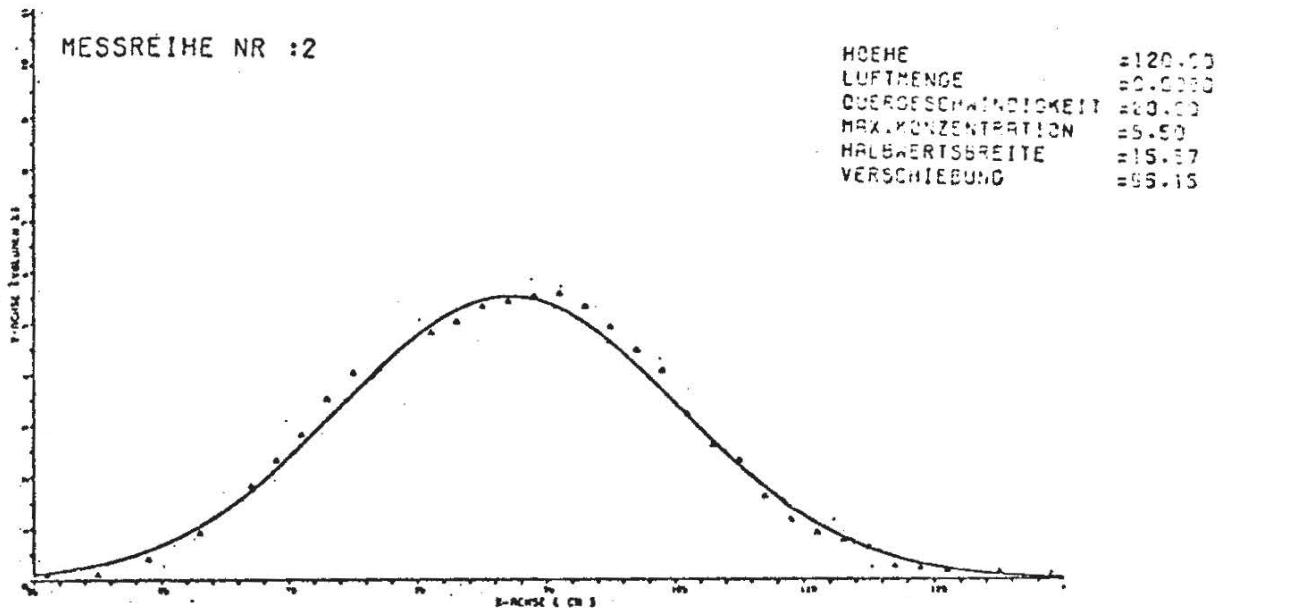
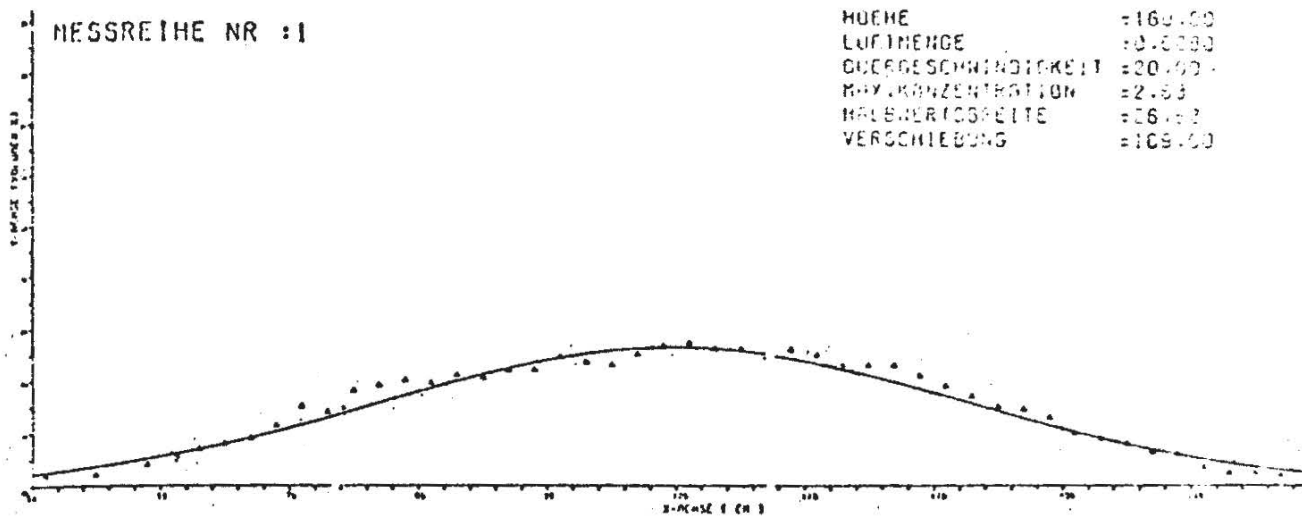
MESSREIHE NR :31

HOEHE =80.00  
LUFTHENGE =0.0180  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =4.51  
HALBWERTSBREITE =9.03  
VERSCHIEBUNG =1.70



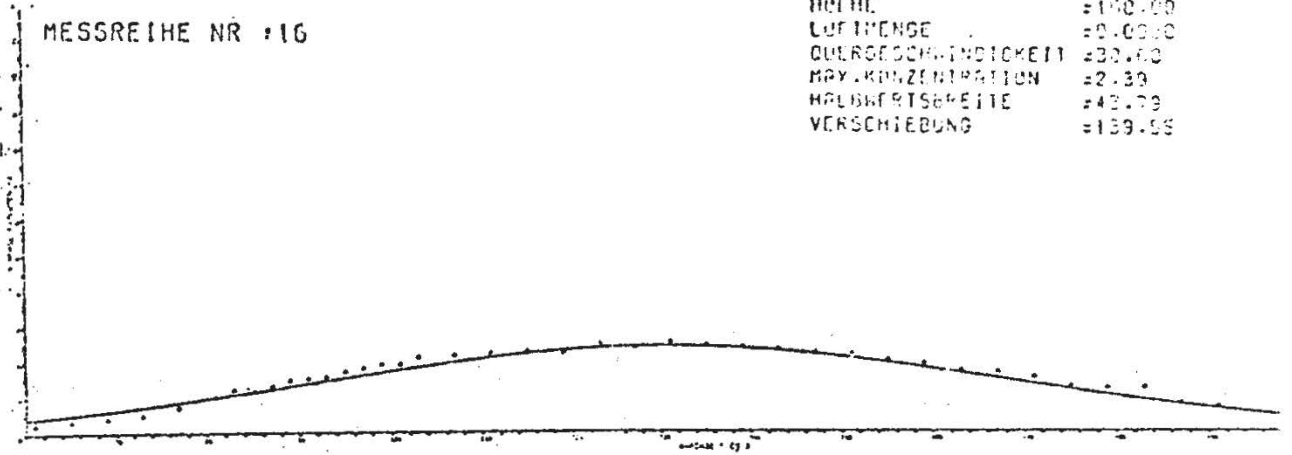






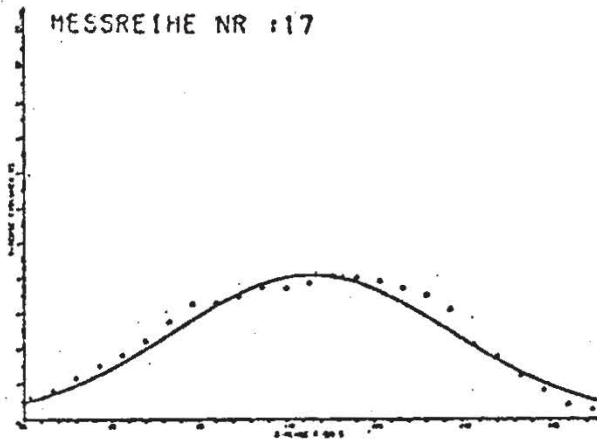
MESSREIHE NR :16

HOEHE =190.00  
LUFTMENGE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =30.00  
MAX.KONZENTRATION =2.30  
HALBWERTSBREITE =43.79  
VERSCHIEBUNG =139.65



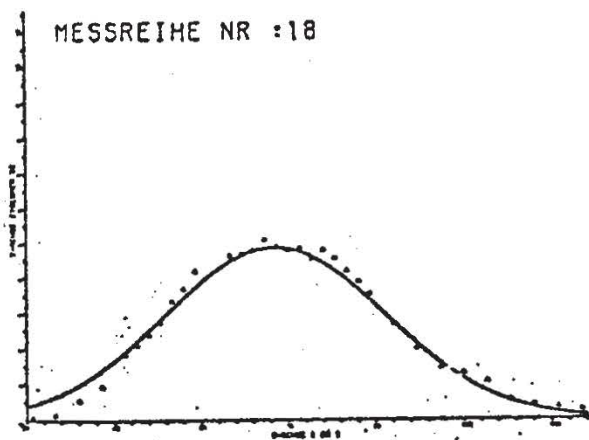
MESSREIHE NR :17

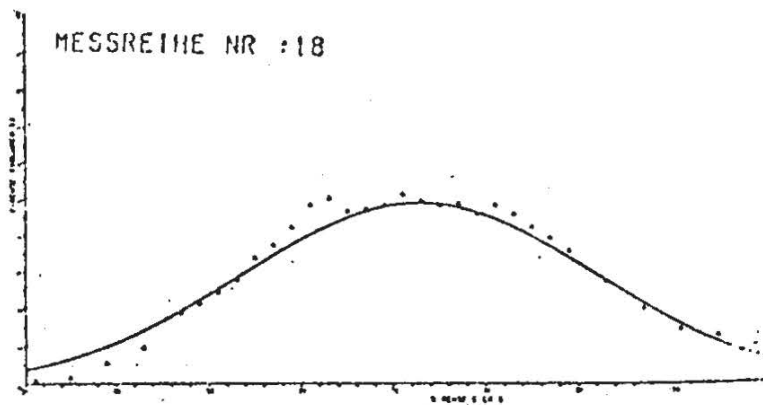
HOEHE =120.00  
LUFTMENGE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =30.00  
MAX.KONZENTRATION =4.03  
HALBWERTSBREITE =27.62  
VERSCHIEBUNG =114.40



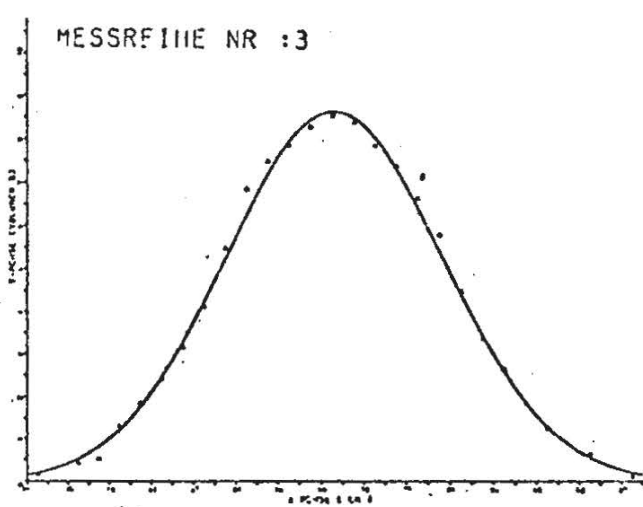
MESSREIHE NR :18

HOEHE =80.00  
LUFTMENGE =0.0090  
QUERGESCHWINDIGKEIT =30.00  
MAX.KONZENTRATION =4.87  
HALBWERTSBREITE =22.29  
VERSCHIEBUNG =73.60

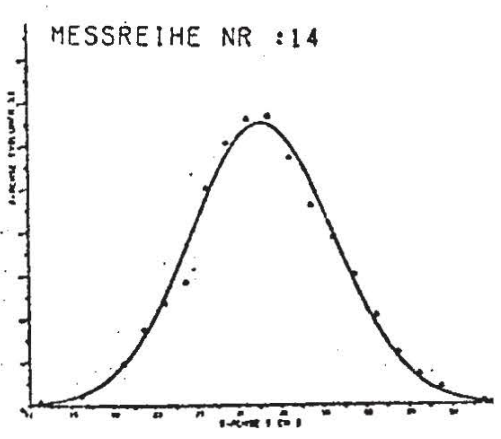




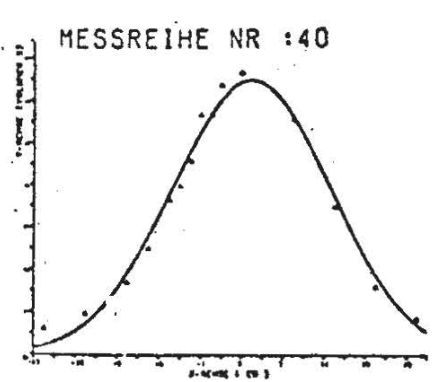
HOEHE = 80.00  
 LUFTMENGE = 0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
 MAX.KONZENTRATION = 4.87  
 HALBWERTSBREITE = 22.26  
 VERSCHIEBUNG = 13.60



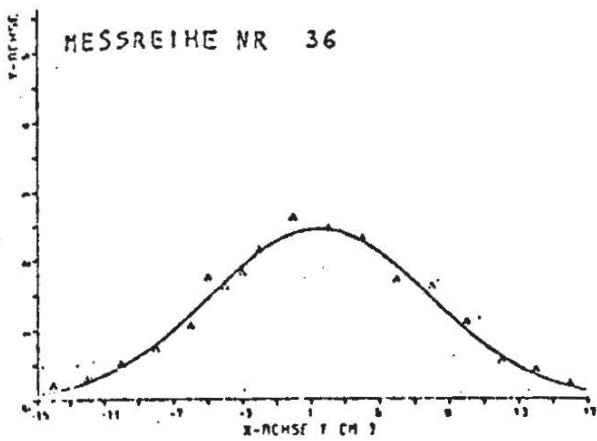
HOEHE = 80.00  
 LUFTMENGE = 0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
 MAX.KONZENTRATION = 3.60  
 HALBWERTSBREITE = 12.00  
 VERSCHIEBUNG = 20.15



HOEHE = 80.00  
 LUFTMENGE = 0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
 MAX.KONZENTRATION = 5.91  
 HALBWERTSBREITE = 7.93  
 VERSCHIEBUNG = 33.30

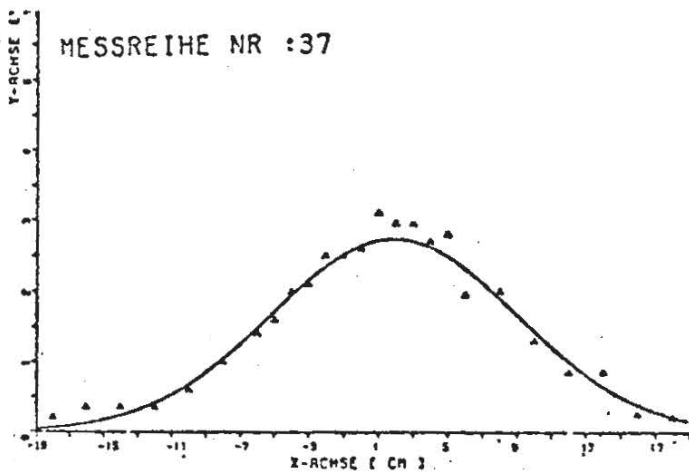


HOEHE = 80.00  
 LUFTMENGE = 0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
 MAX.KONZENTRATION = 6.53  
 HALBWERTSBREITE = 8.93  
 VERSCHIEBUNG = 2.95



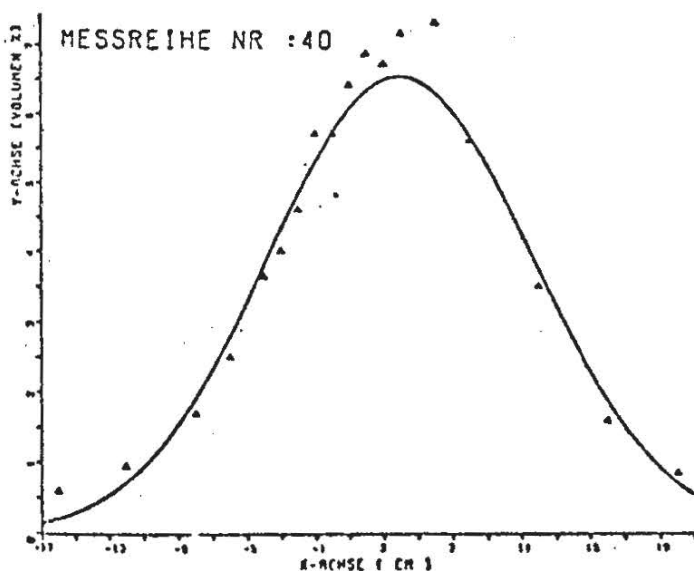
HOEHE =80.00  
 LUFTMENGE =0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
 MAX.KONZENTRATION =2.45  
 HALBWERTSREITE =7.45  
 VERSCHIEBUNG =1.50

Sonde 2a



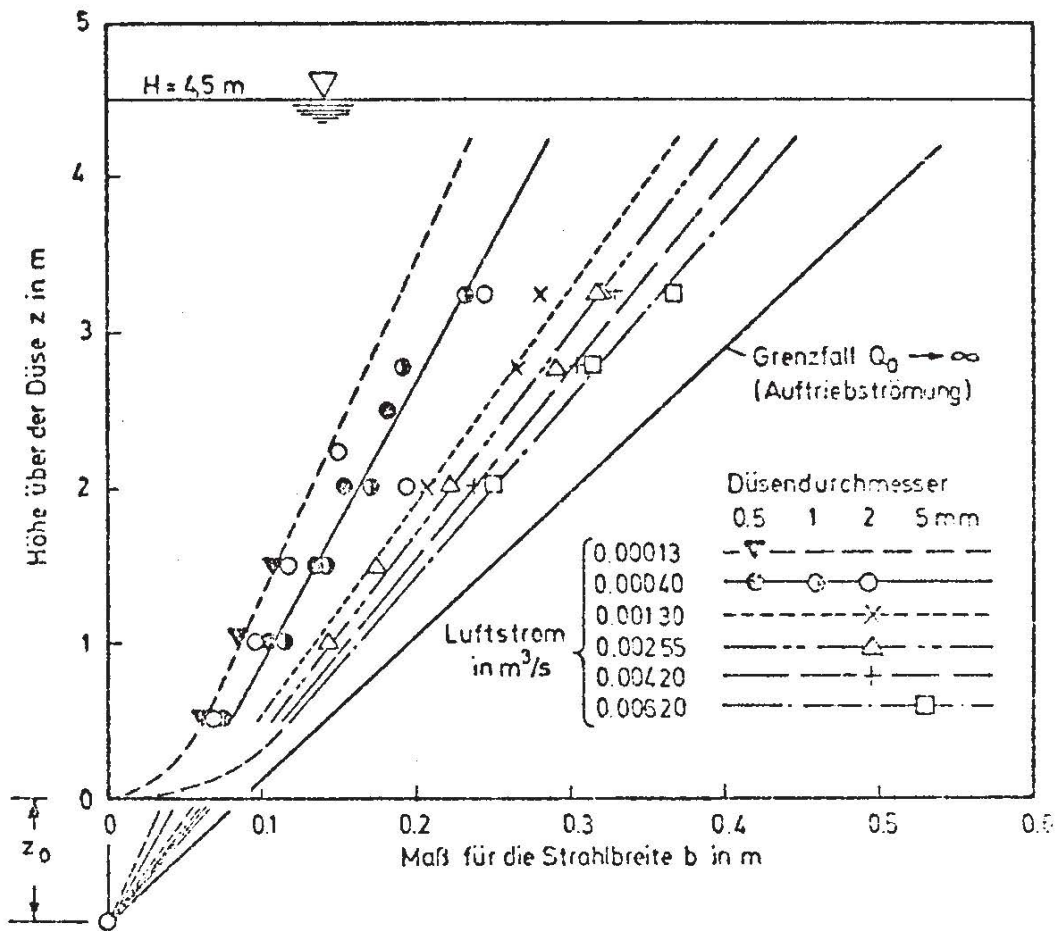
HOEHE =80.00  
 LUFTMENGE =0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
 MAX.KONZENTRATION =2.74  
 HALBWERTSREITE =8.40  
 VERSCHIEBUNG =1.50

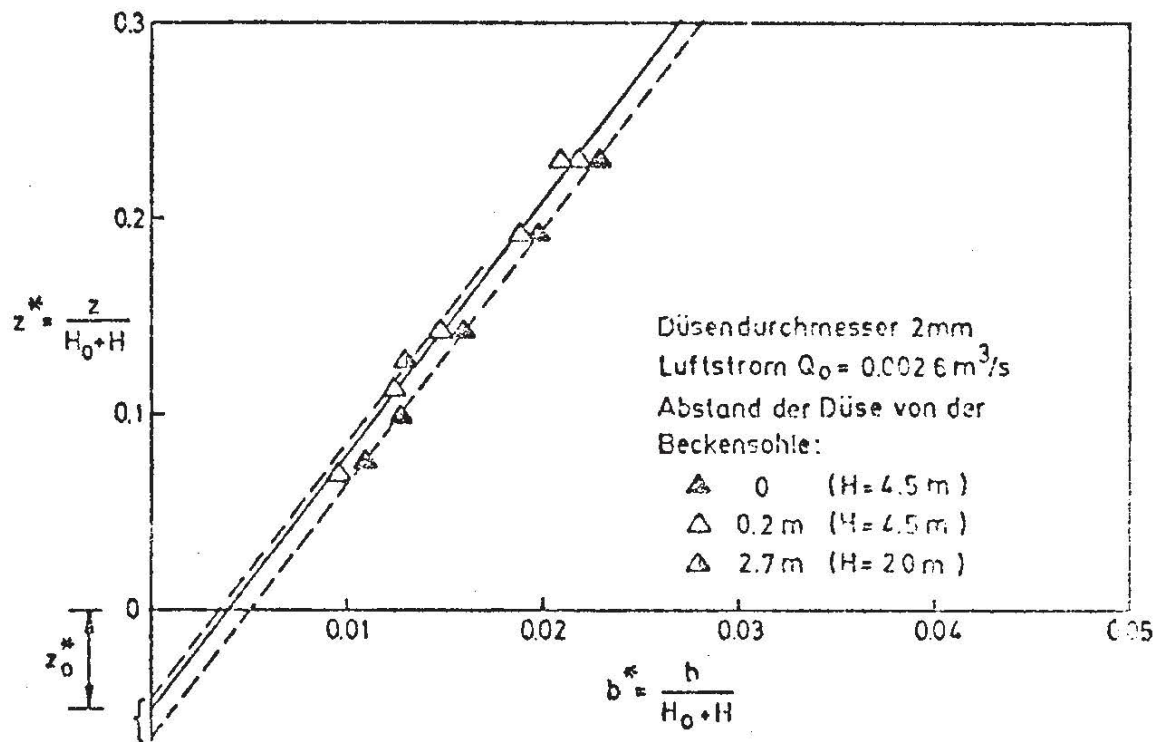
Sonde 2b

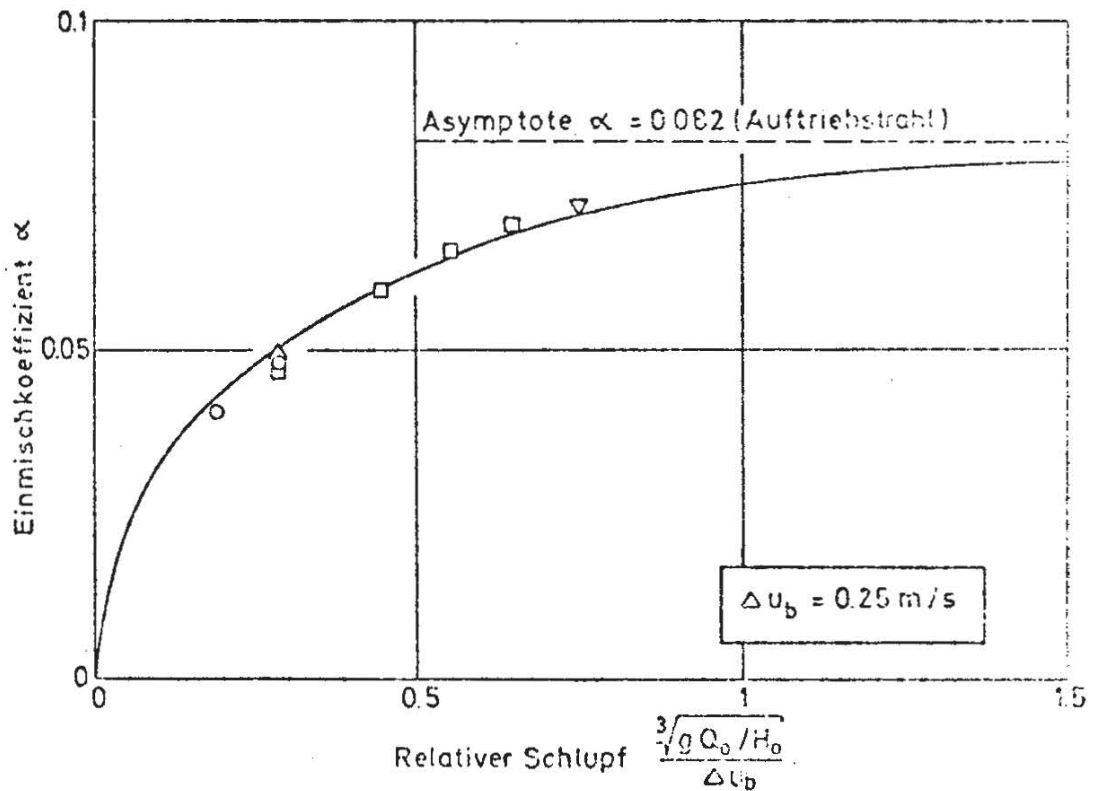
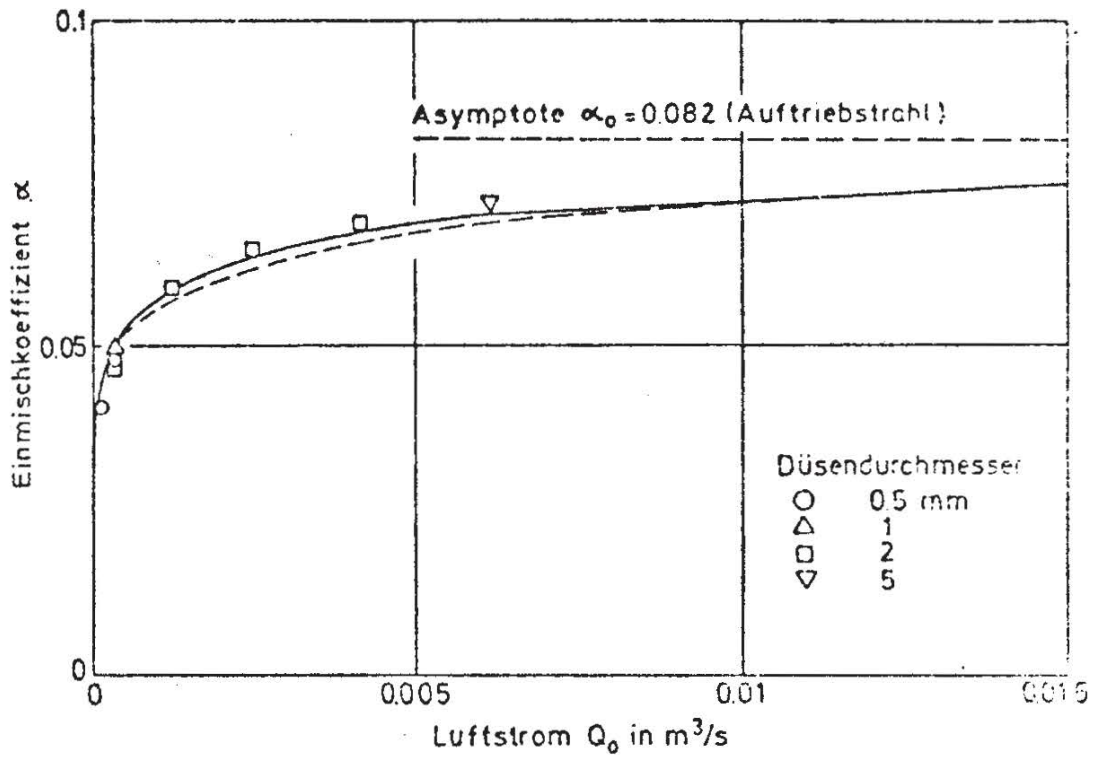


HOEHE =80.00  
 LUFTMENGE =0.0080  
 QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
 MAX.KONZENTRATION =5.53  
 HALBWERTSREITE =8.93  
 VERSCHIEBUNG =3.95

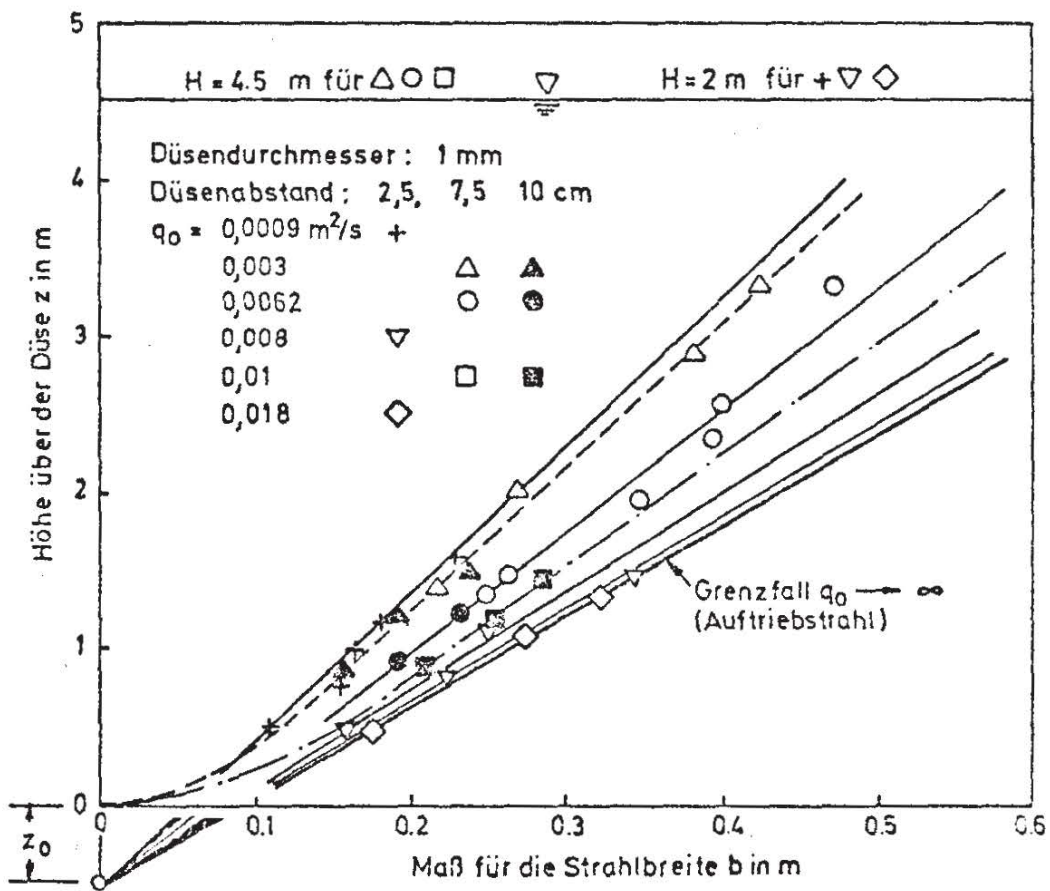
Sonde 3a

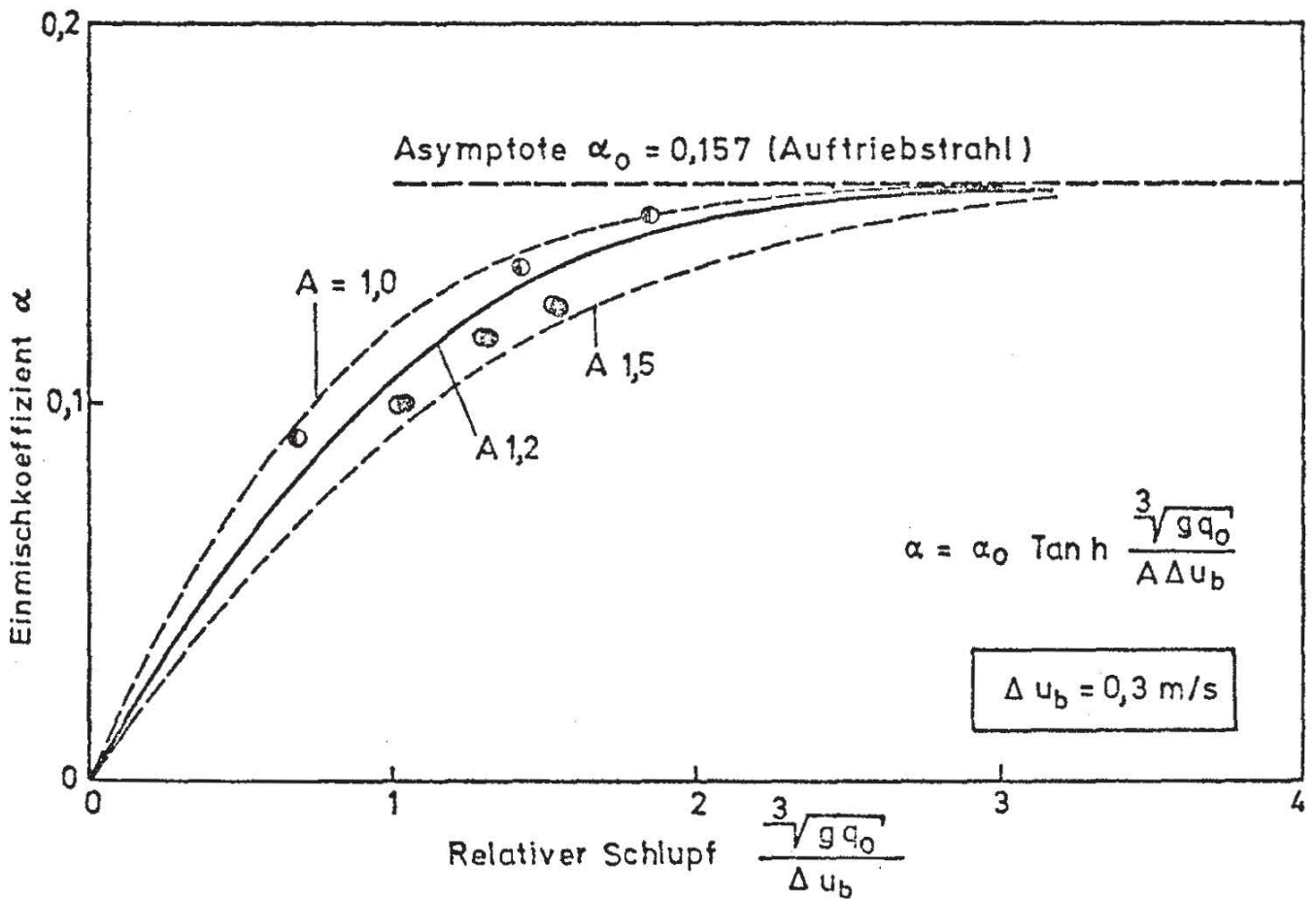
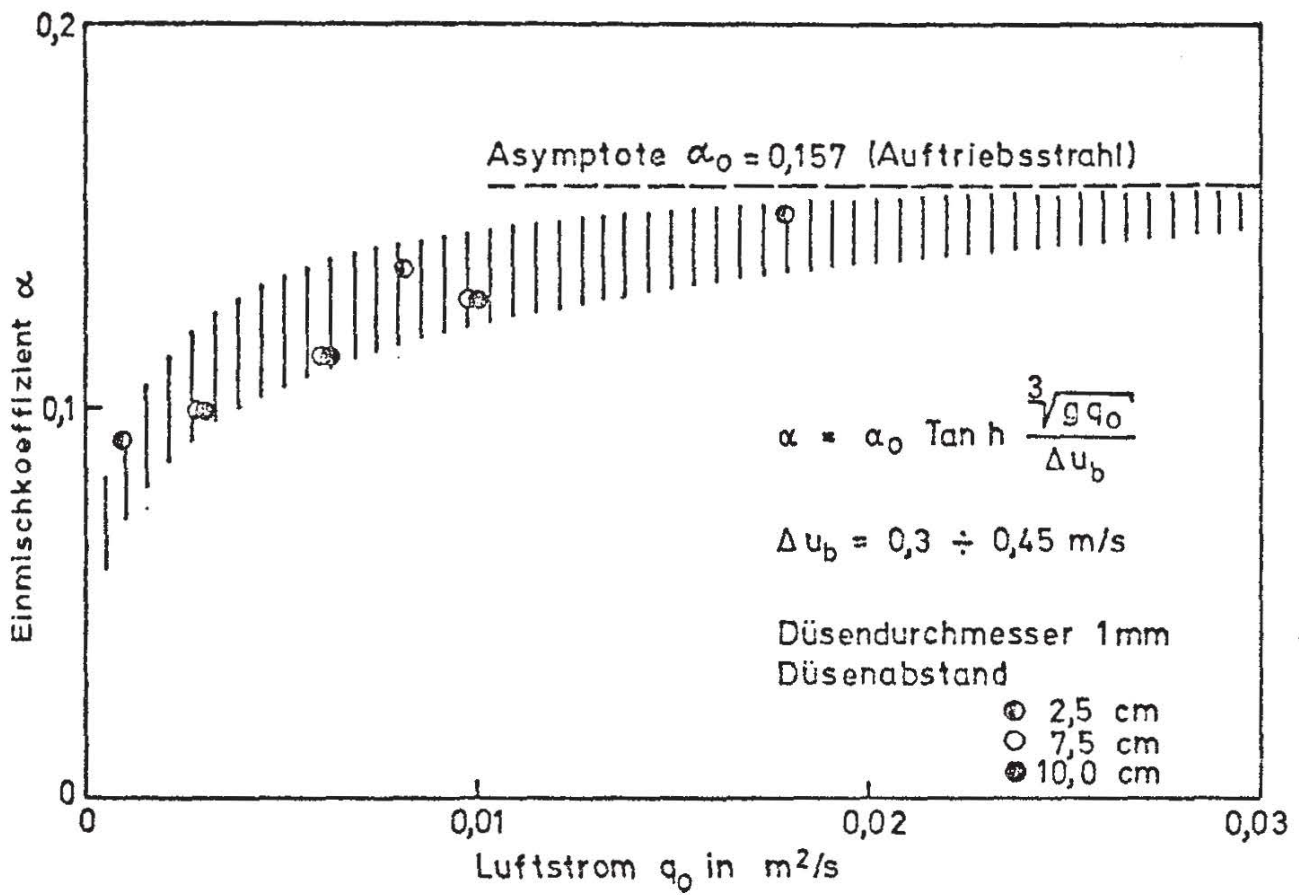






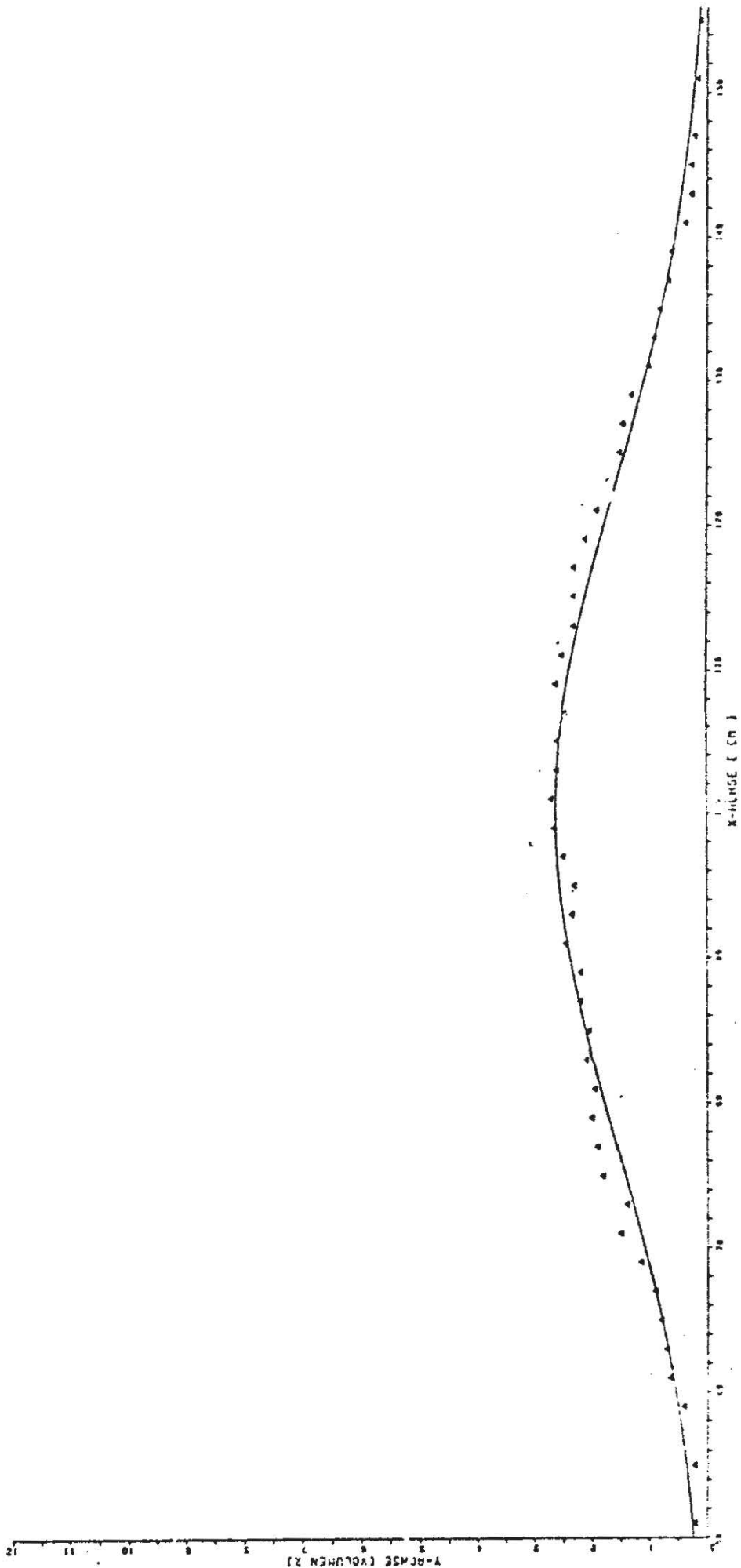






MESSREIHE NR : 1

HOEHE = 160.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 20.00  
MAX. KONZENTRATION = 2.63  
HALBWERTSBREITE = 26.62  
VERSCHIEBUNG = 109.00



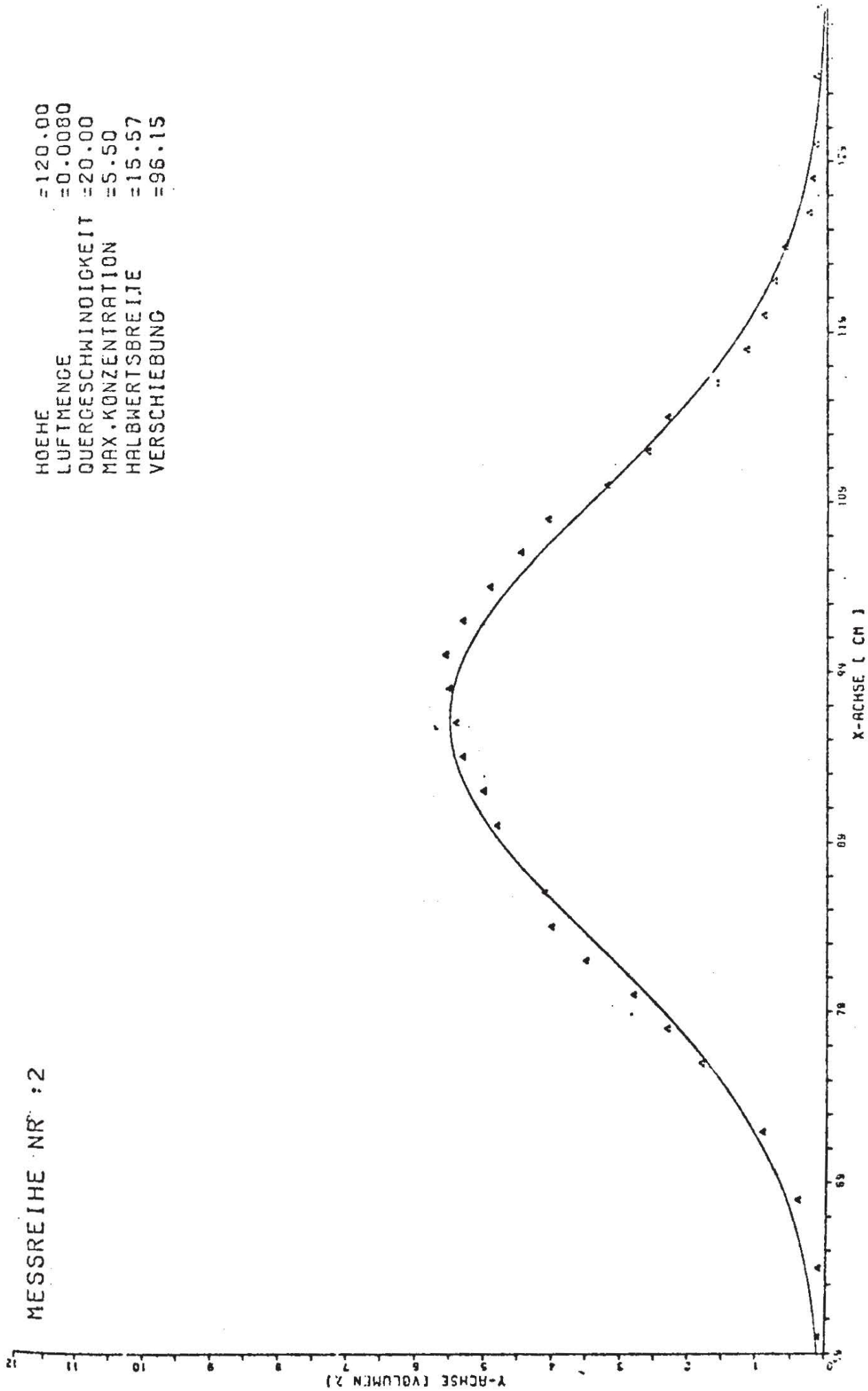
SPB 00

A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR: 2

HOEHE = 120.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 20.00  
MAX. KONZENTRATION = 5.50  
HALBWERTSBREITZE = 15.57  
VERSCHIEBUNG = 96.15

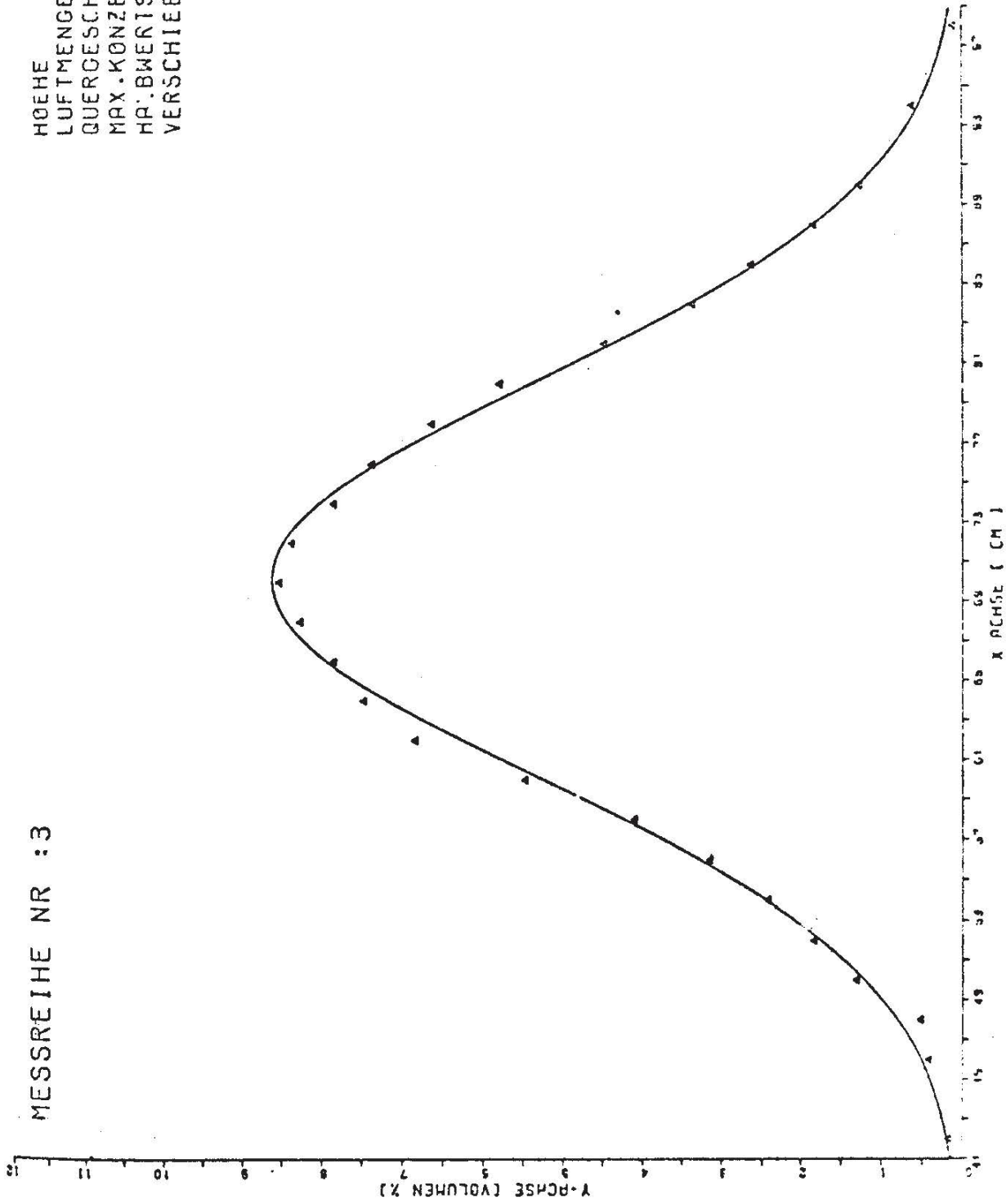


SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONVERTEILUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 3

HOEHE = 80.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 20.00  
MAX.KONZENTRATION = 8.60  
HA'.BWERTSBREITE = 12.00  
VERSCHIEBUNG = 70.15

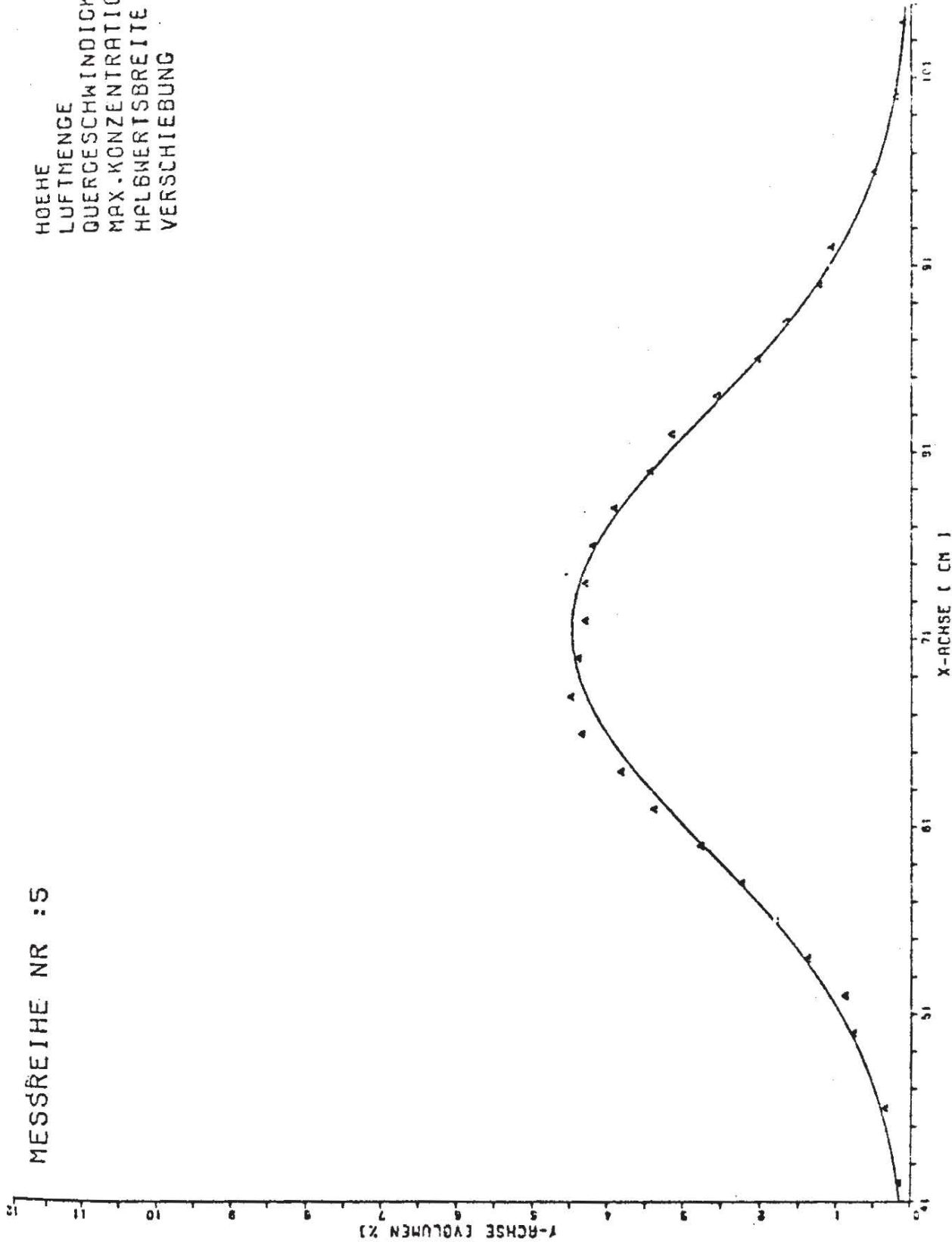


SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 5

HOEHE = 80.00  
LUFTMENGE = 0.0050  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 20.00  
MAX.KONZENTRATION = 4.48  
HALBWERTSBREITE = 13.67  
VERSCHIEBUNG = 71.50

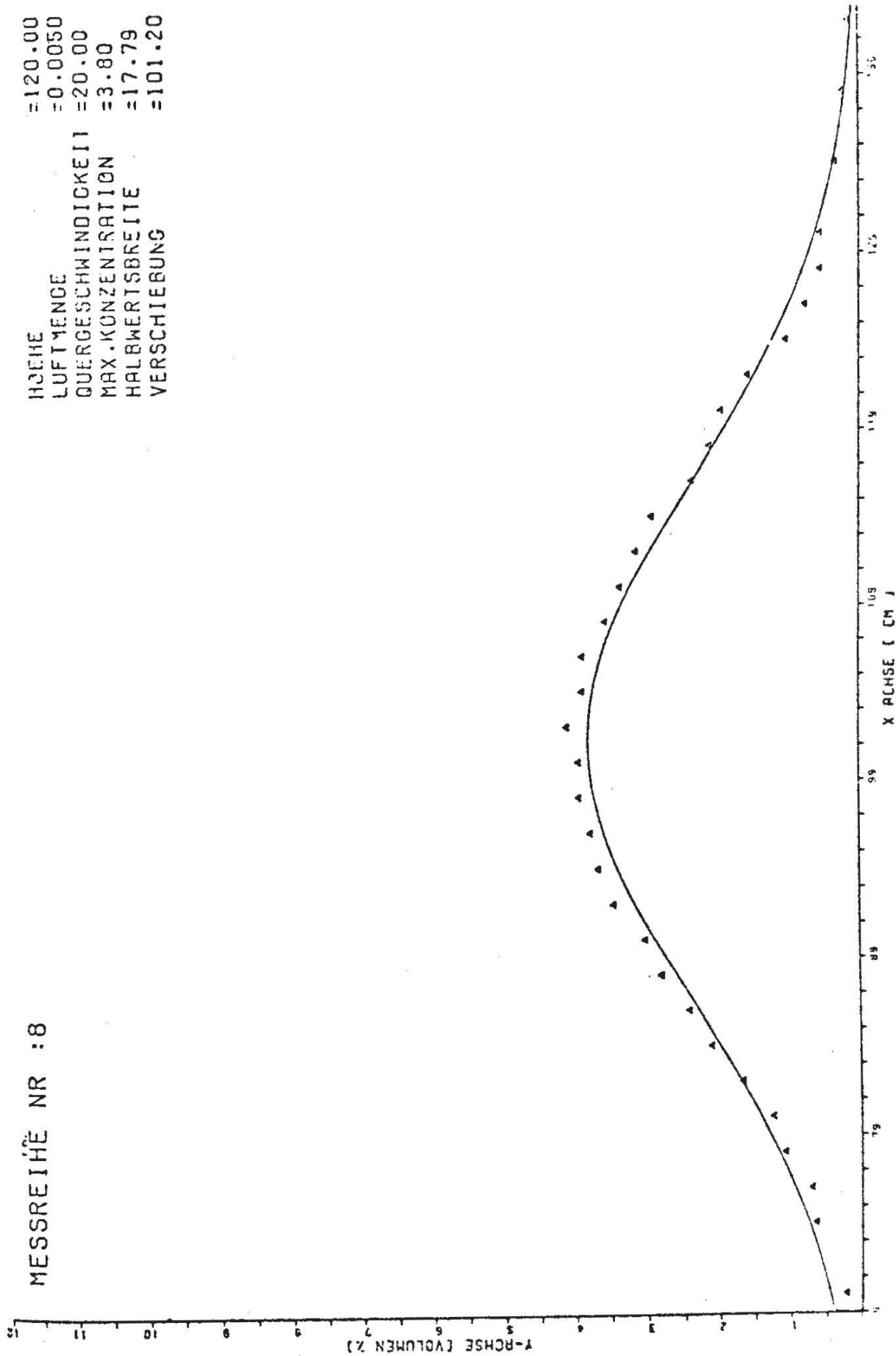


SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 8

HÖHE = 120.00  
LUFTMENDE = 0.0050  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 20.00  
MAX.KONZENTRATION = 3.80  
HALBWERTSBREITE = 17.79  
VERSCHIEBUNG = 101.20

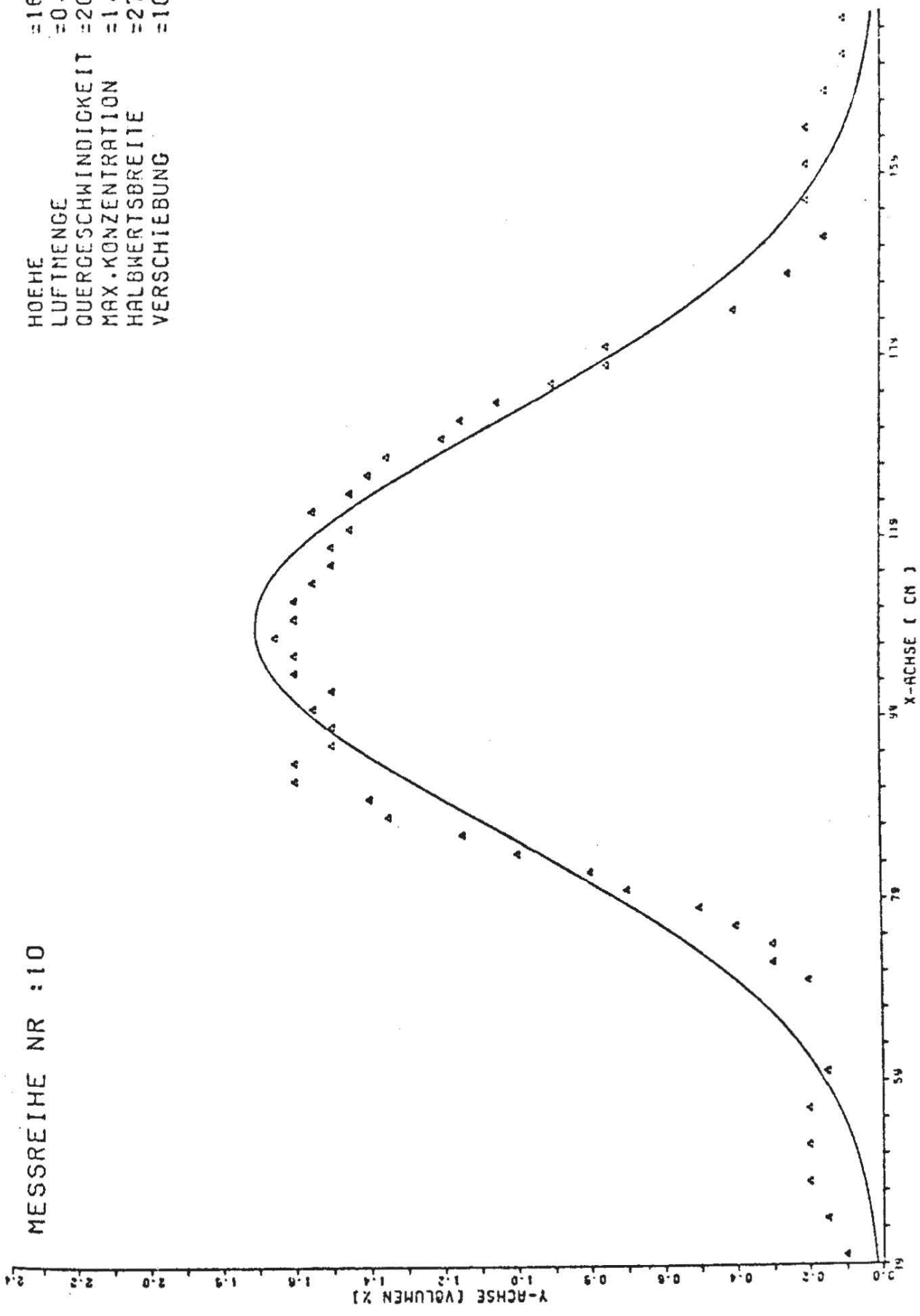


SFB 30  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 10

HOEHE = 160.00  
LUFTMENGE = 0.0050  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 20.00  
MAX.KONZENTRATION = 1.71  
HALBWERTSBREITE = 27.12  
VERSCHIEBUNG = 109.15



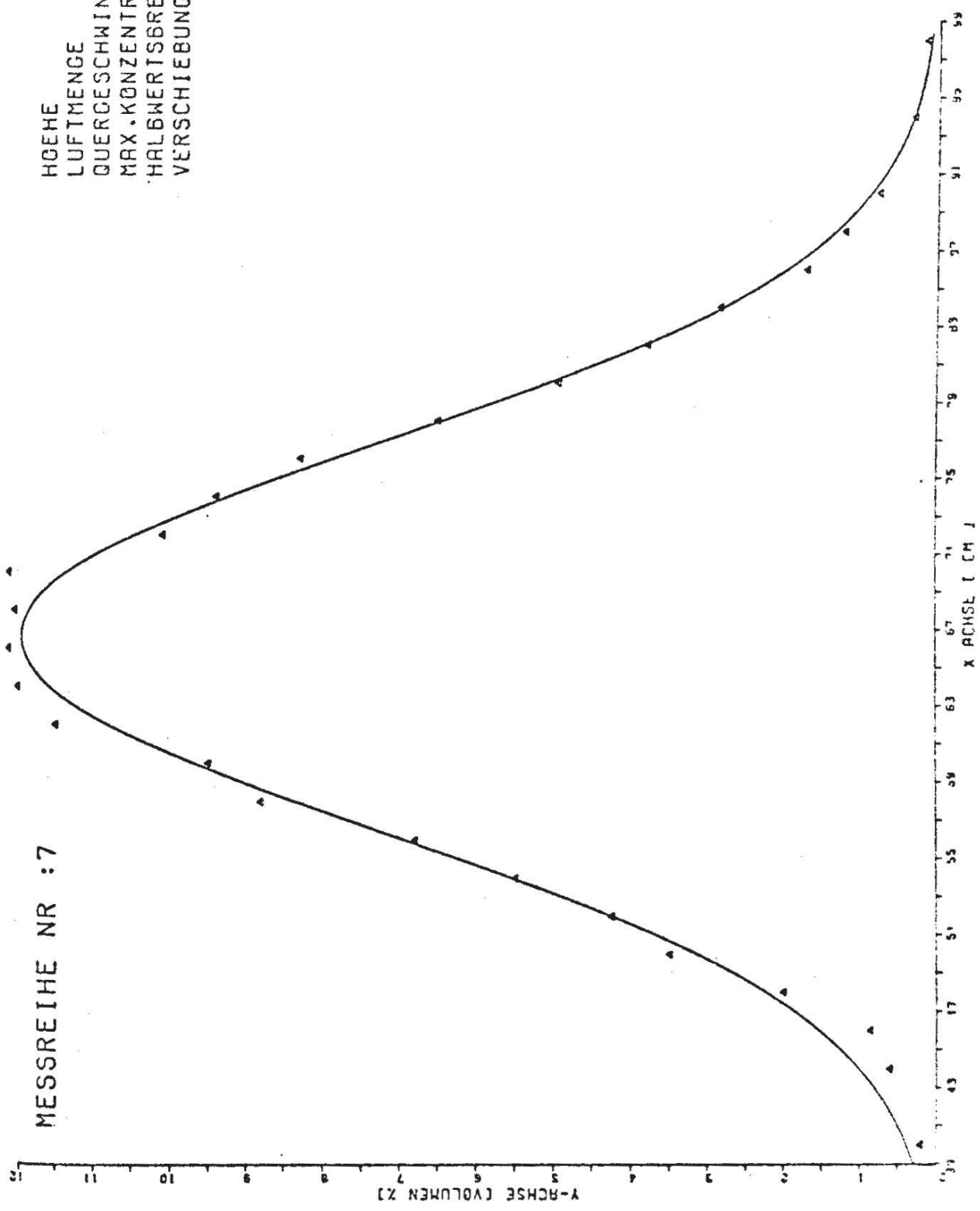
SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IN LUFTSCHLEIER



MESSREIHE NR : 7

HÖHE = 80.00  
LUFTMENGE = 0.0130  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 20.00  
MAX.KONZENTRATION = 12.00  
HALBWERTSBREITE = 11.98  
VERSCHIEBUNG = 66.65

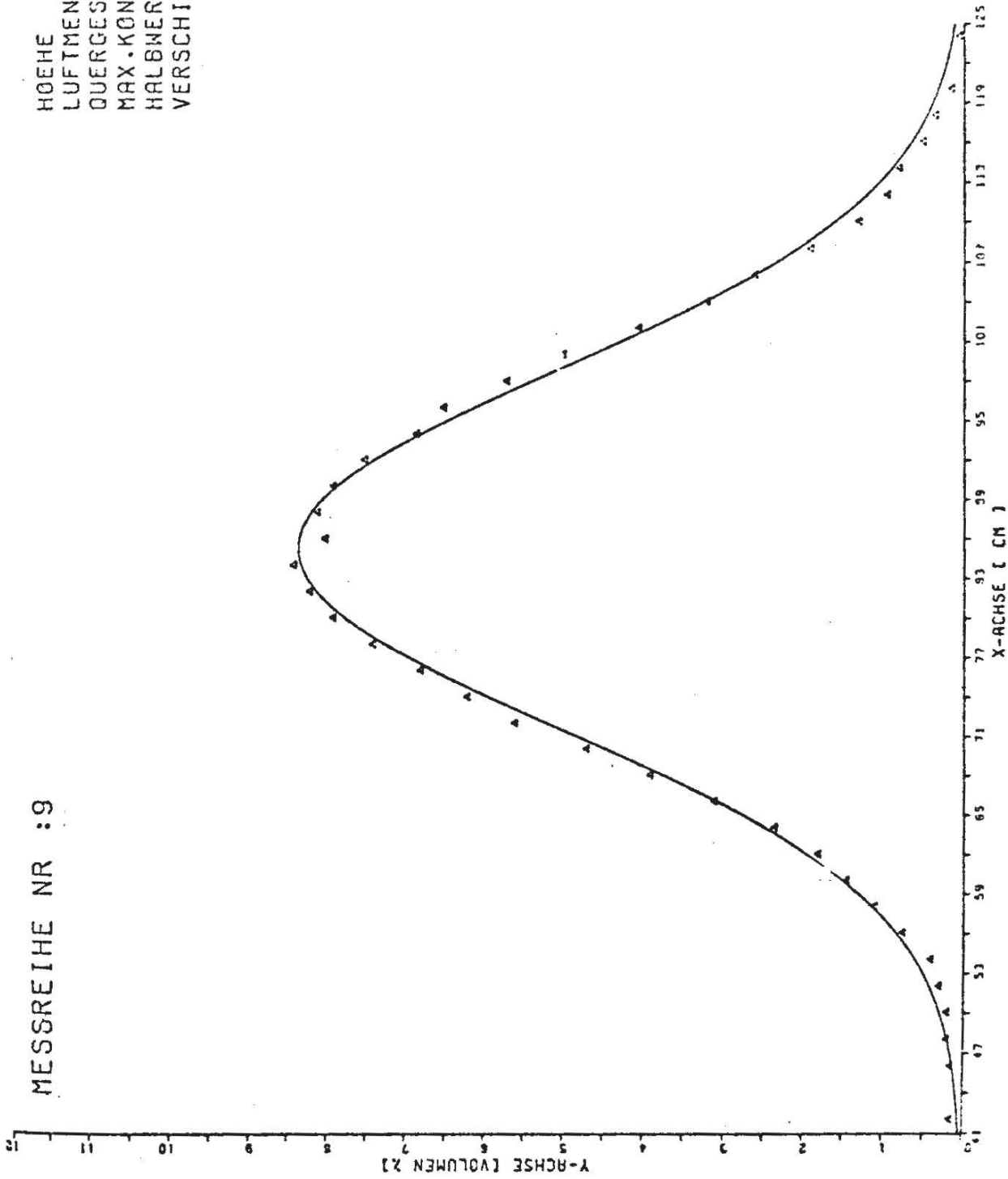


SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 9

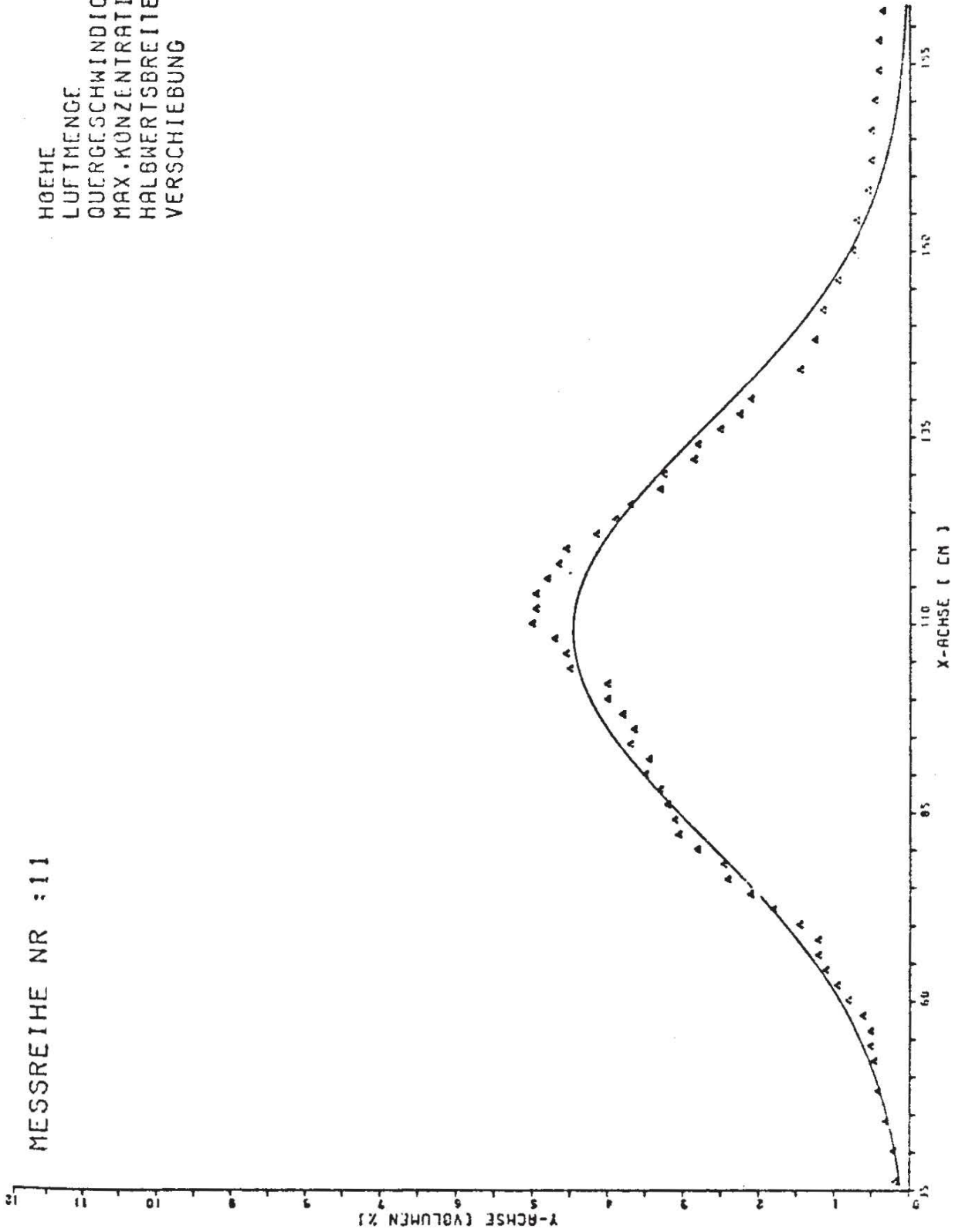
HOEHE = 120.00  
LUFTMENGE = 0.0130  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 20.00  
MAX.KONZENTRATION = 8.35  
HALBWERTSBREITE = 16.04  
VERSCHIEBUNG = 85.20



SFB 80 | KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
A 3 | IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 11

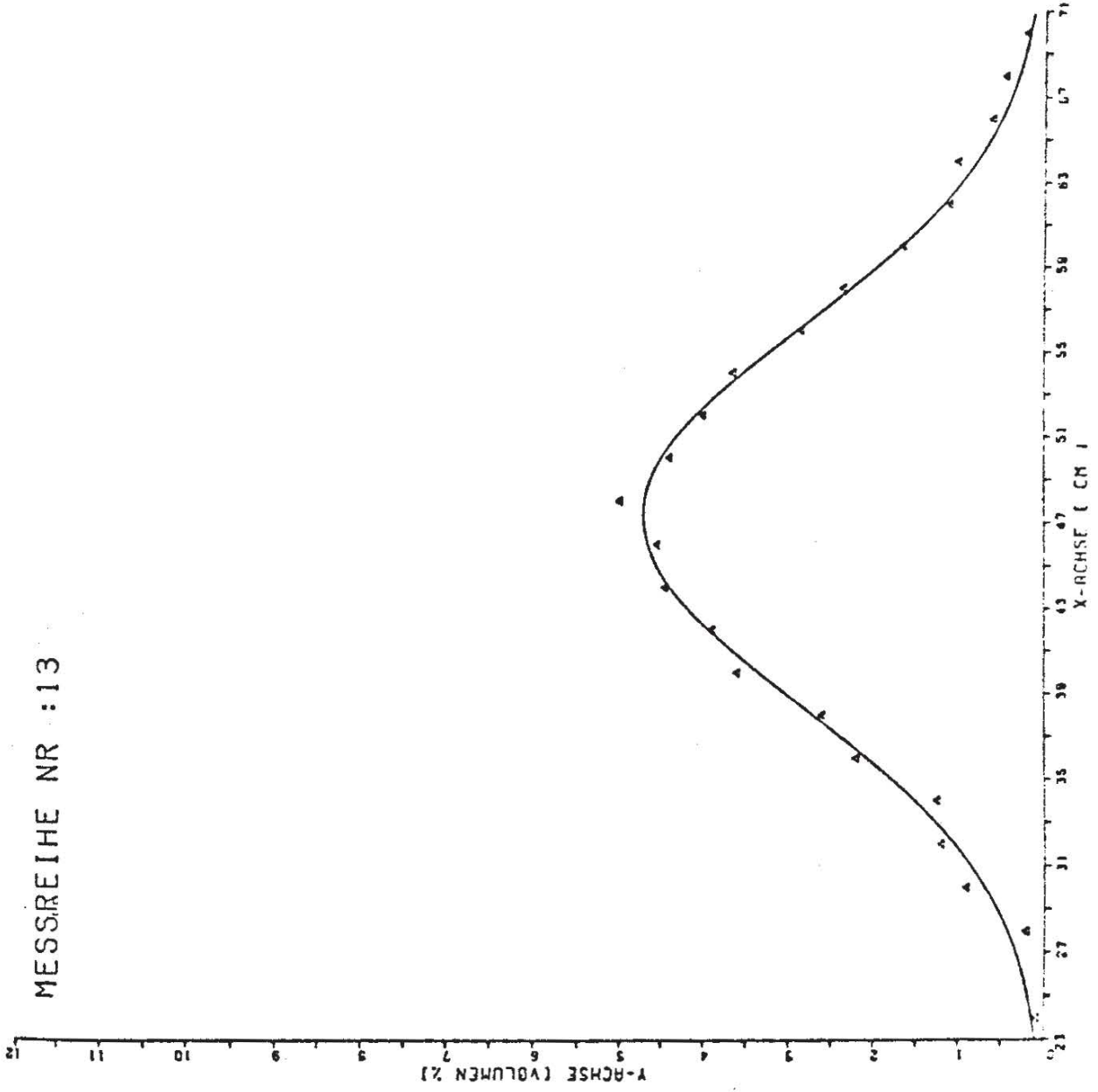
HOEHE = 160.00  
LUFTMENGE = 0.0130  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 20.00  
MAX. KONZENTRATION = 4.47  
HALBWERTSBREITE = 32.42  
VERSCHIEBUNG = 108.85



SFO 60 | KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
A 3 | IM LUFTSCHLEIFER

MESSREIHE NR : 13

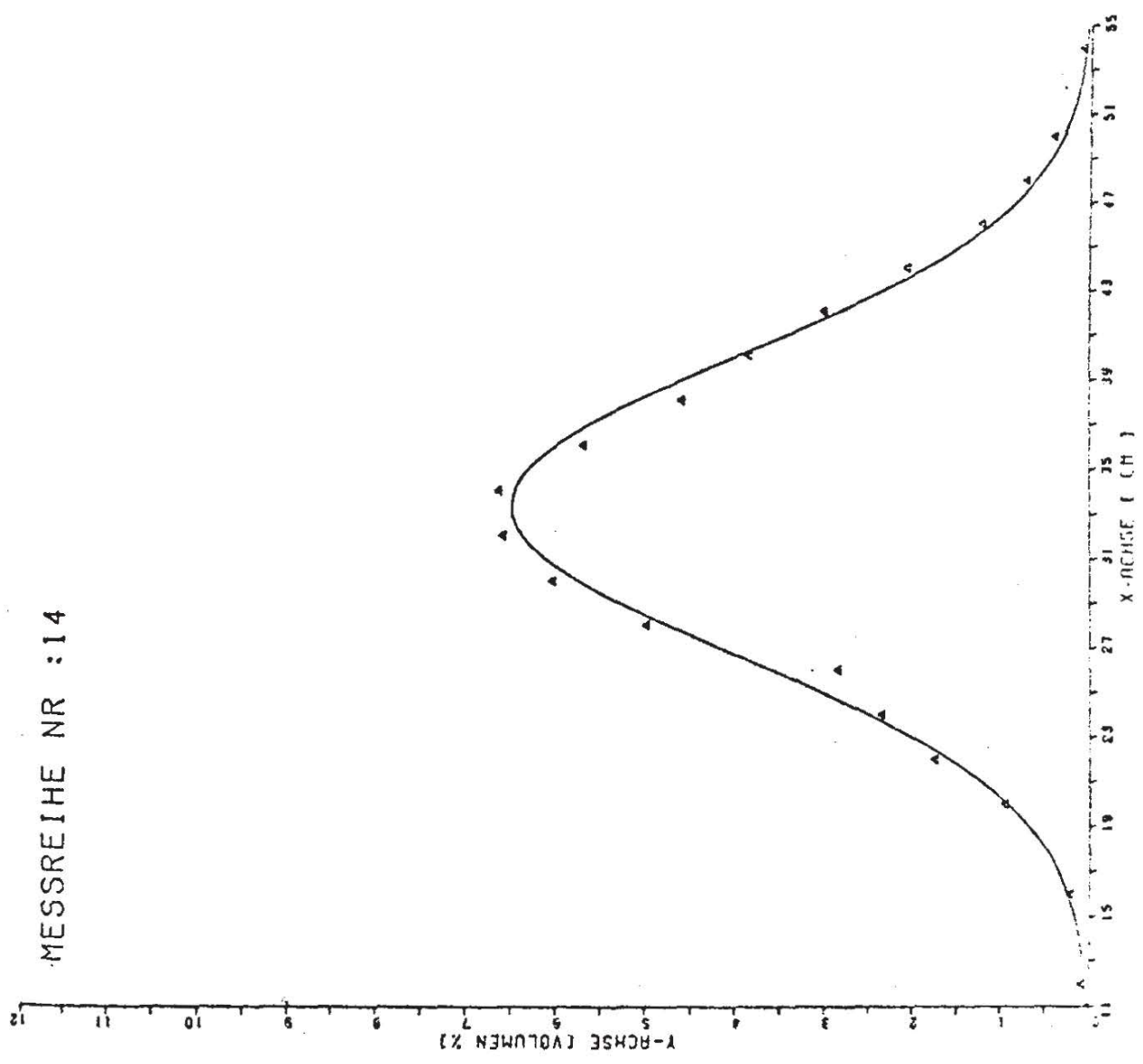
HOEHE = 120.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 10.00  
MAX.KONZENTRATION = 4.72  
HALBWERTSBREITE = 10.39  
VERSCHIEBUNG = 47.30



SFB 30 | KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
A 3 | IN LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :14

HOEHE =80.00  
LUFTMENGE =0.0080  
LUERGESCHWINDIGKEIT =10.00  
MAX.KONZENTRATION =6.51  
HALBWERTSBREITE =7.93  
VERSCHIEBUNG =33.30

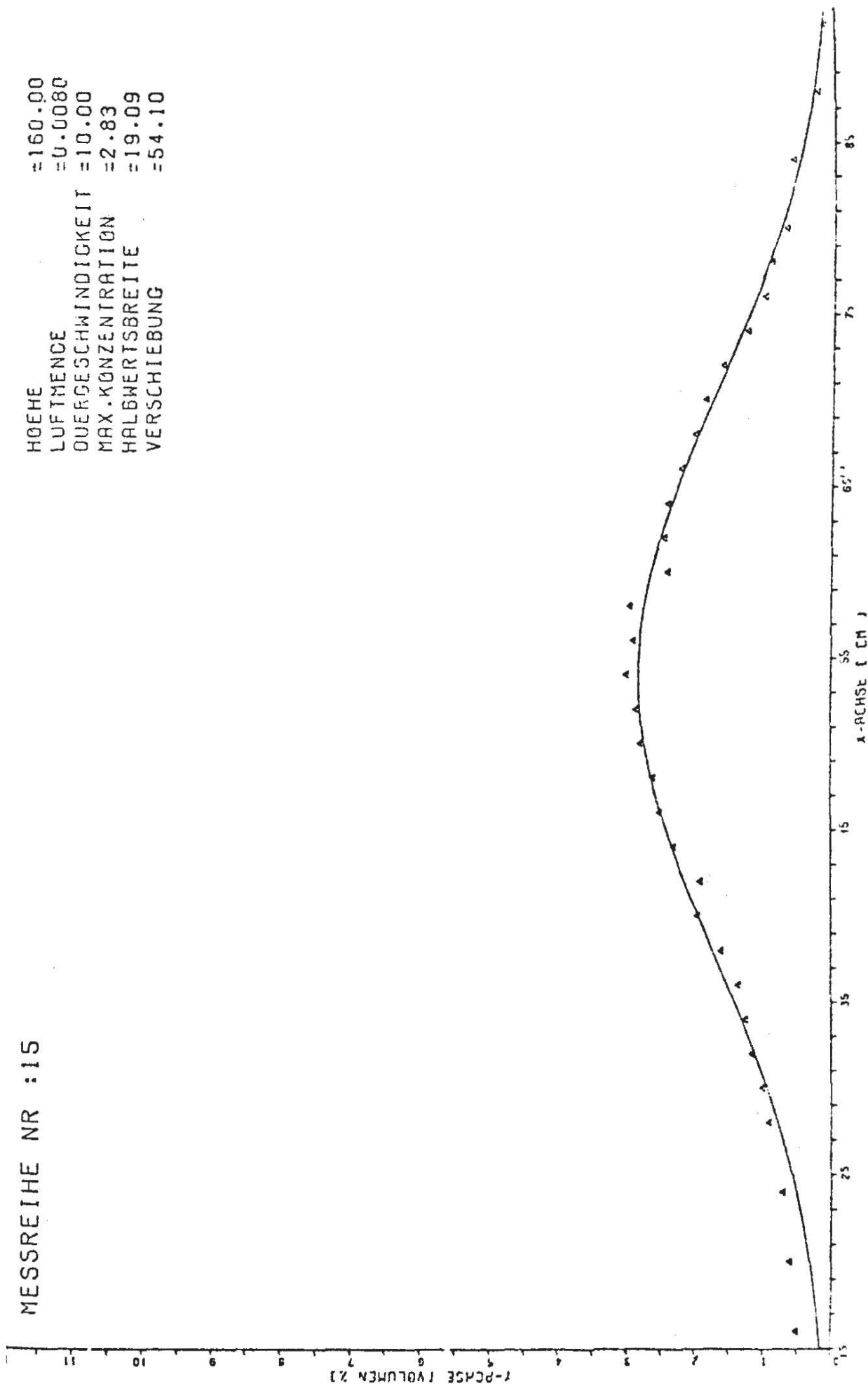


SFD 00  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :15

HOEHE =160.00  
LUFTMENDE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =10.00  
MAX.KONZENTRATION =2.83  
HALBWERTSBREITE =19.09  
VERSCHIEBUNG =54.10

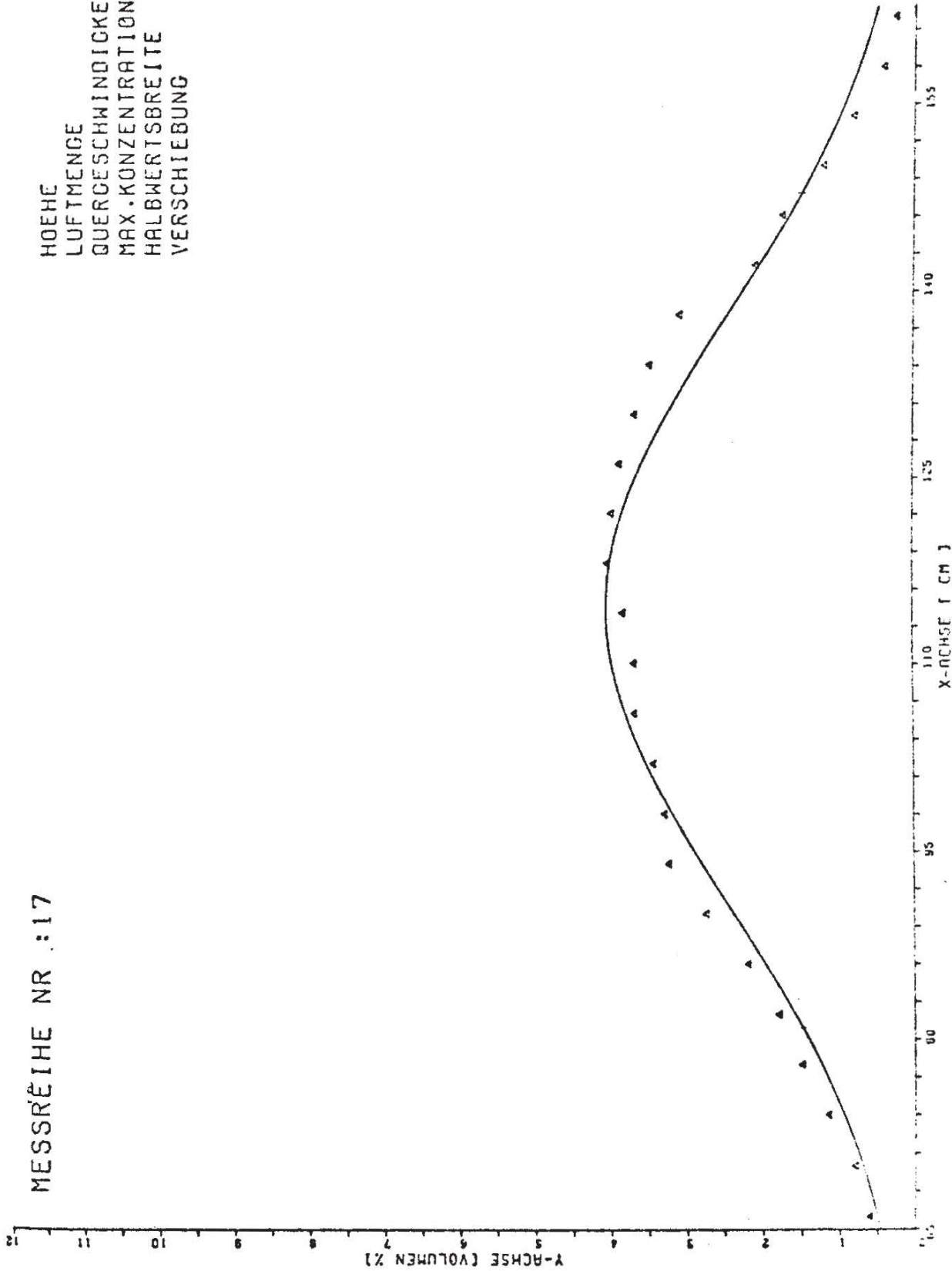


SFB 00  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :17

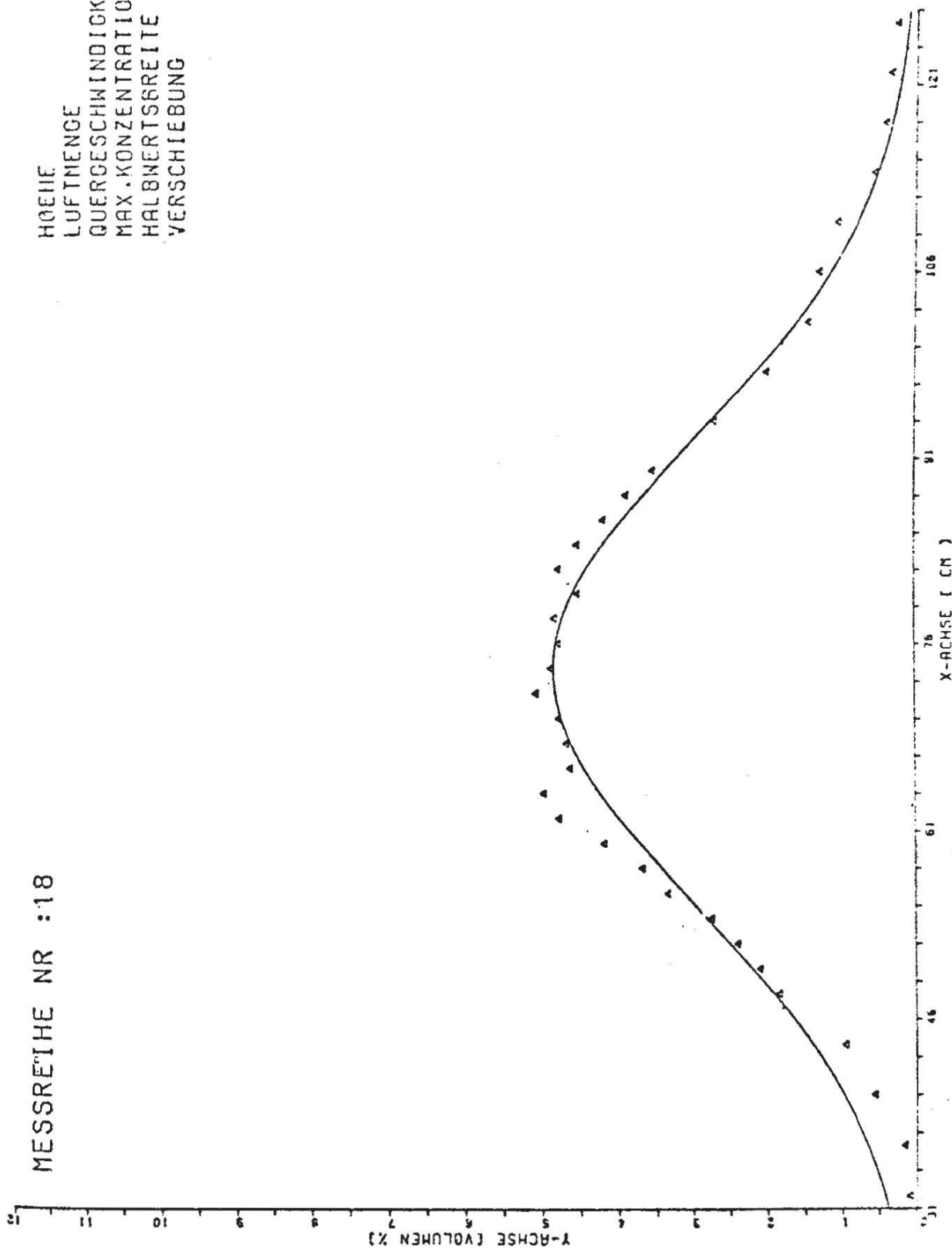
HOEHE =120.00  
LUFTMENGE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =30.00  
MAX.KONZENTRATION =4.08  
HALBWERTSBREITE =27.82  
VERSCHIEBUNG =114.40



SFB 00 KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
A 3 IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :18

HOEHE =80.00  
LUFTMENGE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =30.00  
MAX.KONZENTRATION =4.87  
HALBWERTSBREITE =22.26  
VERSCHIEBUNG =73.80

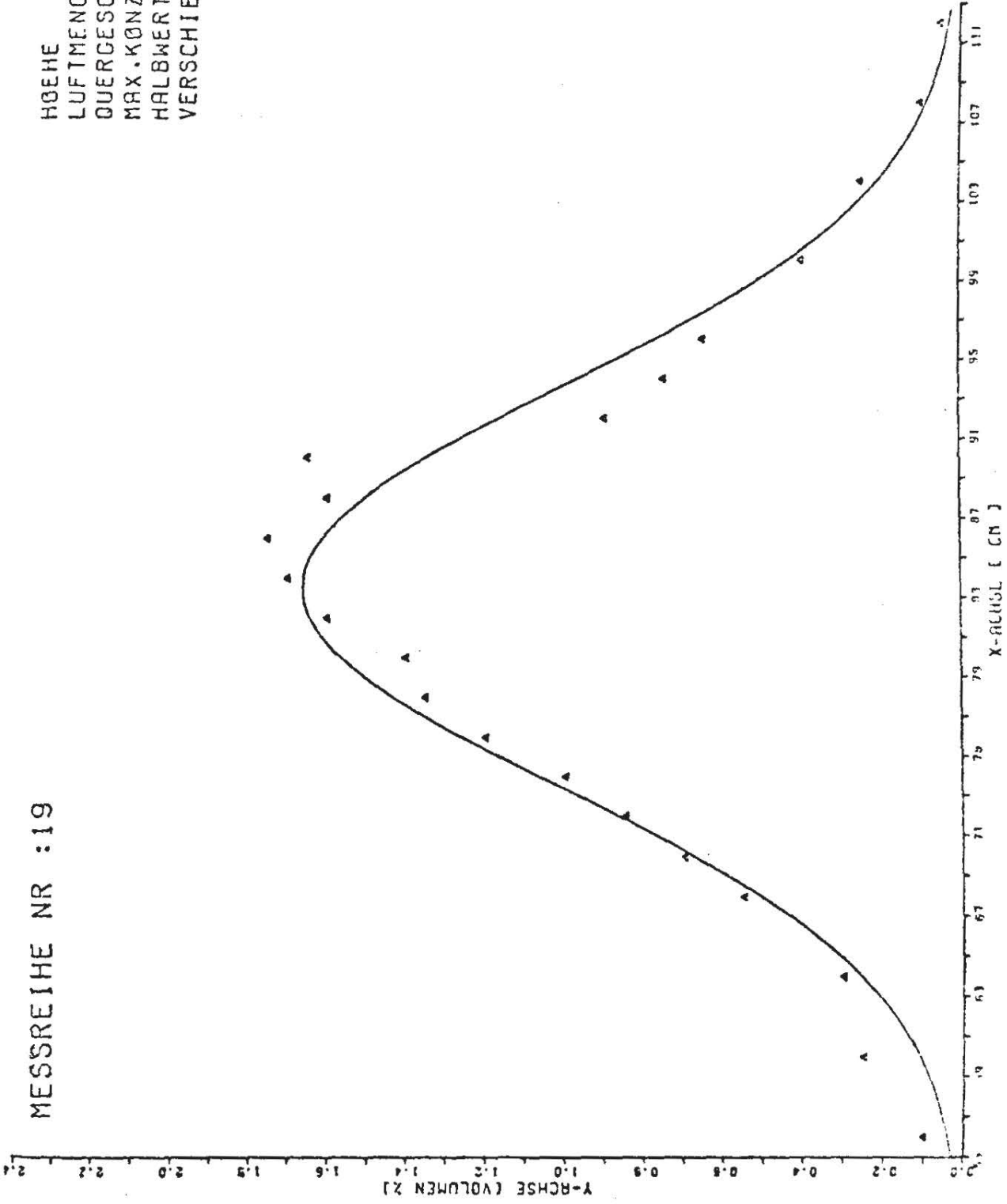


SFB 80 KONZENTRATIONSVERTEILUNG  
A 3 IM LUFTSCHLEIER



MESSREIHE NR :19

HOEHE =120.00  
LUFTMENGE =0.0050  
QUERGESCHNITTNDICKEIT =20.00  
MAX.KONZENTRATION =1.66  
HALBWERTSBREITE =11.86  
VERSCHIEBUNG =83.50

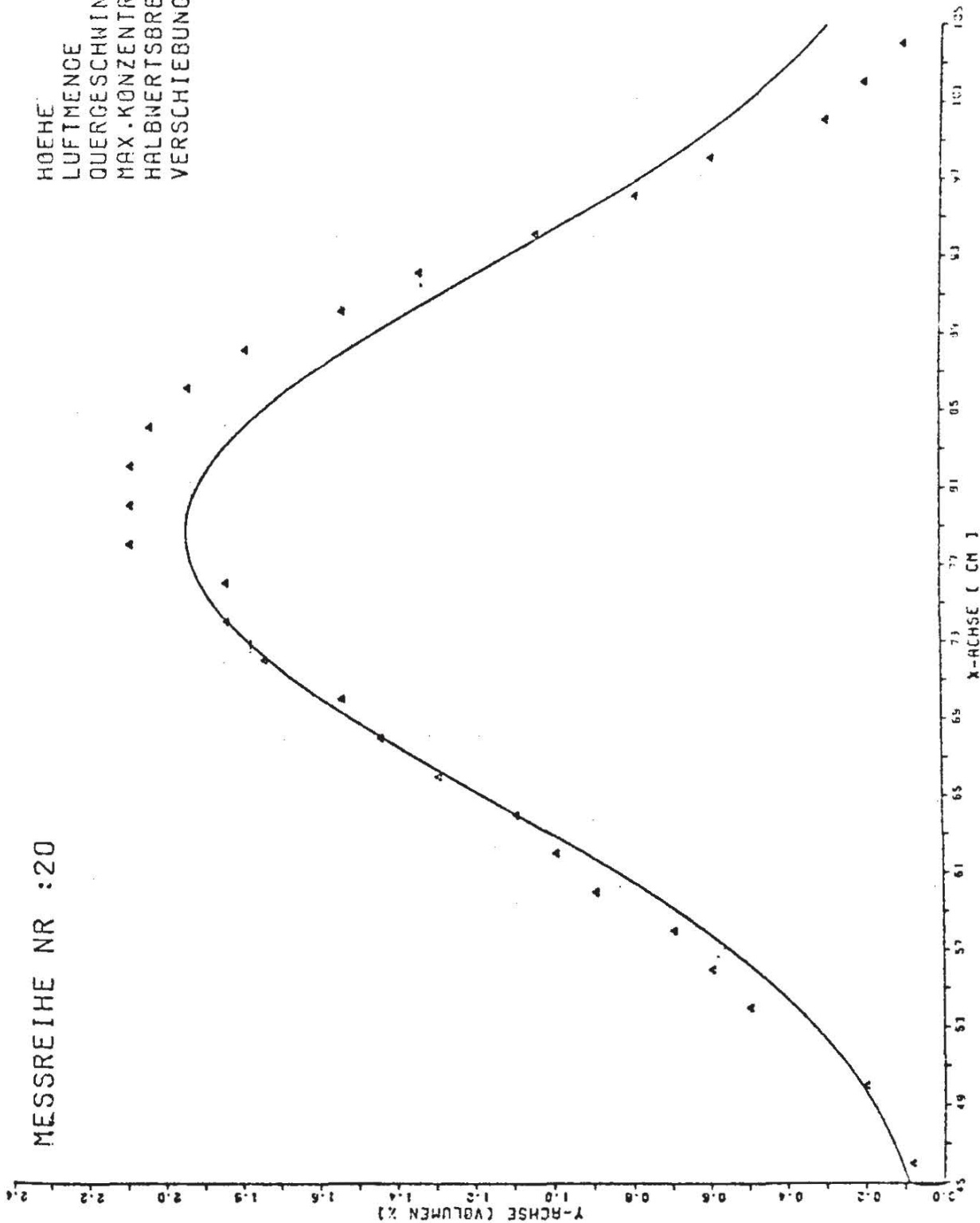


SF 60  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :20

HOEHE =120.00  
LUFTMENGE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =20.00  
MAX.KONZENTRATION =1.96  
HALBWERTSBREITE =15.99  
VERSCHIEBUNG =78.60



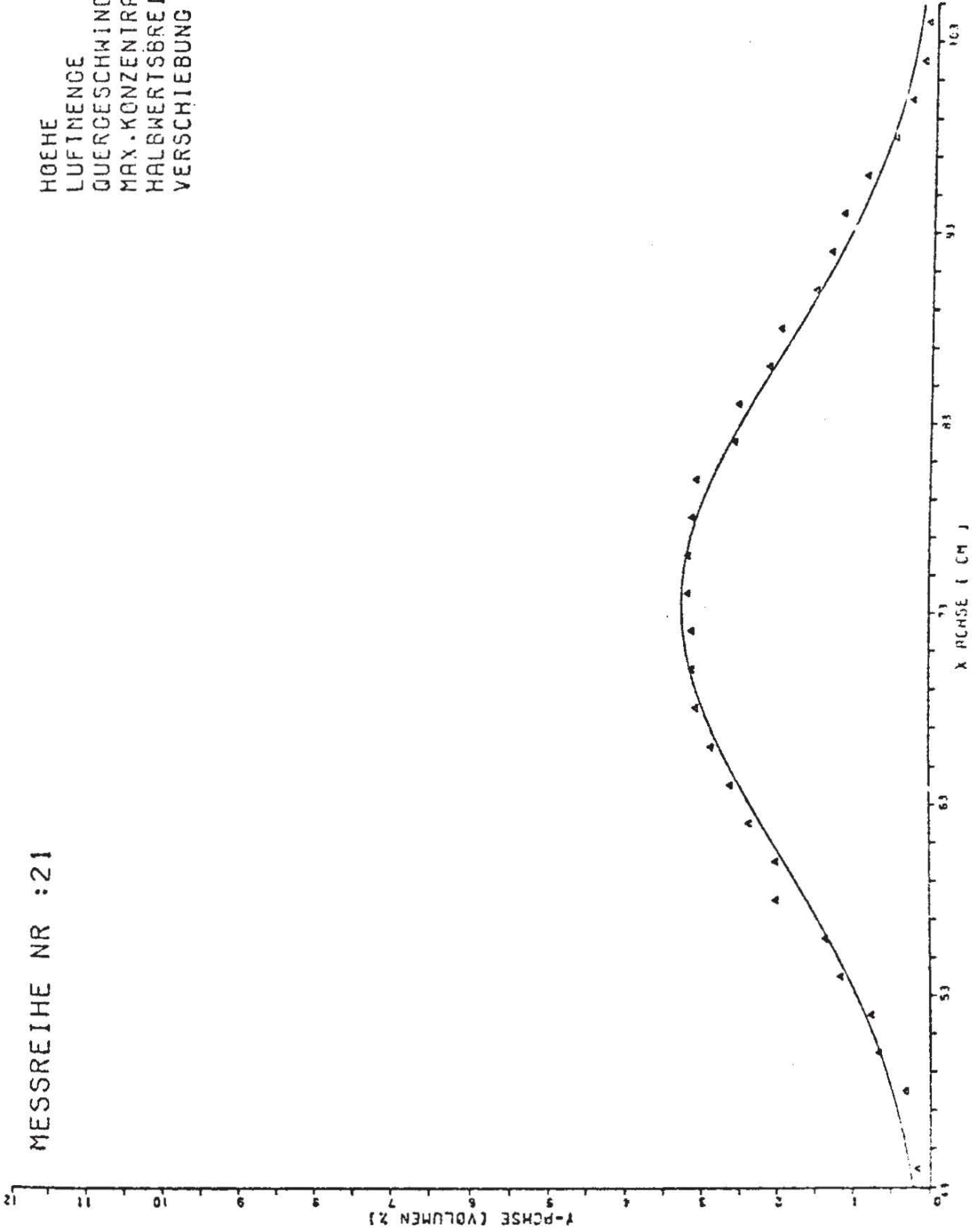
SFD 00

A 3

KONZENTRATIONSVERTEILUNG  
IN LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :21

HOEHE =120.00  
LUFTHENGE =0.0130  
QUERGESCHWINDIGKEIT =20.00  
MAX.KONZENTRATION =3.24  
HALBWERTSBREITE =15.33  
VERSCHIEBUNG =73.45

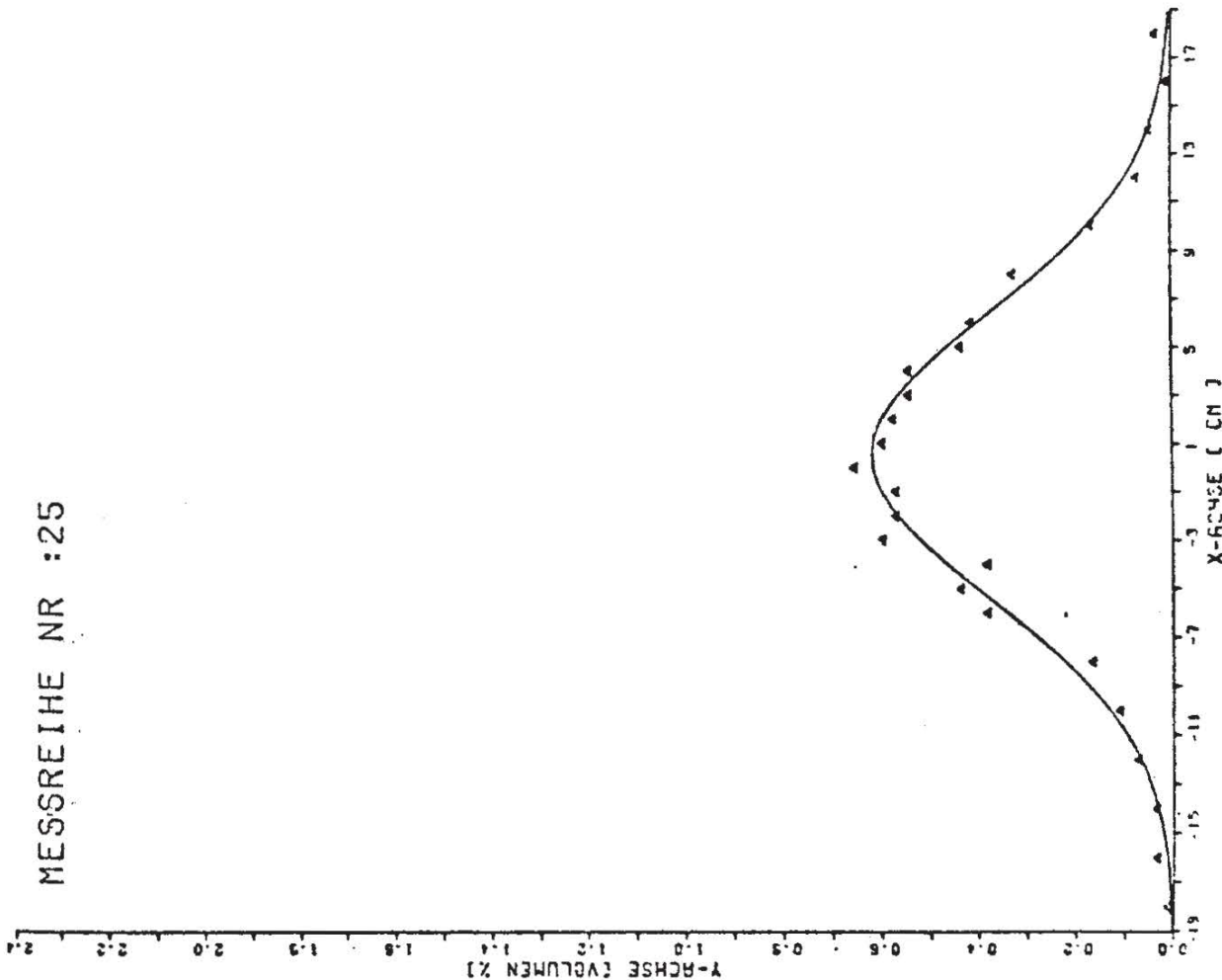


SF6 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTEILUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :25

HOEHE =160.00  
LUFTMENGE =0.0009  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =0.62  
HALBWERTSBREITE =6.98  
VERSCHIEBUNG =0.50

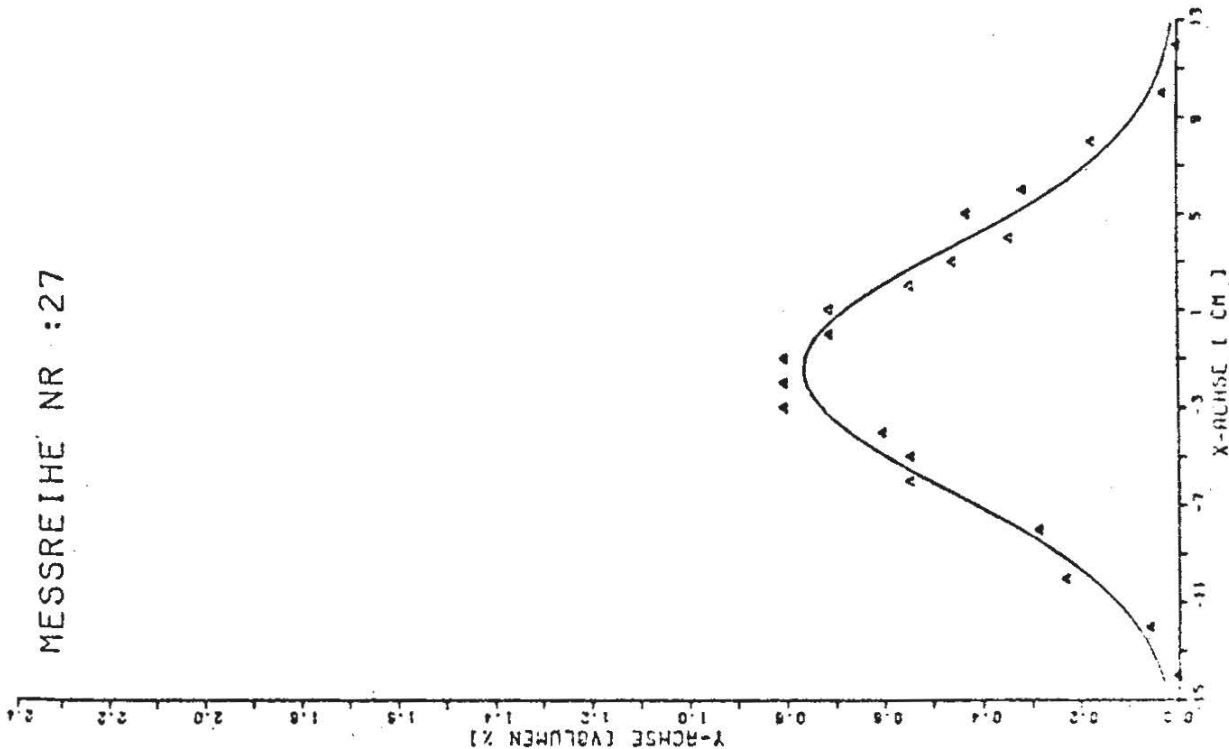


SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 27

HOEHE = 120.00  
LUFTMENGE = 0.0009  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX. KONZENTRATION = 0.77  
HALBWERTSBREITE = 5.90  
VERSCHIEBUNG = -1.45

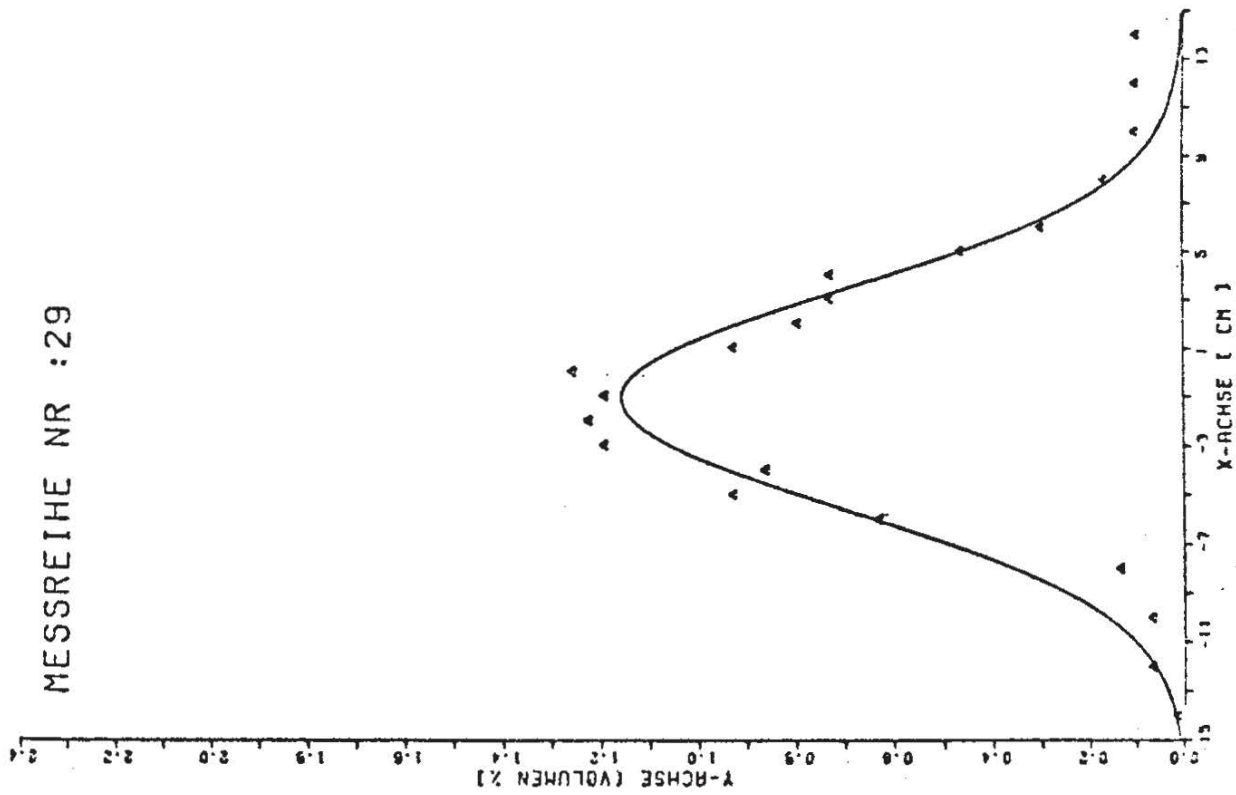


SFD 90  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :29

HOEHE =80.00  
LUFTMENGE =0.0009  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =1.16  
HALBWERTSBREITE =5.30  
VERSCHIEBUNG =-1.10

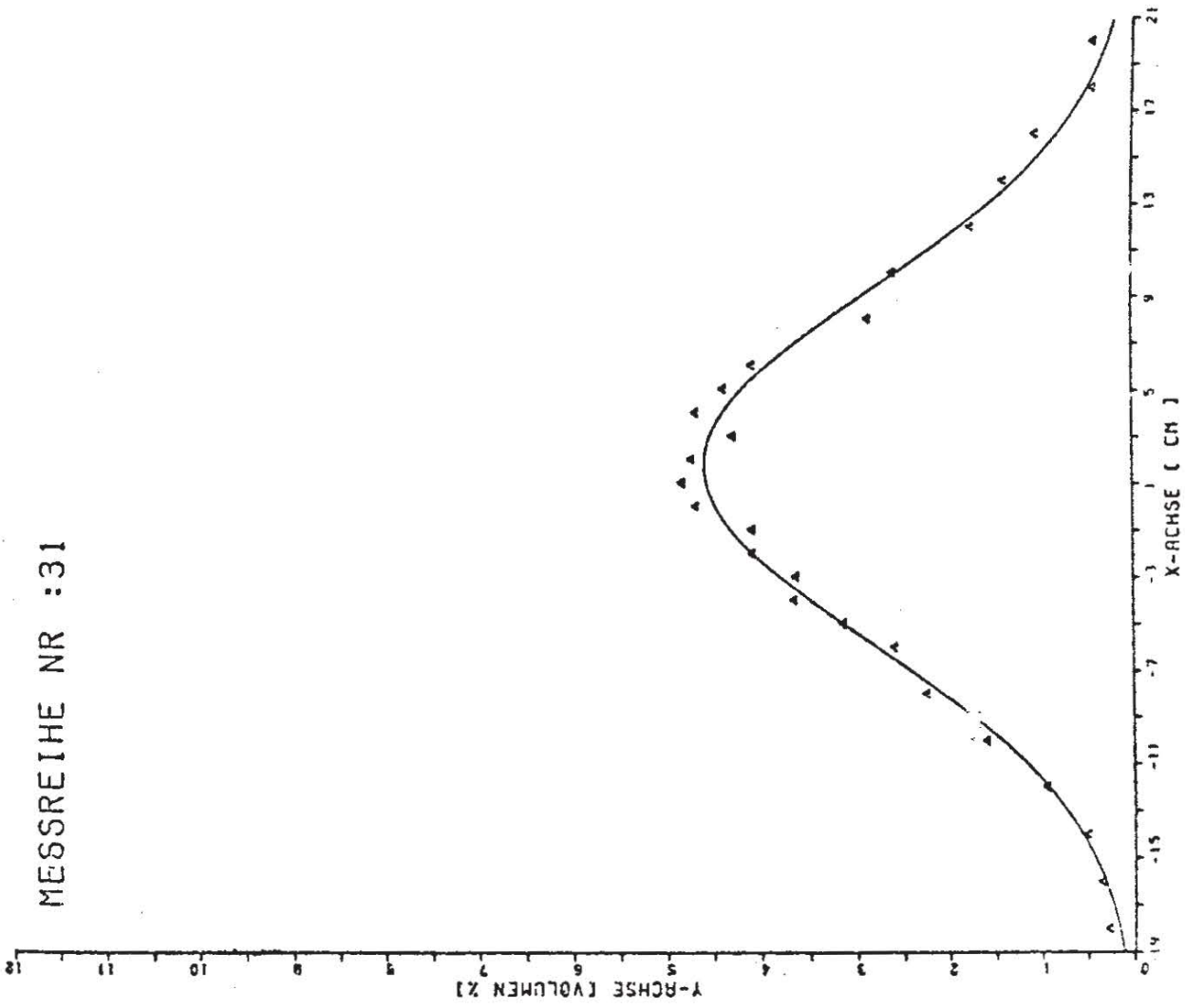


SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :31

HOEHE =80.00  
LUFTMENGE =0.0180  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =4.61  
HALBNERTSBREITE =9.03  
VERSCHIEBUNG =1.70

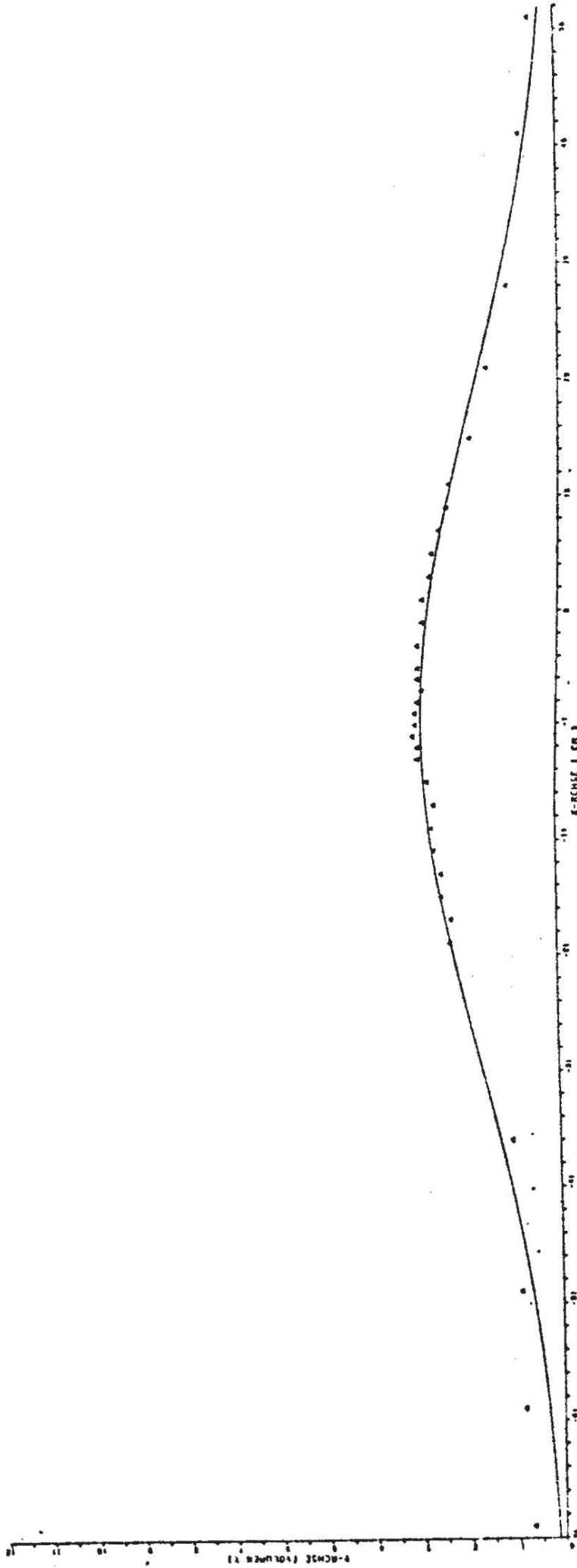


SFB 00  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :32

HOEHE =160.00  
LUFTMENGE =0.0180  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =2.94  
HALBWERTSBREITE =34.25  
VERSCHIEBUNG =-0.00



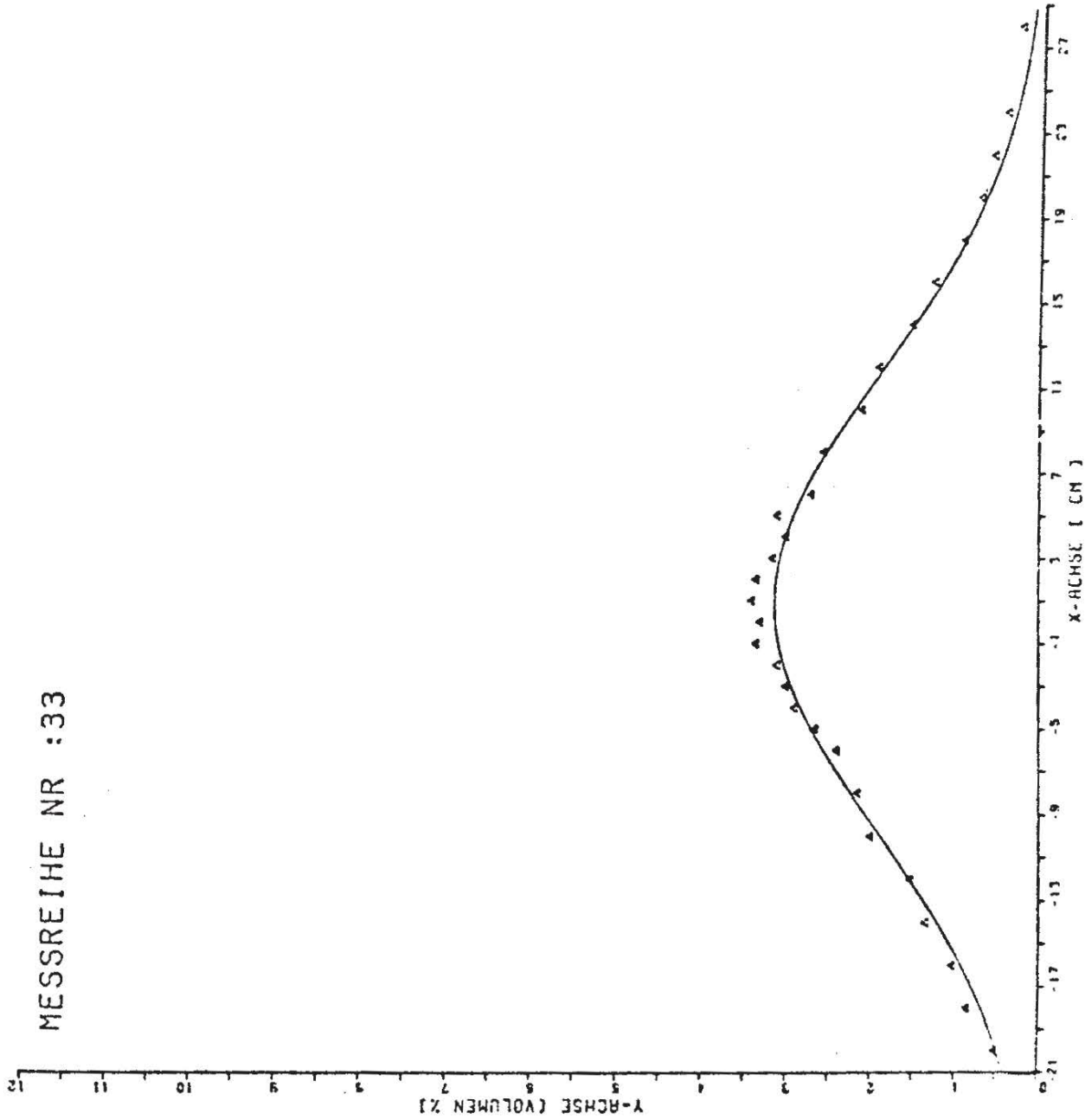
SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER



MESSREIHE NR :33

HOEHE =120.00  
LUFTMENGE =0.0180  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =3.14  
HALBWERTSBREITE =12.70  
VERSCHIEBUNG =0.85



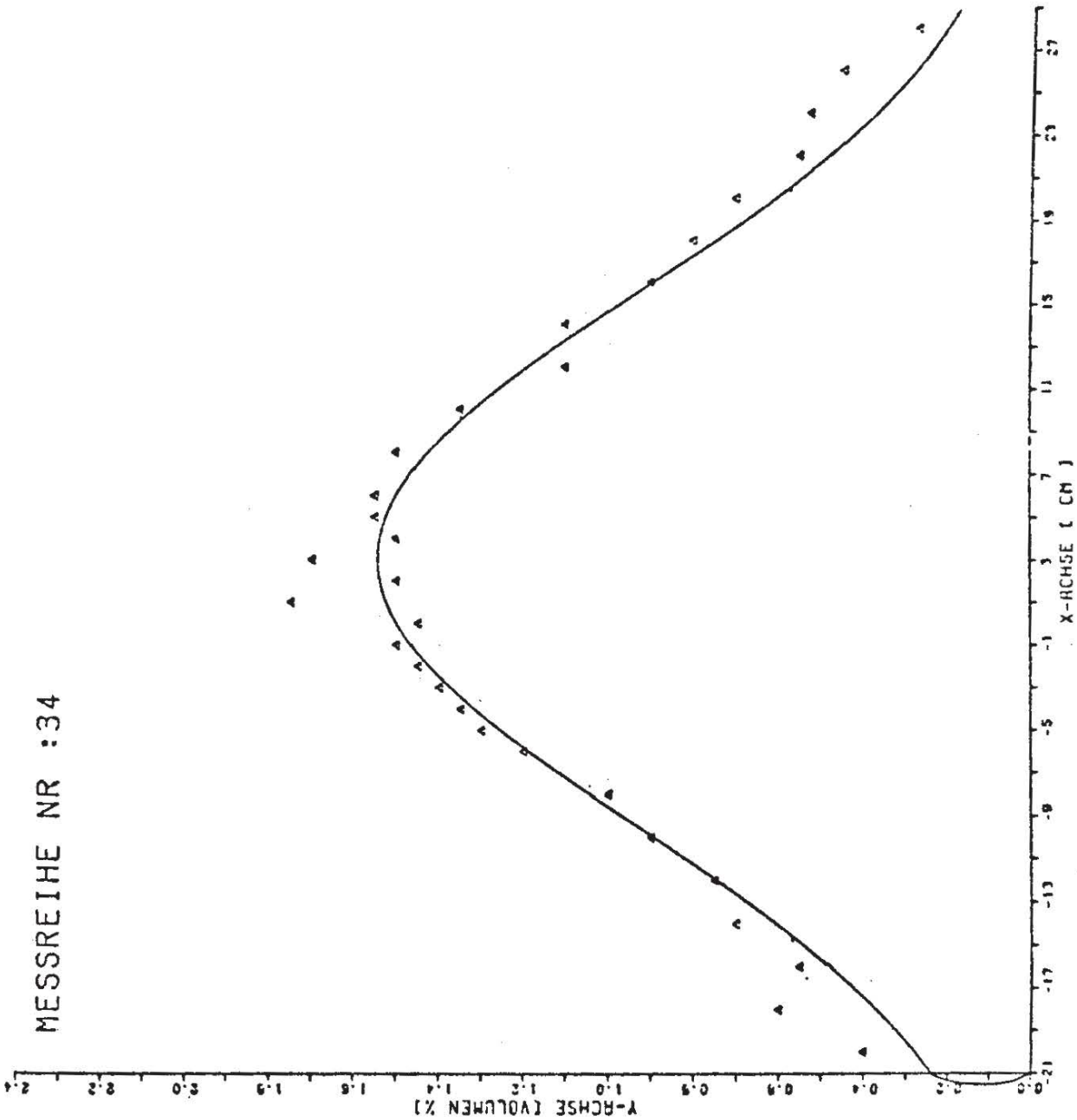
SFB 00

A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :34

HOEHE =160.00  
LUFTMENGE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =1.55  
HALBWERTSBREITE =14.64  
VERSCHIEBUNG =3.00

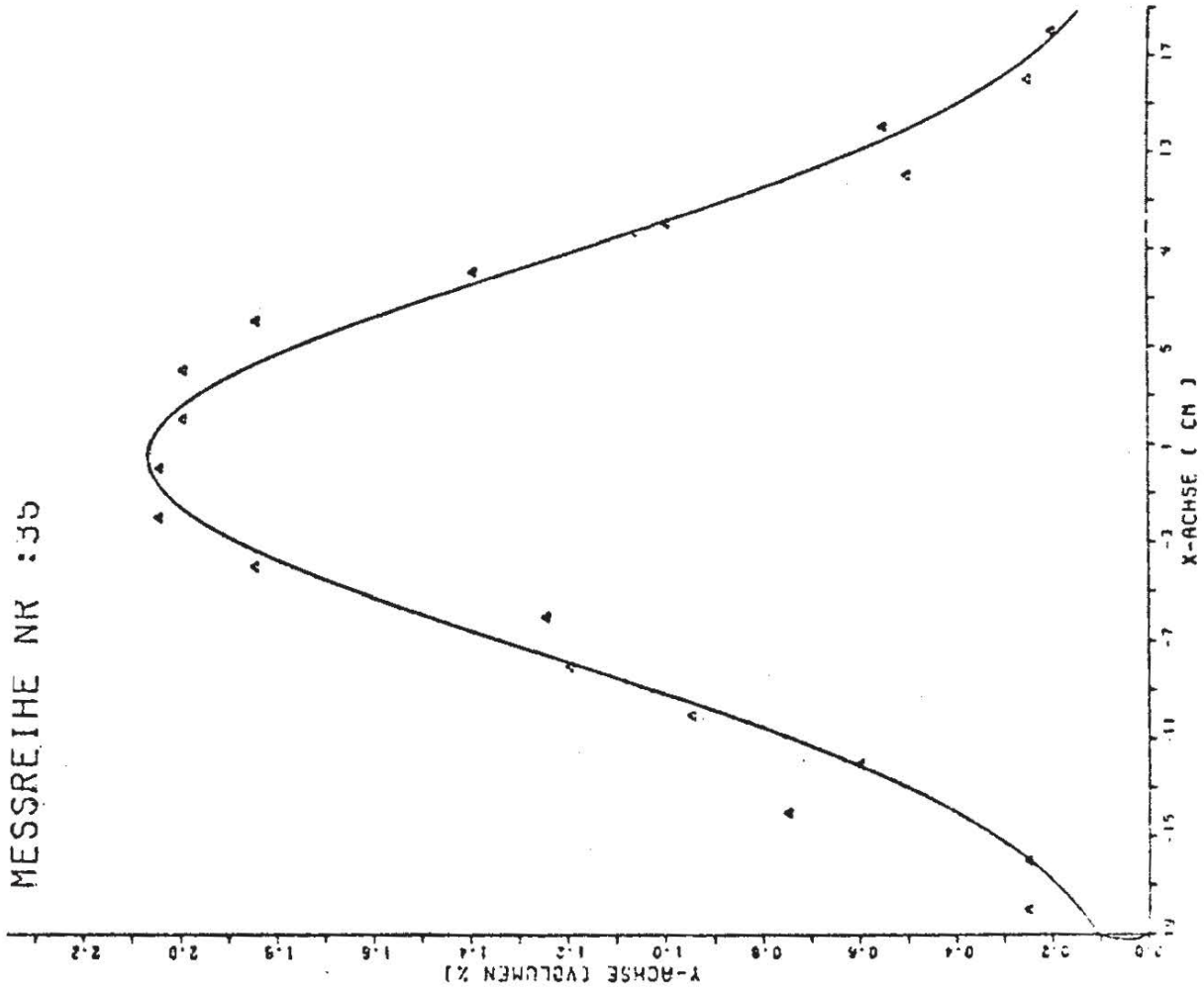


SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTEILUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 35

HOEHE = 120.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX. KONZENTRATION = 2.07  
HALBWERTSBREITE = 9.39  
VERSCHIEBUNG = 0.45

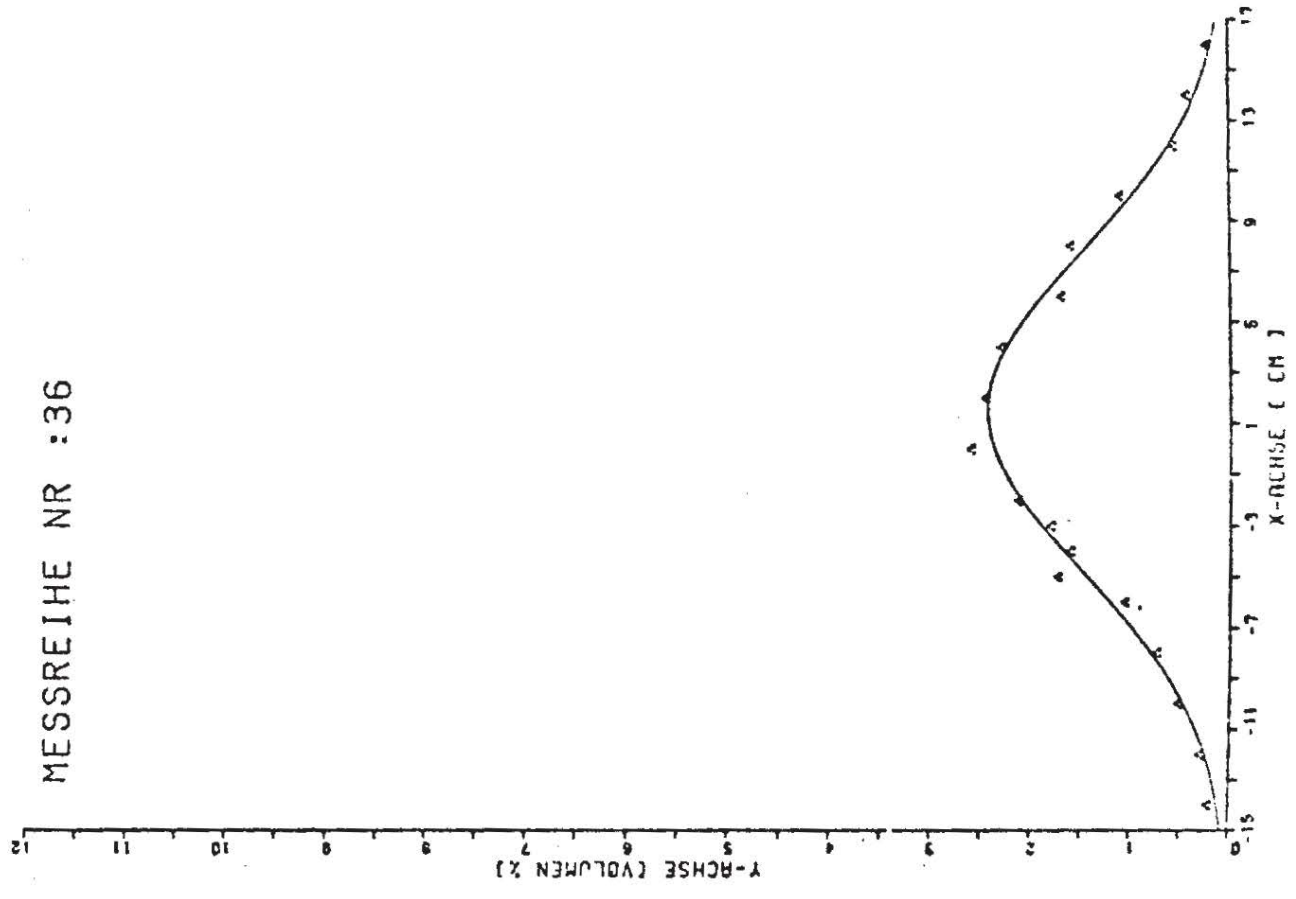


SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONVERTEILUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 36

HOEHE = 80.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX.KONZENTRATION = 2.45  
HALBWERTSBREITE = 7.45  
VERSCHIEBUNG = 1.50

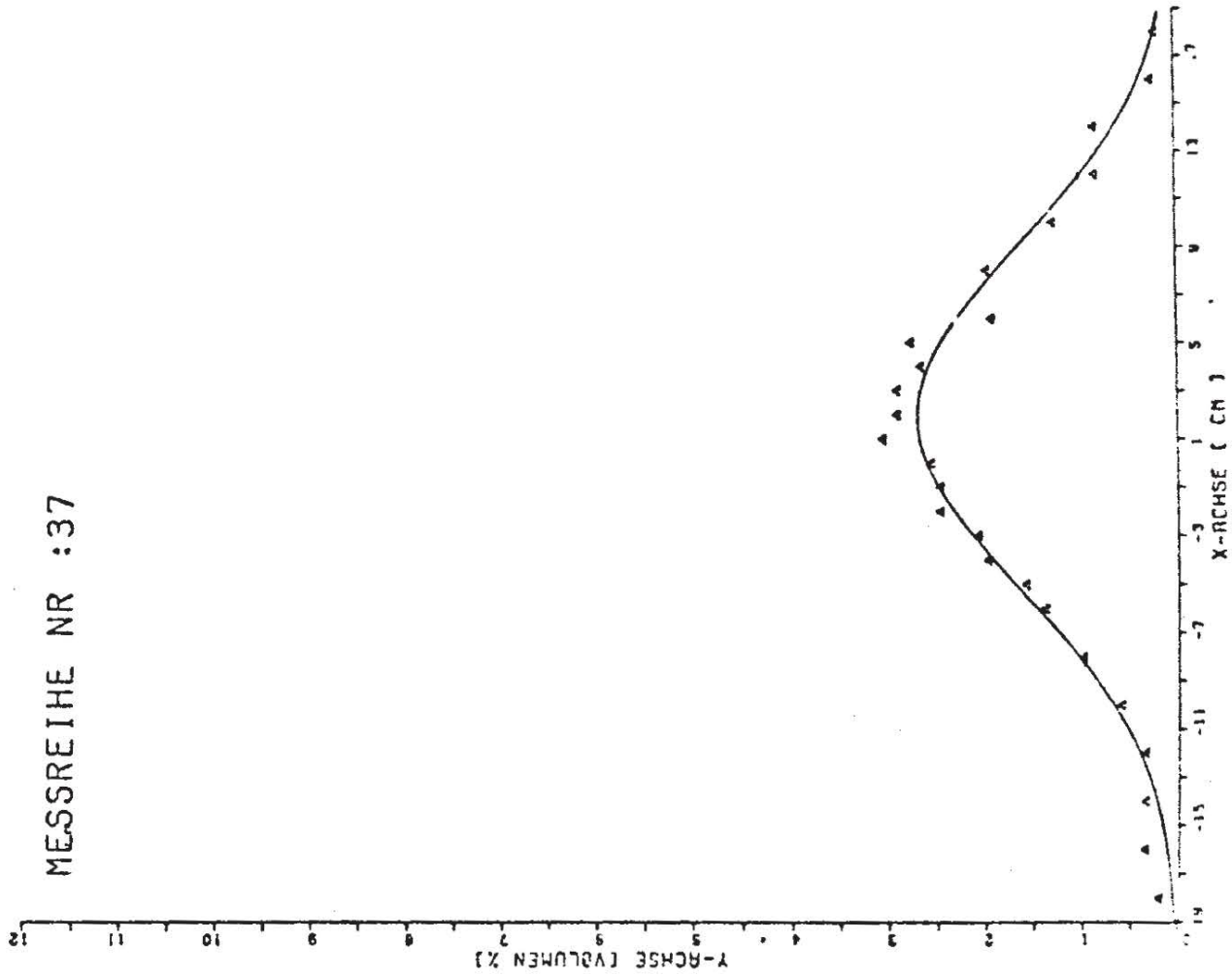


SFB 60  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :37

HOEHE =80.00  
LUFTMENGE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =2.74  
HALBWERTSBREITE =8.40  
VERSCHIEBUNG =1.90

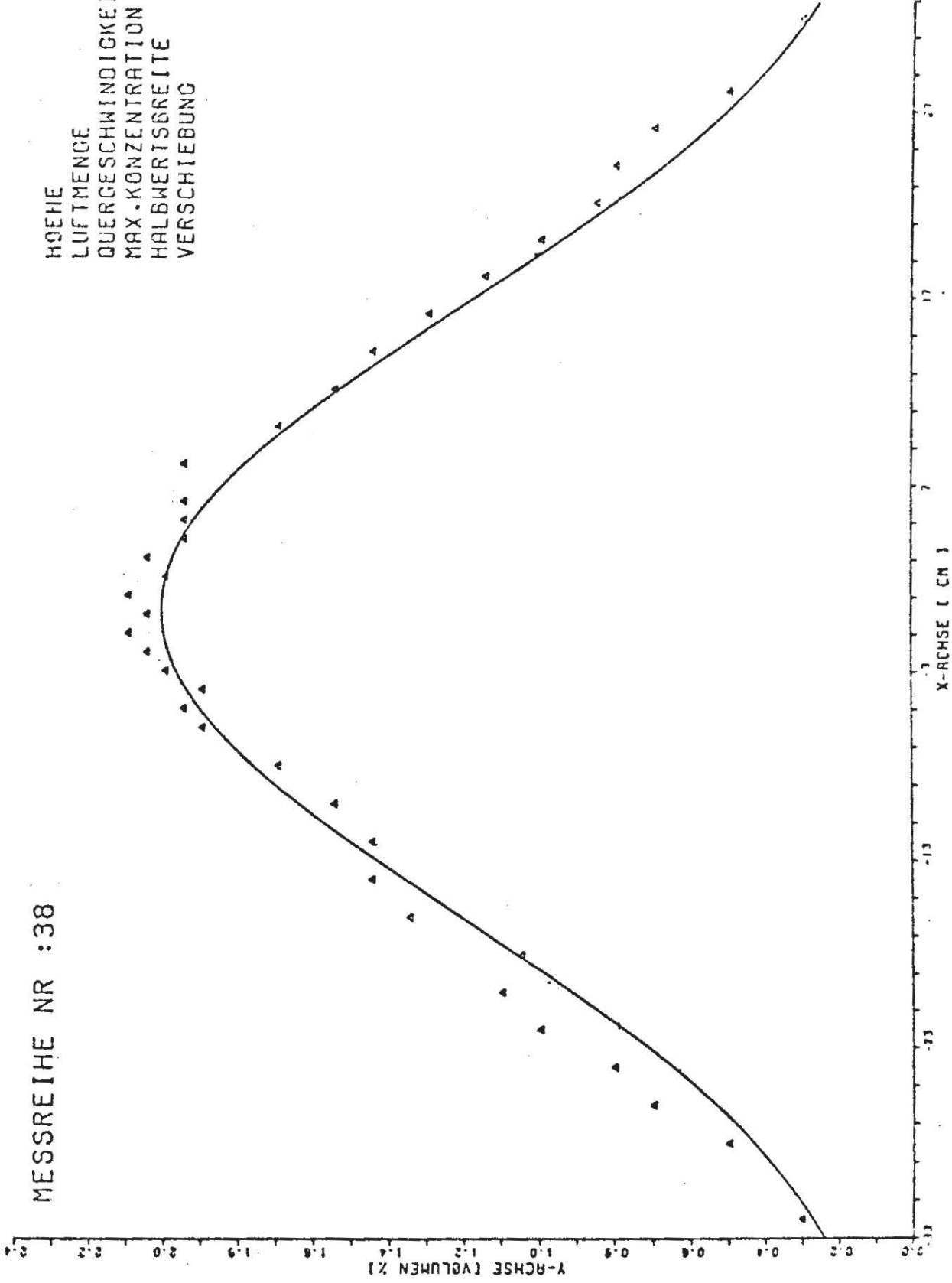


SFB 00  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 38

HOEHE = 160.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX-KONZENTRATION = 2.01  
HALBWERTSBREITE = 18.96  
VERSCHIEBUNG = 0.20

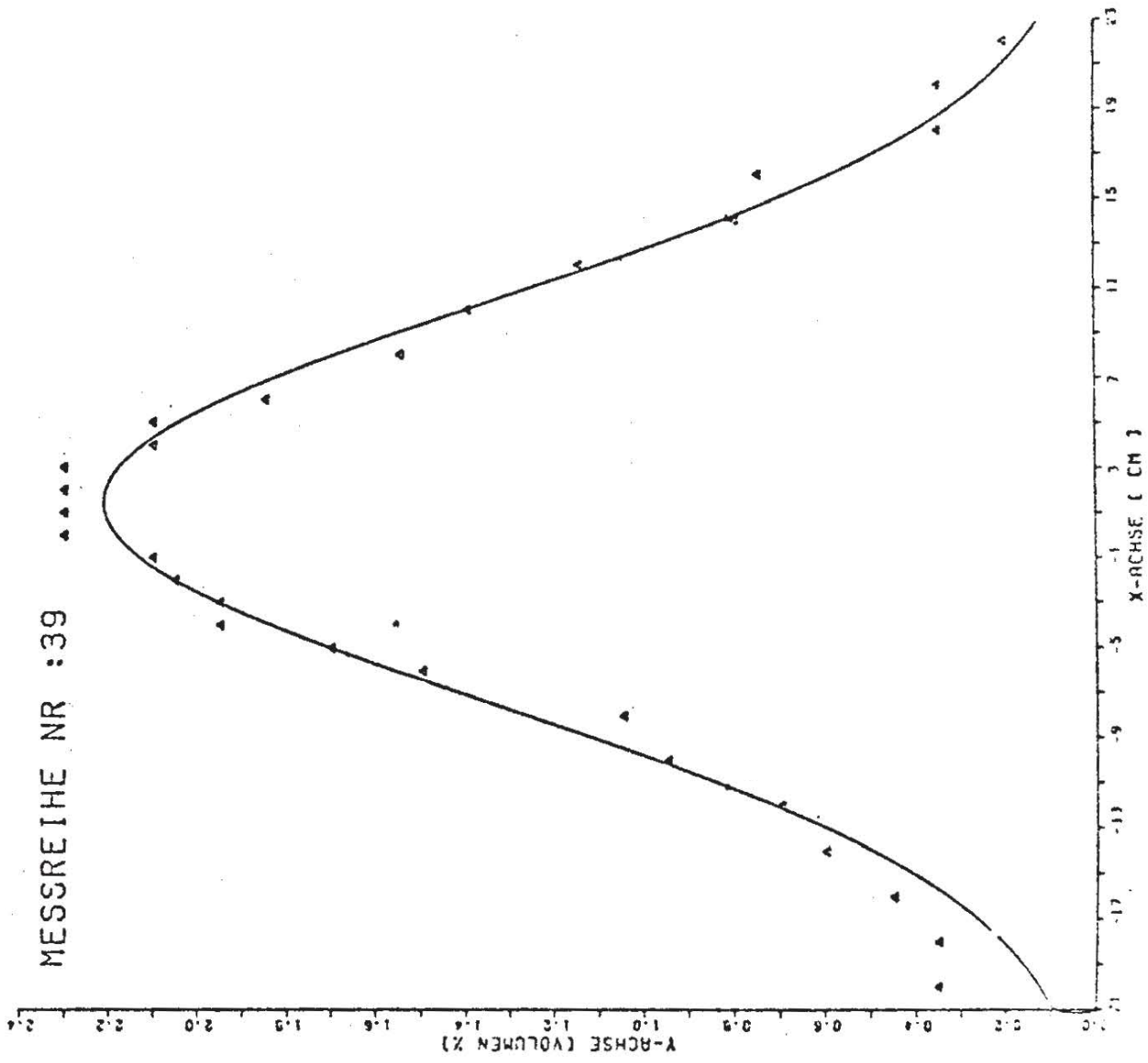


SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :39

HOEHE =120.00  
LUFTMENGE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =2.21  
HALBWERTSBREITE =10.54  
VERSCHIEBUNG =1.45

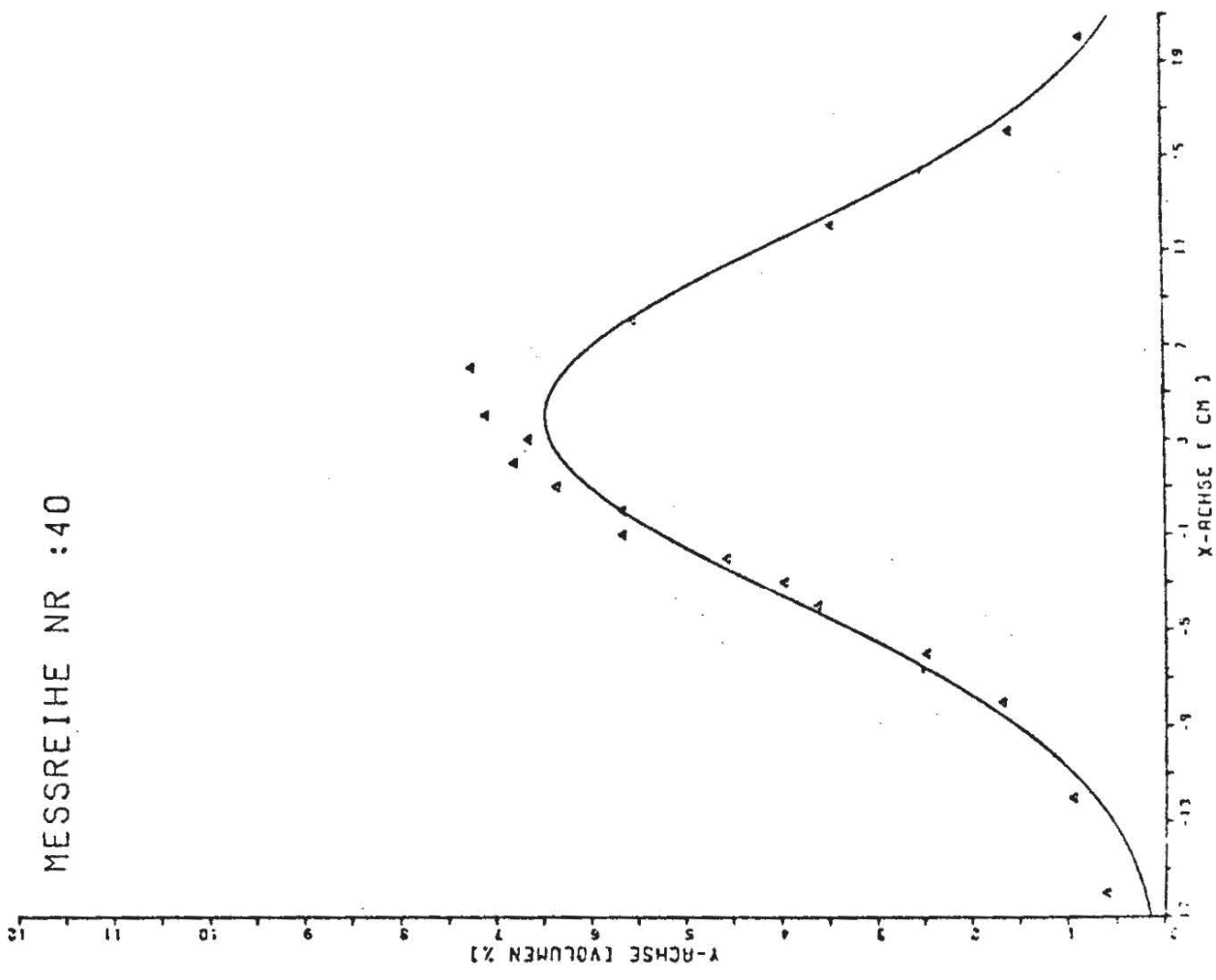


SFB 00  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 40

HOEHE = 80.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX. KONZENTRATION = 6.53  
HALBWERTSBREITE = 8.98  
VERSCHIEBUNG = 3.95



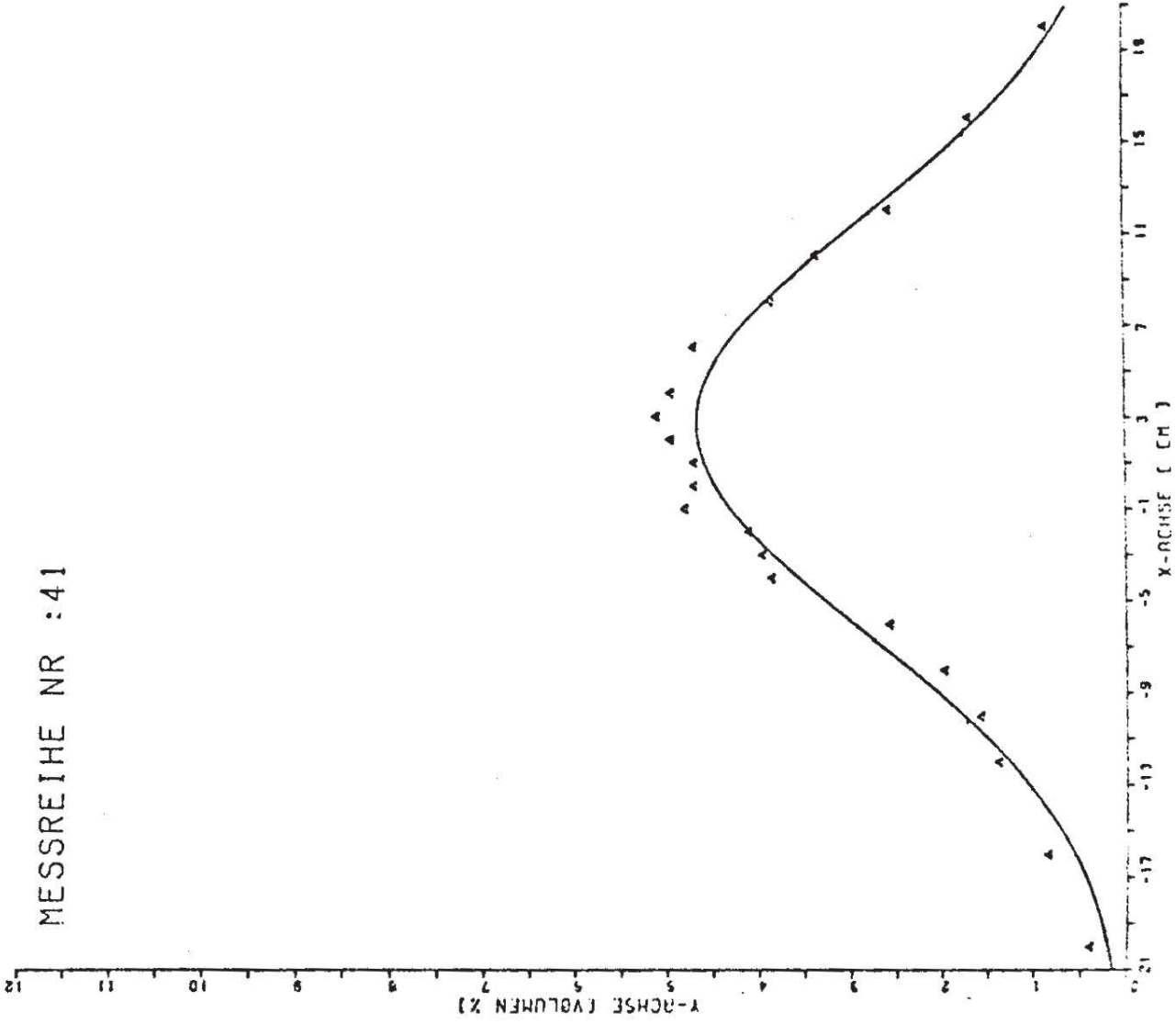
SFB 80  
A 3

KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
IM LUFTSCHLEIER



MESSREIHE NR : 41

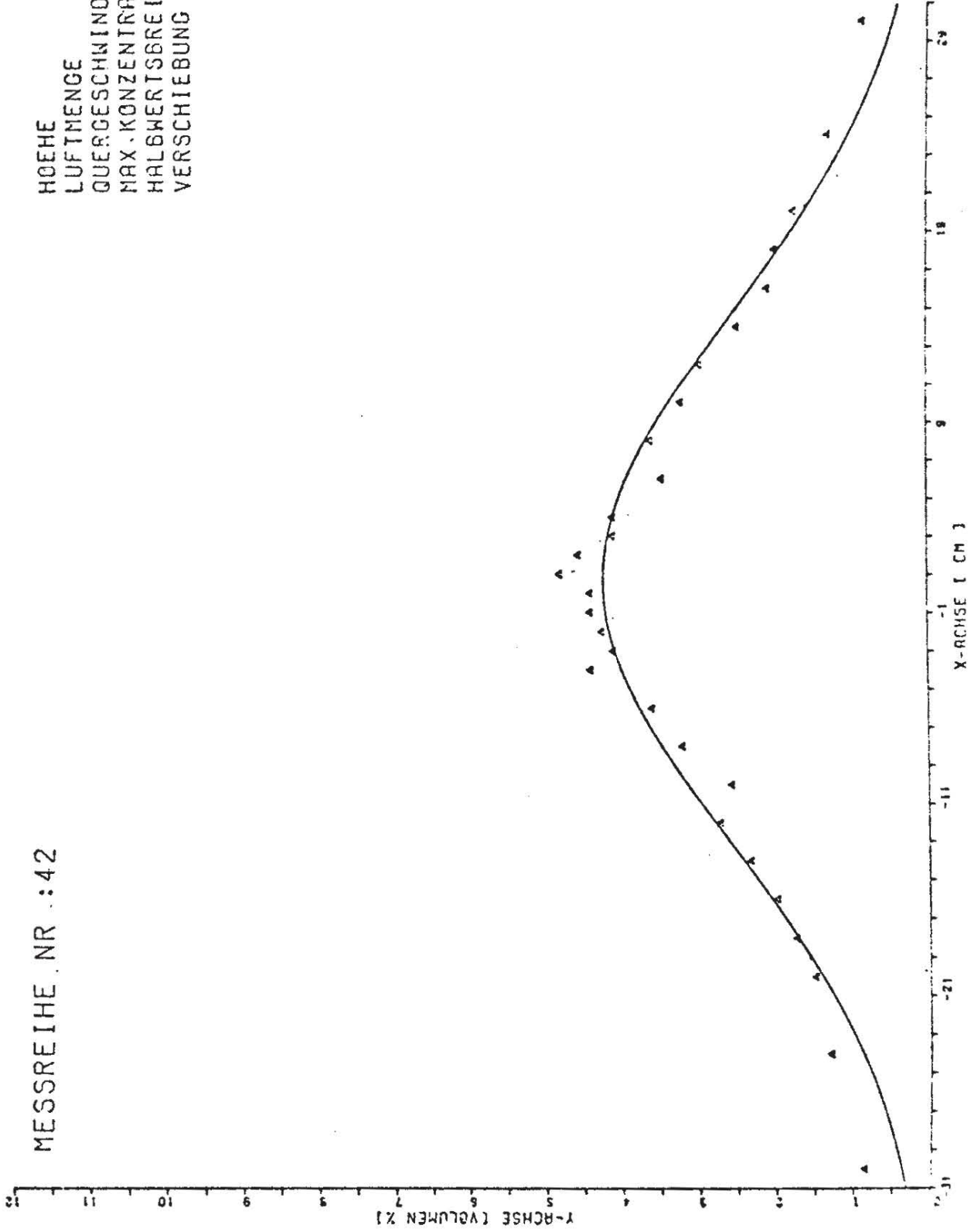
HOEHE = 120.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX. KONZENTRATION = 4.72  
HALBWERTSBREITE = 10.66  
VERSCHIEBUNG = 2.65



SFB 80 KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
A 3 IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :42

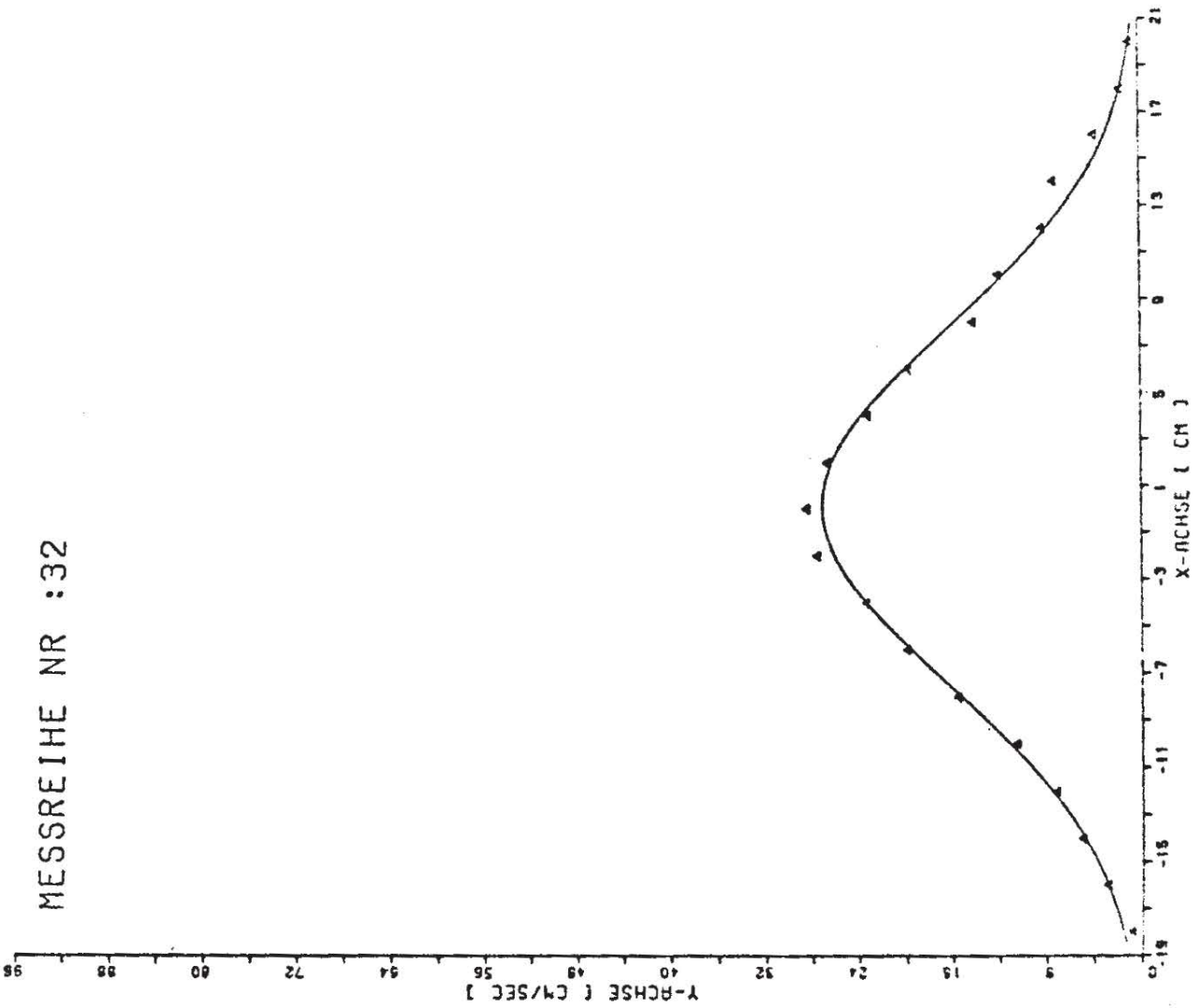
HOEHE =160.00  
LUFTMENGE =0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.KONZENTRATION =4.28  
HALBWERTSBREITE =16.29  
VERSCHIEBUNG =0.65



SFB 80 | KONZENTRATIONSVERTeilUNG  
A 3 | IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR :32

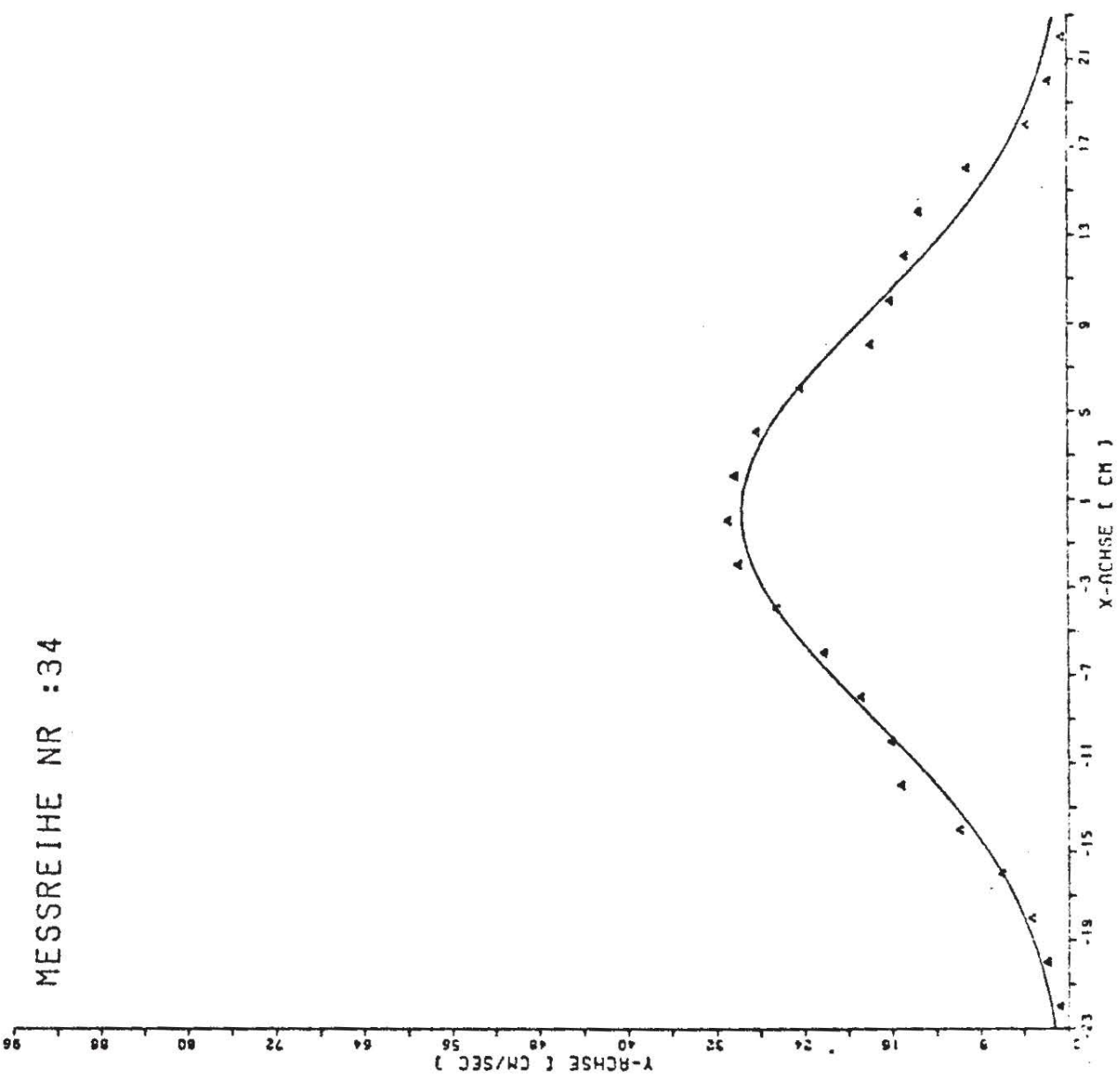
HOEHE =80.00  
LUFTMENGE =0.0009  
QUERGESCHWINDIGKEIT =0.00  
MAX.GESCHWINDIGKEIT =27.41  
HALBWERTSBREITE =8.91  
VERSCHIEBUNG =0.10



SFB 80 | GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG  
A 3 | IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 34

HOEHE = 120.00  
LUFTMENGE = 0.0009  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX.GESCHWINDIGKEIT = 29.94  
HALBWERTSBREITE = 10.78  
VERSCHIEBUNG = 0.30

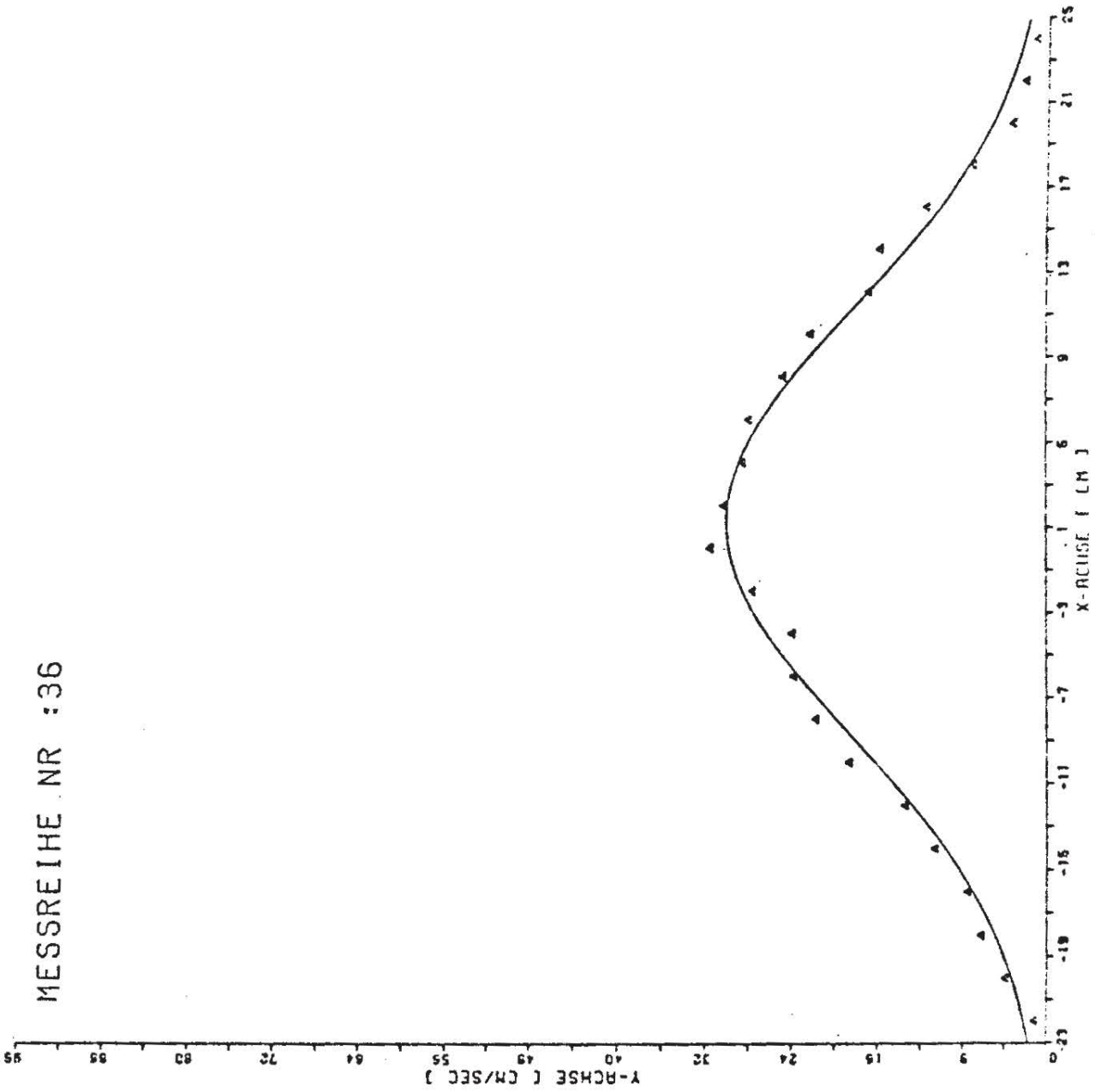


SFB 80  
A 3

GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 36

HOEHE = 160.00  
LUFTMENGE = 0.0009  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX.GESCHWINDIGKEIT = 30.06  
HALBWERTSBREITE = 11.87  
VERSCHIEBUNG = 1.15

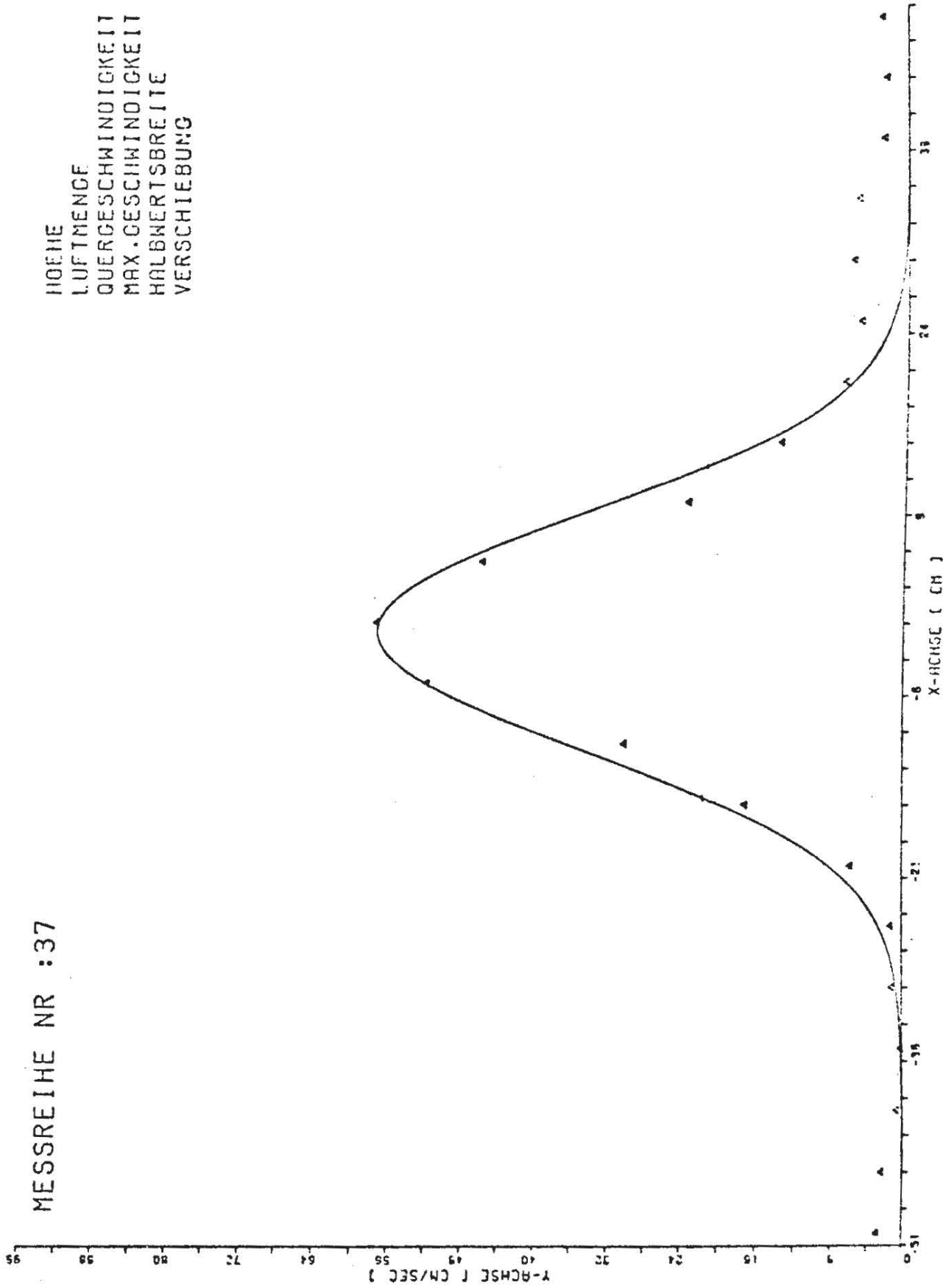


SFB 80  
A 3

GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 37

HOEHE = 80.00  
LUFTMENGE = 0.0080  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX.-GESCHWINDIGKEIT = 57.01  
HALBWERTSBREITE = 11.52  
VERSCHIEBUNG = -0.75

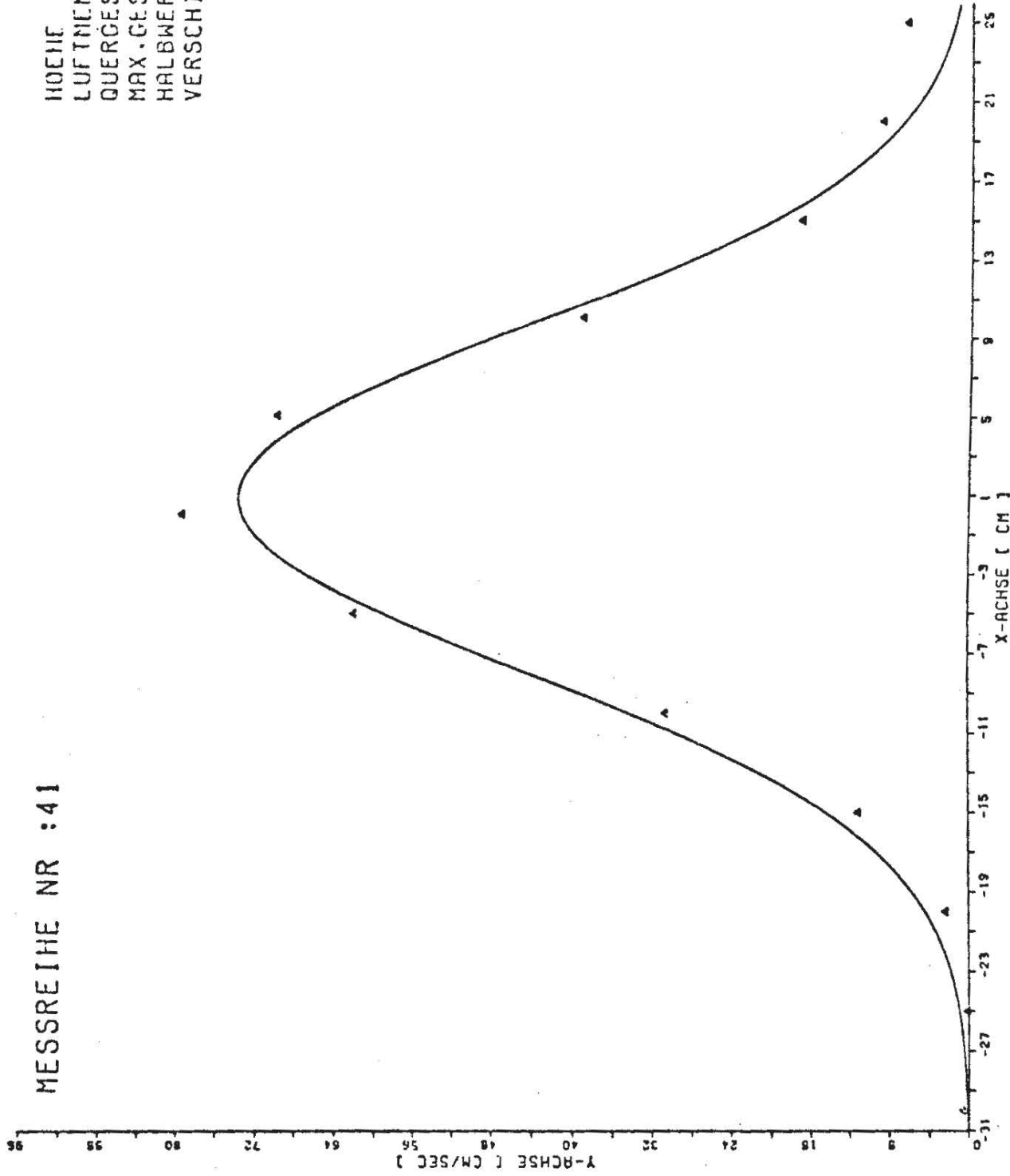


SFB 80  
A 3

GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG  
IM LUFTSCHLEIER

MESSREIHE NR : 41

HOEHE = 80.00  
LUFTMENGE = 0.0180  
QUERGESCHWINDIGKEIT = 0.00  
MAX. GESCHWINDIGKEIT = 73.66  
HALBWERTSBREITE = 10.32  
VERSCHIEBUNG = 0.85



SFB 80  
A 3

GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG  
IM LUFTSCHLEIER