

542 | Mai 1994

## SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Ralph Lausen

# Bestimmung des turbulenten Diffusionsparameters im Spitzenwirbel eines NACA 0015 Profils

**TUHH**

*Technische Universität Hamburg-Harburg*

## **Bestimmung des turbulenten Diffusionsparameters im Spitzenwirbel eines NACA 0015 Profils**

Ralph Lausen, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1994

© Technische Universität Hamburg-Harburg  
Schriftenreihe Schiffbau  
Schwarzenbergstraße 95c  
D-21073 Hamburg

<http://www.tuhh.de/vss>

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 542

**Bestimmung des turbulenten Diffusionsparameters  
im Spitzenwirbel eines NACA 0015 Profils**

Ralph Lausen

Mai 1994

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Theorie-Modell</b>	<b>3</b>
2.1	Modell für auf turbulenter Diffusion beruhende Aufweitungsvorgänge . . . .	3
2.2	Diffusionsmodell mit Blasendynamik . . . . .	5
2.3	Bestimmung des Minimaldruckes in Spitzenwirbeln . . . . .	8
2.4	Vergleich der Modelle . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Experiment</b>	<b>12</b>
3.1	Kavitationstunnel . . . . .	12
3.2	Tragflügel . . . . .	13
3.3	LDA-Messungen . . . . .	13
3.4	PDA-Messungen . . . . .	19
3.5	Kavitationseinsatz-Messungen . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>24</b>
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>27</b>
	Literaturverzeichnis	28
<b>A</b>	<b>Bilder des Versuchsaufbaus</b>	<b>29</b>
<b>B</b>	<b>LDA-Messungen</b>	<b>32</b>
<b>C</b>	<b>PDA-Messungen</b>	<b>34</b>
<b>D</b>	<b>Kavitationseinsatz</b>	<b>36</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die von Propellern erregten Druckschwankungen sind auch heute noch ein aktueller Bestandteil der Forschung in der Hydrodynamik. Einen wesentlichen Beitrag zur Druckwellenabstrahlung liefern dabei die bei jeder Umdrehung des Propellers neu entstehenden und wieder zusammenfallenden Kavitationbereiche der Spitzenwirbel. Da wir bis jetzt noch nicht in der Lage sind, diesen komplexen Vorgang vollständig zu beschreiben, werden an Hand von vereinfachten experimentellen Aufbauten und theoretischen Modellen die einzelnen Einflußfaktoren untersucht.

Gegenstand der hier vorgestellten Experimente ist ein Tragflügel mit einem NACA 0015-Profil. Der, im Gegensatz zum Propeller, stationäre Spitzenwirbel dieses Tragflügels ist besonders geeignet, um den Einfluß der turbulenten Diffusion auf den Kavitationseintritt zu klären. Das theoretische Modell basiert auf den von Isay im IfS-Bericht Nr.525 vorgestellten Formeln. Der wichtigste Aspekt ist dabei die Bestimmung des turbulenten Diffusionsparameters  $D'$ , der analog zum molekularen Diffusionsparameter  $D$  in die Theorie eingeführt wurde.

Die in diesem Bericht veröffentlichten Experimentellen Daten wurden im Februar 1994 in der HSVA im Rahmen des Forschungsvorhabens **DFG Is 10/36-1** erstellt.

# Kapitel 2

## Theorie-Modell

Es soll zunächst eine kurze Darstellung des Modells zur Behandlung der Spitzenwirbelkavitation bei reiner Diffusion gegeben werden. Für eine ausführliche Beschreibung sei auf den IfS-Bericht Nr.525 verwiesen [ISAY91].

Sei  $\rho_2$  die Partialdichte der im Wasser gelösten Luft und  $\nu$  die Strömungsgeschwindigkeit in  $y$ -Richtung mit der üblichen Zerlegung der Feldfunktionen in Mittelwerte und turbulenten Schwankungsanteilen:

$$\rho_2 = \overline{\rho_2} + \rho'_2 \quad \nu = \overline{\nu} + \nu' \quad (2.1)$$

In einer turbulenten zweidimensionalen Grenzschicht zur Blasenwand tritt zusätzlich in der Diffusionsgleichung der laminaren Strömung ein Term

$$\frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho'_2 \nu'}) \quad (2.2)$$

auf. Diesen können wir in Anlehnung an die Mischungswegkonzeption in der Form ansetzen:

$$-\overline{\rho'_2 \nu'} = (D + D') \frac{\partial \overline{\rho_2}}{\partial y} \quad (2.3)$$

Wir setzen nun:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho'_2 \nu'}) &= \frac{\partial}{\partial y} \left( (D + D') \frac{\partial \overline{\rho_2}}{\partial y} \right) \\ &= (D + D') \frac{\partial^2 \overline{\rho_2}}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Wir bezeichnen  $D'$  als **turbulenter Diffusionsbeiwert**. Durch diesen Ansatz können die bekannten Lösungen einer laminaren auch auf eine turbulente Strömung angewendet werden. Wir ersetzen lediglich den molekularen Diffusionsparameter  $D$  durch den turbulenten Beiwert  $D'$ <sup>1</sup>.

### 2.1 Modell für auf turbulenter Diffusion beruhende Aufweitungsvorgänge

Wir betrachten den Kernbereich eines bereits aufgerollten Spitzenwirbels. In ihm herrsche der Druck  $p_{min}$ , der noch über dem Dampfdruck  $p_v$  liegt, so daß es nicht zur instabilen

---

<sup>1</sup>Da  $D \ll D'$  kann  $D$  vernachlässigt werden.

Aufweitung der zu betrachteten Blasenkeime kommen kann. Gerät eine Blase in den Kernbereich des Wirbels, so wird sie sich durch einen neuen Gleichgewichtsradius auf den veränderten Umgebungsdruck einstellen. Bei isothermer Zustandsänderung und bei konstanter Luftmasse im Blaseninneren gilt:

$$\left(\frac{R_0}{R_\infty}\right)^3 = \frac{p_{L\infty}}{p_{L0}} = \frac{p_\infty - p_\nu + \frac{2\sigma}{R_\infty}}{p_{min} - p_\nu + \frac{2\sigma}{R_0}} \quad (2.5)$$

Durch die Abkürzung

$$S = \frac{2\sigma}{\rho U_\infty^2 R_\infty} \quad (2.6)$$

folgt

$$\frac{\sigma_\nu - C_{pmin} + 2S\frac{R_\infty}{R_0}}{\sigma_\nu + 2S} = \left(\frac{R_0}{R_\infty}\right)^3 = \epsilon_\infty \frac{\rho_{2s}}{\rho_{2\infty}} \quad (2.7)$$

Wir bezeichnen mit  $\rho_{2S}$  die zu  $p_{L0}$  gehörende Sättigungskonzentration mit:

$$\frac{\rho_{2S}}{\rho} = \Theta \cdot p_{L0} \quad (\text{Henry'sches Gesetz}) \quad (2.8)$$

Führt der vorliegende Zuströmdruck  $p_\infty$  zum Kavitationseinsatz, so kann der zugehörige  $\sigma_{\nu i}$  Beiwert berechnet werden aus:

$$\sigma_{\nu i} = \frac{C_{pmin} + 2S\left(\frac{R_\infty}{R_0}\right)^3 - 2S\frac{R_\infty}{R_0}}{1 - \left(\frac{R_\infty}{R_0}\right)^3} \quad (2.9)$$

Für die Untersuchung des zeitlichen Verlaufs des Aufweitungsvorganges der Blase mit dem Anfangsradius  $R_0$  auf Grund einer Übersättigung im Kernbereich des Spitzenwirbels kann auf die Ergebnisse von SHIMA und TSUJINO ([SHI74]) zurückgegriffen werden. In guter Näherung gilt für die von den Autoren vorgestellte Lösung ([ISAY91]):

$$\begin{aligned} \frac{R(t)}{R_0} &= 1 + 2\rho\Theta\mathcal{R}_L T \sqrt{\frac{3}{\pi}} \left(\frac{\rho_{2\infty}}{\rho_{2S}} - 1\right) \cdot \\ &\cdot \frac{\sigma_{\nu i} - C_{pmin} + 2S\frac{R_\infty}{R_0}}{\sigma_{\nu i} - C_{pmin} + \frac{4}{3}S\frac{R_\infty}{R_0}} \left(\frac{\sqrt{D' \cdot t}}{R_0} + \frac{D' \cdot t}{R_0^2} \frac{1}{1 + \frac{R(t)}{R_0}}\right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Liegt nach einer Lauflänge  $x_i$  im Spitzenwirbelkern ein sichtbarer Kavitationseinsatz vor, so hat das zugehörige Gasvolumenverhältnis  $\alpha_i$  etwa den Wert 0.07 (vgl. [ISAY89] Kap.20). Es gilt:

$$\alpha_i = \frac{4\pi}{3} \zeta_\infty R_i^3 \quad (2.11)$$

Damit ist  $R_i$  bekannt und zu vorgegebenem  $\zeta_\infty$  und  $R_\infty$  sowie  $c_{pmin}$  kann der Diffusionsbeiwert  $D'$  in Abhängigkeit von der Lauflänge  $x_i$  und dem Kavitationseinsatz  $\sigma_{\nu i}$  berechnet werden.

Um aus den bisherigen Formeln  $D'$  bestimmen zu können, müssen diese folgendermaßen umgestellt werden:

Mit

$$x_i = U_\infty \cdot t_i \quad \text{und} \quad \Delta = \frac{\sqrt{D' \cdot t_i}}{R_i} \quad (2.12)$$

folgt:

$$\frac{R_\infty}{R_0} = \sqrt[3]{\frac{\sigma_{\nu i} - C_{p_{min}} + 2S \frac{R_\infty}{R_0}}{2S + \sigma_{\nu i}}} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \Delta &= \sqrt{\left(1 + \frac{R_0}{R_i}\right)} \cdot \\ &\cdot \sqrt{\left(1 - \frac{R_0}{R_i}\right) - \left(\frac{\rho_{2\infty}}{\rho_{2S}} - 1\right) \left(2\rho \Theta \Re_L T \sqrt{\frac{3}{\pi}}\right) \frac{\sigma_{\nu i} - C_{p_{min}} + 2S \frac{R_\infty}{R_0}}{\sigma_{\nu i} - C_{p_{min}} + \frac{4}{3}S \frac{R_\infty}{R_0}}} \cdot \Delta \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$D' = \frac{\Delta^2 U_\infty R_i^2}{x_i} \quad (2.15)$$

Die ersten beiden Gleichungen sind iterativ zu lösen. Durch die Vorgabe einer Keimverteilung mit  $R_\infty$  und  $\zeta_0$ , sowie einem Kavitationseinsatz bei  $\sigma_{\nu i}$  für einen Spitzenwirbel-druckbeiwert  $c_{p_{min}}$ , folgt ein neuer Stabilitätsradius  $R_0$  aus Gl.(2.13). Mit diesem wird dann der Zwischenwert  $\Delta$  aus Gl.(2.14) wie auch  $R_0$  in Gl.(2.13) iterativ bestimmt. Aus  $\Delta$  folgt in Abhängigkeit von der Lauflänge  $x_i$  der Diffusionsbeiwert  $D'$ .

## 2.2 Diffusionsmodell mit Blasendynamik

Die Blasendynamik behandelt bekanntermaßen das Verhalten einer Einzelblase auf dynamische Änderungen des Druckes  $p_\infty$  im umgebenden Medium. Dabei wird jede Relativbewegung zwischen Blase und Fluid vernachlässigt. Die beobachtete Kavitation folgt aus dem Vorhandensein vieler Blasen in der Zuströmung, die durch Druckabsenkung, z.B. im Bereich eines Spitzenwirbels, aufweiten und bei überschreiten einer gewissen Grenze an Gasvolumen zu einer sichtbaren Kavitation führen. Das Gasvolumenverhältnis  $\alpha(x)$  folgt durch Summation über die Volumina aller Blasen. Diese werden in diskrete Blasenklassen  $R \in [R_j; R_{j+1}[$  eingeteilt, denen man eine jeweilige Konzentration  $\zeta_j$  zuordnet (vergl.[ISAY89] Kap.20):

$$\alpha(x) = \sum_j \frac{4\pi}{3} R_j^3(x) \zeta_j \quad (2.16)$$

Näherungsweise wird von einer Blasenklasse  $R_0$  mit einer Konzentration  $\zeta_0$  ausgegangen. Betrachtet man nur eine Blase im Druckfeld  $p(x)$ , so ergibt sich unter der Voraussetzung eines kugelförmigen Potentials für das Strömungsfeld der Blase durch Einsätzen in die Bernoulli-Gleichung die Rayleigh-Plesset-Gleichung:

$$\Phi(r) = -\frac{R^2}{r} \left( \frac{dR}{dt} \right) \quad (2.17)$$

$$\left(\frac{d\Phi}{dt}\right)\Big|_{r=R} + \frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2\Big|_{r=R} + \frac{p(R)}{\rho} = \frac{p_\infty}{\rho} \quad (2.18)$$

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{1}{\rho_W} \left( p_L(t) + p_\nu - \frac{2\sigma}{R(t)} - p_\infty \right) \quad (2.19)$$

Diese gewöhnliche nichtlineare Differentialgleichung gibt den Zusammenhang zwischen Außendruck  $p(t)$  und dem Radius der Blase  $R(t)$ .

Mit Hilfe der Transformation  $d/dt \Leftrightarrow u(x)d/dx$  kann man diese in eine ortsabhängige Gleichung umschreiben. Setzt man die sichtbare Kavitation mit einem Gasvolumenverhältnis  $\alpha_i(x) = 0.07$  gleich, so kann man mit den aufgeführten Gleichungen bei gegebener Keimverteilung den Ort des Kavitationseinsatzes berechnen.

*Die Lösung der Rayleigh-Plesset-Gleichung geschieht mit dem Runge-Kutta-Verfahren<sup>2</sup>.*

Wie in vorangegangenen Arbeiten bereits gezeigt wurde, ist der Einfluß der molekularen Diffusion auf Kavitationsvorgänge in einer laminarer Strömung vernachlässigbar. Der Diffusionsparameter  $D'$  ist jedoch in turbulenten Strömungen um 4-5 Größenordnungen gegenüber der molekularen Diffusion erhöht [ISAY91]:

$$D = 2.02 \cdot 10^{-5} \left[ \frac{cm^2}{s} \right] \quad D' = \nu \cdot 0.00233 \left( \frac{U_\infty x_{sep}}{\nu} \right)^{0.8} \quad (2.20)$$

Dies und die experimentellen Daten rechtfertigen die Annahme, daß die Diffusion in turbulenter Strömung berücksichtigt werden muß.

Die Berechnung der Diffusion wird nun durch einen neuen Ansatz in die Blasendynamik eingeführt. Wir betrachten eine Umgebungsschicht der Dicke  $\delta$  um die Blase. In dieser lösen wir die Diffusionsgleichung bezüglich der partiellen Dichte der im Fluid gelösten Luft im integralen Mittel. Dazu wird ein Ansatz, der aus der Behandlung von thermischen Grenzschichten bekannt ist, benutzt ([SHI74]):

$$\rho_2(r, t) = \rho_{2R}(t) + (\rho_{2\infty} - \rho_{2R}(t)) \left( \frac{2}{\delta}(r - R) - \frac{1}{\delta^2}(r - R)^2 \right) \quad (2.21)$$

Die eindimensionale Diffusionsgleichung für ein kugelsymmetrisches Strömungsfeld einer Kavitationsblase lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_2) + W \frac{\partial}{\partial r}(\rho_2) = D \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) (\rho_2) \quad (2.22)$$

$\rho_2(r, t) :=$  Partialdichte der gelösten Luft

$\delta(t) :=$  Diffusions-Einfluß-Schichtdicke

$W :=$  Geschwindigkeit im als kugelsymmetrisch vorausgesetzte Strömungsfeld

$D :=$  Diffusionskonstante

---

<sup>2</sup>Ein Zeitschrittverfahren 4.ter Ordnung

Der obige Ansatz genügt dabei den Randbedingungen:

$$\begin{aligned}\rho_2(R, t) &= \rho_{2R}, \\ \rho_2(R + \delta, t) &= \rho_{2\infty} \text{ sowie} \\ \left. \left( \frac{\partial \rho_2}{\partial r} \right) \right|_{r=R+\delta} &= 0.\end{aligned}\quad (2.23)$$

Damit folgt die Lösung der Diffusionsgleichung im integralen Mittel über eine Kugelschale der Dicke  $\delta$ :

$$\begin{aligned}60D \frac{R^2}{\delta} &= (10R^2 + 10R\delta + 3\delta^2) \frac{d\delta}{dt} \\ &+ (30R^2 + 20R\delta + 5\delta^2) \frac{dR}{dt} \\ &+ (10R^2 + 5R\delta + \delta^2) \frac{\delta}{\rho_{2R} - \rho_{2\infty}} \frac{d\rho_{2R}}{dt}\end{aligned}\quad (2.24)$$

Wir sprechen bewußt nicht von einer *Diffusions-Grenzschicht*, da die Schichtdicke  $\delta$  nicht der Bedingung einer Grenzschicht  $\delta \ll R$  genügt.

Da die Partialdichte  $\rho_{2R}$  die Übergangsbedingung des Sättigungsgleichgewichts an der Blasenwand erfüllen muß, gilt das Henry'sche Gesetz:

$$\frac{\rho_{2R}}{\rho_{\infty}} = \Theta p_L \quad (2.25)$$

Der Gasdruck schließlich ist durch die Übergangsbedingung für *gelöste Luft*  $\Leftrightarrow$  *freie Luft* an der Blasenwand gegeben durch:

$$\begin{aligned}\frac{1}{4\pi R^2} \frac{d}{dt} \left( \frac{4\pi}{3} R^3 \frac{p_L(t)}{\mathcal{R}_L T} \right) &= D \left. \frac{\partial \rho_2}{\partial r} \right|_{r=R} \\ &= \frac{2D}{\delta} (\rho_{2\infty} - \rho_{2R}),\end{aligned}\quad (2.26)$$

worin:

$\mathcal{R}_L$  die Gaskonstante der Luft kennzeichnet und

$T$  für die während des Aufweitungsvorganges als konstant angesetzte Temperatur steht.

Es stehen uns somit drei Gleichungen zur Verfügung, um die direkte Lösung der partiellen Differentialgleichung mit Hilfe eines Einschrittverfahrens zu umgehen. Der Blaseninnendruck in der Rayleigh-Plesset-Gleichung wird nicht mehr über die Beziehung  $p_L(x) = p_{L,0}(R_0/R(x))^3$ , wie er bei konstanter Luftmasse in der Blase errechnet wurde, bestimmt. Er wird aus der Lösung der drei Gleichungen, die die Ableitung  $dp_L/dt$  liefern, durch lineare Fortsetzung für den jeweils folgenden Zeitschritt ermittelt. Die Lösung der Rayleigh-Plesset-Gleichung erfolgt somit unter dem Einfluß des durch die Diffusion bestimmten Blaseninnendruckes.

### 2.3 Bestimmung des Minimaldruckes in Spitzenwirbeln

Für die Strömung im Spitzenwirbel wird die zuerst von *Newman* angegebene auf der sogenannten Grenzschnittnäherung beruhende Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen für ein rotationssymmetrisches Geschwindigkeitsfeld verwendet ([NEW59]).

Die hier vor allem interessierende Umfangskomponente  $v_t$  der Geschwindigkeit hat die Form:

$$v_t(x, r) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left(1 - e^{-r^2/r_K^2}\right) \quad (2.27)$$

Dabei ist

$$r_K = 2 \sqrt{\frac{\nu x}{U_0}} \sim \frac{1}{\sqrt{\Re e}} \quad (2.28)$$

der sogenannte Kernradius und  $\Gamma_0$  die Zirkulation des Spitzenwirbels.

Das Druckfeld in radialer Richtung ergibt sich durch Integration der radialen Impulsgleichung:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{v_t^2}{r} \quad (2.29)$$

in der Form:

$$\begin{aligned} c_p &= \frac{p_0 - p(x, r)}{\frac{1}{2}\rho u_0^2} \quad (2.30) \\ &= \left(\frac{\Gamma_0}{2\pi u_0 r_K}\right)^2 \left[ \left(\frac{r_K}{r}\right)^2 \left(1 - e^{-\frac{r^2}{r_K^2}}\right)^2 - 2Ei\left(-\frac{r^2}{r_K^2}\right) + 2Ei\left(-2\frac{r^2}{r_K^2}\right) \right] \quad (2.31) \end{aligned}$$

Damit folgt für den Minimaldruck bei  $r = 0$  im Spitzenwirbel:

$$c_{p_{min}} = \left(\frac{\Gamma_0}{2\pi u_0 r_K}\right)^2 2 \ln 2 \quad (2.32)$$

Für die Berechnung des Minimaldruckes ist somit die Bestimmung des Kernradius des Spitzenwirbels erforderlich.

Schon seit *Mc Cormick* (1962) [McCOR62] ist bekannt, daß die ohne Berücksichtigung der Turbulenz für laminare Strömungen abgeleitete Formel Gl.(2.27) die in Experimenten bestimmten Kernradien  $r_K$  nicht gut wiedergibt. Insbesondere wird die Re-Zahl-Abhängigkeit des  $c_{p,min}$ -Wertes durch Gl.(2.28) völlig falsch beschrieben. Während aus Gl.(2.28) in Verbindung mit Gl.(2.32) folgen würde

$$c_{p_{min}} \sim \Re e \quad (2.33)$$

zeigen die Messungen schon ab einer Re-Zahl  $\Re e > 0.4 \cdot 10^6$  ein Verhalten

$$c_{p_{min}} \sim \Re e^{2n} \quad (2.34)$$

mit  $0.18 \leq n \leq 0.21$ . Dies liegt eindeutig an den unberücksichtigten Turbulenzeinflüssen.

Deshalb haben *Mc Cormick*, *Tangler* und *Sherrieb* bereits 1968 [McCOR68] eine rein empirische Formel für  $r_K$  vorgeschlagen, die in der Literatur über Spitzenwirbel Eingang gefunden hat. Sie lautet:

$$r_K = 2 A [0.024 + 0.042 \cdot C_L] \quad (2.35)$$

Dabei ist  $2A$  die Tiefe und  $C_L$  der Auftriebsbeiwert des Flügels. Die ursprünglichen Messungen, die zu der Gewinnung der Formel Gl.(2.35) führten, wurden bei einer Flügel-Re-Zahl von  $(\frac{2AU_0}{\nu}) = 0.35 \cdot 10^6$  gemacht. Bei höheren Re-Zahlen liegen die  $r_K$ -Werte unter den von Gl.(2.35) vorhergesagten. Eine Anpassung an einen größeren Re-Zahl-Bereich läßt sich durch eine Modifikation der Formel erreichen. Es gilt:

$$r_K = 2A [0.024 + 0.042 \cdot C_L] \left( \frac{5 \cdot 10^5}{Re} \right)^m \quad (2.36)$$

Dabei liegt  $m$  in dem Bereich zwischen 0.18 und 0.21. In der vorliegenden Untersuchung wurde Gl.(2.36) mit  $m = 0.2$  verwendet.

Damit erhalten wir aus Gl.(2.32) folgende Gleichung für den  $c_{p,min}$ -Wert:

$$c_{p,min} = \left( \frac{\Gamma_0}{2\pi u_0 A} \right)^2 \left( \frac{\ln 2}{2} \right) \frac{(2 \cdot 10^{-6} \cdot (\frac{2AU_0}{\nu}))^{2n}}{(0.024 + 0.042 \cdot C_L)^2} \quad (2.37)$$

Der Vorfaktor  $\Gamma_0/(2\pi U_0 A)$  hängt vom Auftriebbeiwert  $C_L$  ab und kann auf diesen in folgender Weise umgerechnet werden:

Bei Annahme einer Potentialströmung im Tragflügelbereich entspricht die Zirkulation  $\Gamma_0$  des Spitzenwirbels der Zirkulation  $\Gamma_{max}$  in der Spannweitenmitte des Flügels. Bei elliptischem Flügelgrundriß und der Voraussetzung einer linearen Abhängigkeit vom Anstellwinkel  $\alpha$  gilt bekanntlich ([SCHL69]):

$$\frac{\Gamma_0}{2\pi U_0 A} = \left( \frac{2}{\pi^2} \right) C_L = \left( \frac{2}{\pi^2} \right) C'_L(\Lambda) \cdot \alpha \quad (2.38)$$

Dabei ist  $\Lambda$  das Seitenverhältnis ( $\Rightarrow$  *Streckung*) des Flügels. Für rechteckige Flügelgrundrisse und unter Berücksichtigung nichtlinearer Anteile vom Anstellwinkel läßt sich die Gl.(2.38) erweitern zu:

$$\frac{\Gamma_0}{2\pi U_0 A} = \left( \frac{2}{\pi^2} \right) C'_L(\Lambda) \cdot \alpha \left[ 1 - \epsilon(\Lambda) \left( 1 - \frac{\pi}{4} \right) \right] \cdot \left[ 1 + \frac{\alpha C^*(\Lambda)}{2 C'_L(\Lambda)} \right] \quad (2.39)$$

Dabei ist  $c^*$  ein Korrekturfaktor nach Gersten [GER61] für nichtlineare Anteile;  $\epsilon(\Lambda)$  ist ein Anpassungsfaktor für den nicht elliptischen Grundriß. Für diesen wird die aus dem Vergleich mit exakten Werten gewonnene Interpolationsformel

$$\epsilon(\Lambda) = \frac{\Lambda}{25} \quad (2.40)$$

verwendet.

Für den im Experiment in der HSVA verwendeten Tragflügel ergaben sich folgende Werte:

$$\Lambda = 3 \quad ; \quad C'_L = 3.15 \quad ; \quad C^* = 1.80 \quad ; \quad \epsilon = 0.12$$

Damit folgt aus Gl.(2.39) für den Vorfaktor:

$$\frac{\Gamma_0}{2\pi U_0 A} = 0.622 \cdot \alpha \cdot (1 + 0.286 \alpha) = \left( \frac{2}{\pi^2} \right) C_L \cdot 0.974 \quad (2.41)$$

Der  $c_{p,min}$ -Wert ist damit bekannt, sofern der Kernradius bestimmt wurde. Experimentell läßt sich der Kernradius aus der maximalen Umfangsgeschwindigkeit  $v_{t,max}$  herleiten. Aus Gl.(2.27) folgt:

$$v_{t,max} = 0.639 \frac{\Gamma_0}{2\pi} \frac{1}{r_K} \quad (2.42)$$

und somit gilt für den hier verwendeten Tragflügel:

$$\begin{aligned}\frac{r_K}{A} &= 0.639 \cdot \frac{\Gamma_0}{2\pi A U_0} \left( \frac{v_{t,max}}{U_0} \right)^{-1} \\ &= \frac{0.398 \alpha (1 + 0.286 \alpha)}{(v_{t,max}/U_0)}\end{aligned}\quad (2.43)$$

Eine weitere Möglichkeit den Wert von  $r_K/A$  zu bestimmen, liegt in der Näherung der Gl.(2.27) für kleine Radien  $r$ :

$$\lim_{r \rightarrow 0} v_t(r) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left( \frac{r^2}{2r_K^2} \right) \quad (2.44)$$

Die Steigung der radialen Geschwindigkeitsverteilung im Nulldurchgang folgt daraus zu:

$$\begin{aligned}\left( \frac{A}{U_0} \frac{dv_t}{dr} \right) \Big|_{r \rightarrow 0} &= \frac{\Gamma_0}{2\pi U_0 A} \left( \frac{A}{r_K} \right)^2 \\ \frac{r_K}{A} &= \sqrt{ \frac{\Gamma_0}{2\pi U_0 A} \left( \frac{A}{U_0} \frac{dv_t}{dr} \right)^{-1} \Big|_{r \rightarrow 0} }\end{aligned}\quad (2.45)$$

Bei der Auswertung der experimentellen Daten wird später der Mittelwert aus beiden Relationen (2.43) und (2.45) für  $r_K/A$  verwendet.

Wichtig anzumerken ist noch, daß offensichtlich die empirische Formel von Mc Cormick nur auf den Tragflügel mit abgerundeter Kante angewendet werden darf. Bei gerade abgeschnittener Tragflügelkante ergeben sich experimentell deutlich über den aus Gl.(2.36) folgende Kernradien.

## 2.4 Vergleich der Modelle

Das Modell der reinen Diffusion setzt voraus, daß der Umgebungsdruck der Blasen deutlich über dem Dampfdruck liegt. Die Blasen sind während des gesamten Aufweitungsvorganges von einem konstanten Außendruck umgeben, der dem Minimaldruck des Spitzenwirbels entspricht. Dieses Modell läßt einen sich mit der Lauflänge  $x$  verändernden Umgebungsdruck nicht zu.

Die in der Rechnung vorausgesetzte Übersättigung im Außenraum der Blasen setzt sich aus zwei Faktoren zusammen: Zum einen wird durch stabile, isotherme Aufweitung der Blasen im Minimaldruckbereich des Spitzenwirbels der Sättigungsgrad in der Blase um den Faktor  $(R_0/R_\infty)^3$  erniedrigt. Zum anderen wächst der Sättigungsgrad in dem die Blase umgebenden Fluid durch Absenken des Umgebungsdruckes vom Tunnelndruck auf den im Zentrum des Wirbels herrschenden Minimaldruck. Die resultierende Übersättigung wird während des gesamten Zeitraums der Diffusion als konstant angesehen. Da beide Vorgänge aber gleichzeitig ablaufen, wird der Grad der Übersättigung insgesamt überschätzt.

Beide Modelle gehen davon aus, daß am Rand der Blase die Sättigungskonzentration der Partialdichte der Luft  $\rho_{2S}$  vorherrscht. Das Modell der reinen Diffusion legt jedoch den Wert  $\rho_{2\infty}$ , der vom Sättigungsgrad in der Zuströmung abhängt, ins Unendliche, während

das Modell der Blasendynamik mit Diffusionsgrenzschicht den Wert  $\rho_{2\infty}$  am Rand der Diffusionsschicht  $\delta$  annimmt. Diese Diffusionsschicht ist jedoch nicht, wie in der Grenzschicht-Theorie üblich, klein gegen den Radius der Blase. Da die Diffusionsgleichung nur im integralen Mittel gelöst wird, stellt dies eine gewisse Ungenauigkeit in der Betrachtung dar. Bei einem Vergleich beider Modelle unter gleichen Voraussetzungen (d.h. Druckabsenkung zum Zeitpunkt  $t=0$  auf  $p_{min}$ ) ergaben sich annähernd die selben Aufweitungsfaktoren, wobei das Modell der reinen Diffusion immer über dem der Diffusion mit Blasendynamik lag. Dies liegt hauptsächlich an der Absenkung des Partialdruckes der Luft  $p_L$  in der Blase schon zu Beginn der Rechnung in der reinen Diffusion. Die Übereinstimmung der Modelle ist um so besser je größer die Übersättigung im Fluid angenommen wird, da so der Einfluß des Blaseninnendruckes auf den Sättigungsgrad sinkt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die beiden Modelle nahezu übereinstimmende Ergebnisse liefern, wenn man die gleichen Voraussetzungen bezüglich des Umgebungsdruckes macht. Das Modell der Diffusion mit Blasendynamik läßt allerdings sowohl einen variablen Blaseninnendruck als auch einen nicht konstanten Außendruck in der Umgebung der Blasen zu. Dies sind entscheidende Vorteile, die es möglich machen auch experimentelle Ergebnisse nachzurechnen, bei denen der Kavitationseinsatz im Spitzenwirbel nahe am Dampfdruck liegt. Dem Modell der reinen Diffusion ist dies verwehrt, da hier die Annahme gemacht wurde, daß  $\sigma_i > c_{p_{min}}$  deutlich größer ist.

# Kapitel 3

## Experiment

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick über die eingesetzte Versuchsanlage und die Meßtechnik gegeben werden. Dazu gehören der Kavitations-Tunnel, der Tragflügel und die verwendete Laser- und Phasen-Doppler-Anemometer Technik. In den Abschnitten über die LDA- und PDA-Technik sind die Ergebnisse der jeweiligen Messungen mit aufgeführt.

### 3.1 Kavitationstunnel

Bei dem verwendeten Kavitationstunnel handelt es sich um den mittleren Tunnel der HSVA<sup>1</sup> dessen wichtigsten technischen Daten im folgenden aufgeführt werden:

Querschnitt der Meßstrecke	:	0.57m*0.57m
Länge der Meßstrecke	:	0.8 m
Geschwindigkeitsbereich	:	0 - 10.0 m/s (stufenlos)

Es handelt sich bei dem Tunnel um einen geschlossenen Wassenumlaufkanal, in dem zeitlich unbegrenzt stationäre Strömungen gefahren werden können. Die Beobachtung geschieht durch vier  $80\text{ cm} \times 32\text{ cm}$  großen Plexiglasscheiben einer Dicke von  $36\text{ mm}$ , die an jeder Seite der Meßstrecke in die Tunnelwände eingelassen sind. Durch diese werden auch die Laser-Strahlen der optischen Meßgeräte geleitet. Das zu untersuchende Profil wurde als Halbflügelmodell seitlich in die Meßstrecke eingeführt, so daß die aus Plexiglas bestehende Kanalseitenabdeckung die Symmetrieebene des Halbflügels darstellte. Bei den LDA-Messungen wurde ein raumfestes Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung bei einem Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$  an der Hinterkante des Flügels in den Eckpunkt gelegt wurde. Dabei weist die x-Koordinate stromabwärts, die z-Koordinate senkrecht auf die Tragflügeloberfläche und die y-Achse liegt parallel zur Hinterkante.

Die Aufhängung des Flügels war starr und erlaubte keine Meßung der Auftriebs- und Widerstandsmomente. Durch die Art der Befestigung und des Materials der Seitenscheibe, die gleichzeitig Beobachtungsfenster ist, wurden die experimentellen Möglichkeiten durch die Belastungsgrenze eingeschränkt. Bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 8^\circ$  war eine maximale Strömungsgeschwindigkeit von  $v_{Tunnel} = 8\text{ m/s}$  zulässig.

---

<sup>1</sup>Hamburger Schiffsbau-Versuchsanstalt

## 3.2 Tragflügel

Bei dem untersuchten Tragflügel handelt es sich um ein **NACA 0015**- Profil des Seitenverhältnisses  $\Lambda = 3$  mit einer Tiefe von  $20\text{ cm}$ . Der Tragflügel ist als halbseitig an der Befestigungswand gespiegelt aufzufassen und hat eine Halbspannweite von  $b = 30\text{ cm}$ . Die Experimente wurden mit zwei verschiedenen Tragflügelenden durchgeführt. Zunächst war der Flügel an der Seite gerade abgeschnitten (siehe Abb.A.1). Der von diesem Flügel erzeugt Spitzenwirbel wies einige Besonderheiten auf, die zu der Überlegung führten, eine Endkappe an den Flügel anzubringen. Diese Endkappe wurde aus einem halbierten Rotationskörper der NACA 0015-Profilgeometrie hergestellt und auf das gerade Ende aufgesetzt (siehe Abb. A.3). Diese Modifikation des Tragflügels lieferte einen gänzlich veränderten Spitzenwirbel. Da es keine anderen Visualisierungsmöglichkeiten gab, konnte der Spitzenwirbel nur im kavitierten Zustand beobachtet werden. Dabei ergab sich folgendes Bild:

**Abgeschnittener Flügel** : An der geraden Kante des Flügels reißt die Strömung um das Profil ab und bildet einen separaten Kantenwirbel ( $\Rightarrow$  *Sekundär-Wirbel*), der an der Vorderkante des Flügels beginnt. Zusammen mit dem Spitzenwirbel, in dem die Kavitation frühestens etwa bei 40% der Profiltiefe einsetzte, bildet sich ein Zwei-Wirbel-System aus. Der Kavitationseinsatz war im Kantenwirbel immer früher zu beobachten als im Spitzenwirbel.

**Abgerundeter Flügel** : Durch die runde Endkappe verschwindet der Kantenwirbel. Es ist nur noch ein Spitzenwirbel zu beobachten, der kurz über der Hinterkante des Profils beginnt. Dieser scheint sich aber erst an der Hinterkante vollständig aufzurollen. Dagegen hat der Spitzenwirbelkern eine sehr viel ruhigere Lage und er wirkt sehr viel geradliniger als der des abgeschnittenen Flügels.

## 3.3 LDA-Messungen<sup>1)</sup>

Zur berührungsfreien Vermessung der Strömung im Spitzenwirbel wurde ein LDA-Meßgerät (Laser-Doppler-Anemometer) eingesetzt. Bei der verwendeten Lichtquelle handelt es sich um einen  $4\text{ W}$  Argon-Laser mit zwei besonders intensiven Wellenlängen<sup>2)</sup>. Das Licht dieser beiden Hauptlinien wurde mittels einer Optik im Meßvolumen focussiert. Dieses Meßvolumen hatte eine Ausdehnung von etwa  $1.8\text{ mm} \times 70\mu\text{ m} \times 70\mu\text{ m}$ . Um eine höhere Photonenausbeute zu erzielen wurde das Tunnelwasser mit weißer Farbe ( $\text{TiO}_2$ ) dotiert. Diese Streupartikel haben in etwa einen Durchmesser von  $3\mu\text{ m}$ . Das gestreute Licht wurde mittels Photomultiplier im Rückstreuverfahren verstärkt und mit einer aufwendigen Signal-Technik bearbeitet. Zum Verständnis der Grundlagen der LDA-Meßtechnik sei auf die einschlägige Literatur verwiesen.

Obwohl das Gerät dazu konzipiert wurde, die Strömungsgeschwindigkeit in der x-y-Ebene zu bestimmen, war es zum Zeitpunkt der Experimente nur in der Lage eine Geschwindigkeitskomponente mit statistisch hoher Genauigkeit zu messen. Dies lag an dem kurzfristigen Ausfall eines Photomultipliers, so daß eine Reparatur nicht möglich war.

Bei der Vermessung des Spitzenwirbels, wurde das auf einem Drei-Achsen-Verfahrtisch montierte LDA-Gerät über Schrittmotoren in der x- und y-Achse so positioniert, daß die Messachse (z-Richtung) genau durch das Wirbelzentrum lief. Dieses Wirbelzentrum wurde

<sup>1)</sup> Diese Messungen wurden von Herrn Dipl.-Phys. G.Lammers durchgeführt.

<sup>2)</sup>  $\lambda_1 = 488\text{ nm}$  und  $\lambda_2 = 514.5\text{ nm}$

durch Druckabsenkung im Tunnel mittels der einsetzenden Kavitation lokalisiert. Vor der anschließenden Vermessung wurde der Tunneldruck wieder auf Normaldruck angehoben.

Es wurden nach der Reihe verschiedene  $z$ -Positionen des Meßvolumens der gekreuzten Laser-Strahlen angefahren, wobei die einzelnen Positionen nicht weiter als  $5\text{ mm}$  auseinander lagen und ein Minimalabstand von  $1\text{ mm}$  nicht unterschritten wurde. Bei jeder Messung wurden mindestens 2000 auswertbare Doppler-Signale aufgenommen. Durch die schlechte Photonenausbeute des zweiten Kanals ergaben sich für die Bestimmung der Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung nur etwa 10 Werte pro Meßposition. Daher war nur die Bestimmung der  $y$ -Geschwindigkeit sinnvoll. Eine beispielhafte Geschwindigkeitsverteilung zeigt Abb.(3.1).

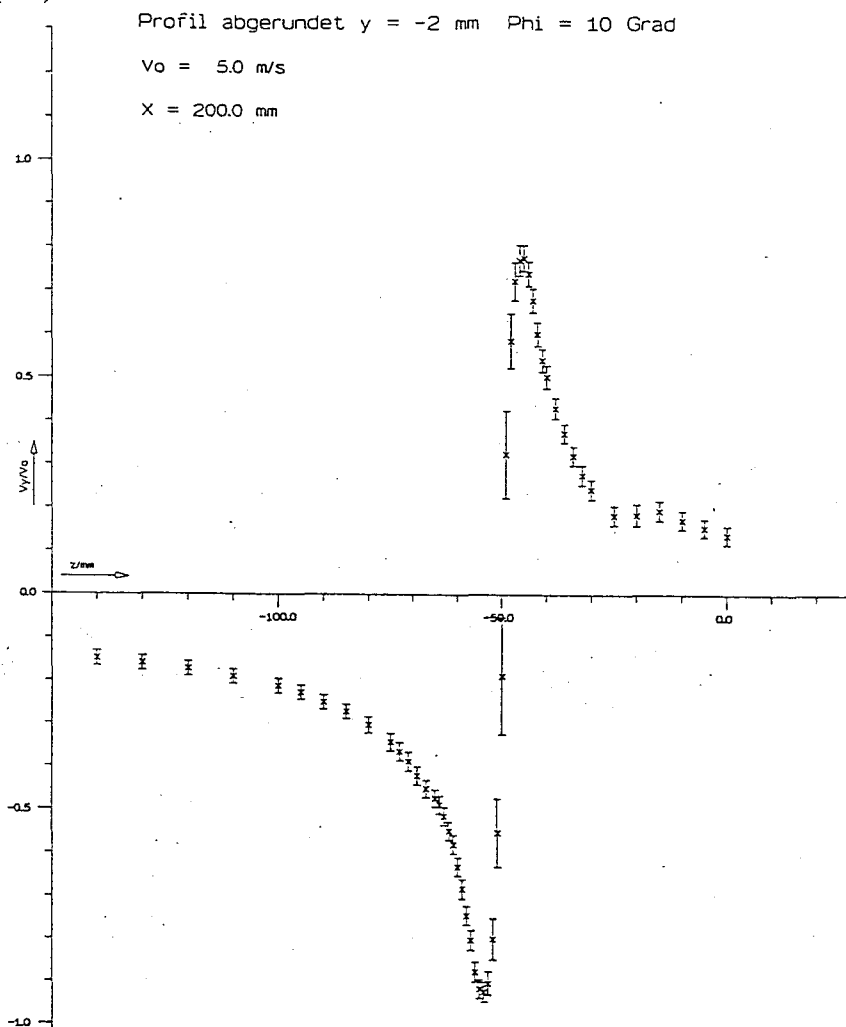


Abbildung 3.1: Radiale Geschwindigkeitsverteilung ; gemessen am abgerundeten Flügel bei einem Anstellwinkel  $\alpha = 10^\circ$  und einer Strömungsgeschwindigkeit  $U_0 = 5\text{ m/s}$ . Die Messung erfolgte etwa  $20\text{ cm}$  hinter der Hinterkante. Die in der Verteilung bei  $z = 30..0$  sichtbare Modifikation wird von einer fest im Tunnel installierten Propellerwelle hervorgerufen.

### 3.3.1 Unsicherheiten in der LDA-Messung

In dem als rotationssymmetrisch angenommenen Wirbel soll die exakte Geschwindigkeitsverteilung an festen Positionen hinter dem Tragflügel aufgenommen werden. Dazu wurde die Geschwindigkeit in  $y$ -Richtung der Strömung auf Geraden gemessen, die die Wirbelachse schneiden. Durch die Bewegung des Wirbelzentrums ist eine genaue Bestimmung der auf die Wirbelachse bezogenen Geschwindigkeit nicht möglich. Diese Bewegung wird *Mäandern* genannt und hat chaotischen Charakter. Die Wirbelachse springt quasi nach keinem festen Muster zwischen mehreren Positionen hin und her, die etwa in einem Bereich von  $5\text{ mm}$  um einen Punkt liegen. Die Abb.(3.2) verdeutlicht, welchen Fehler das Mäandern in der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung verursacht. Die aufgenommene Verteilung ist um etwa 10% flacher. Da zu den einzelnen Meßwerten der Geschwindigkeit der Streuteilchen in der Strömung die Position der Wirbelachse nicht aufgenommen wurde, ist eine genauere Bestimmung der wahren Geschwindigkeitsverteilung nicht möglich. Da das Mäandern des Spitzenwirbel am abgerundeten Tragflügel sehr viel geringer war, ist die Güte der aufgenommenen Geschwindigkeitsverteilungen für diesen Fall auch höher.

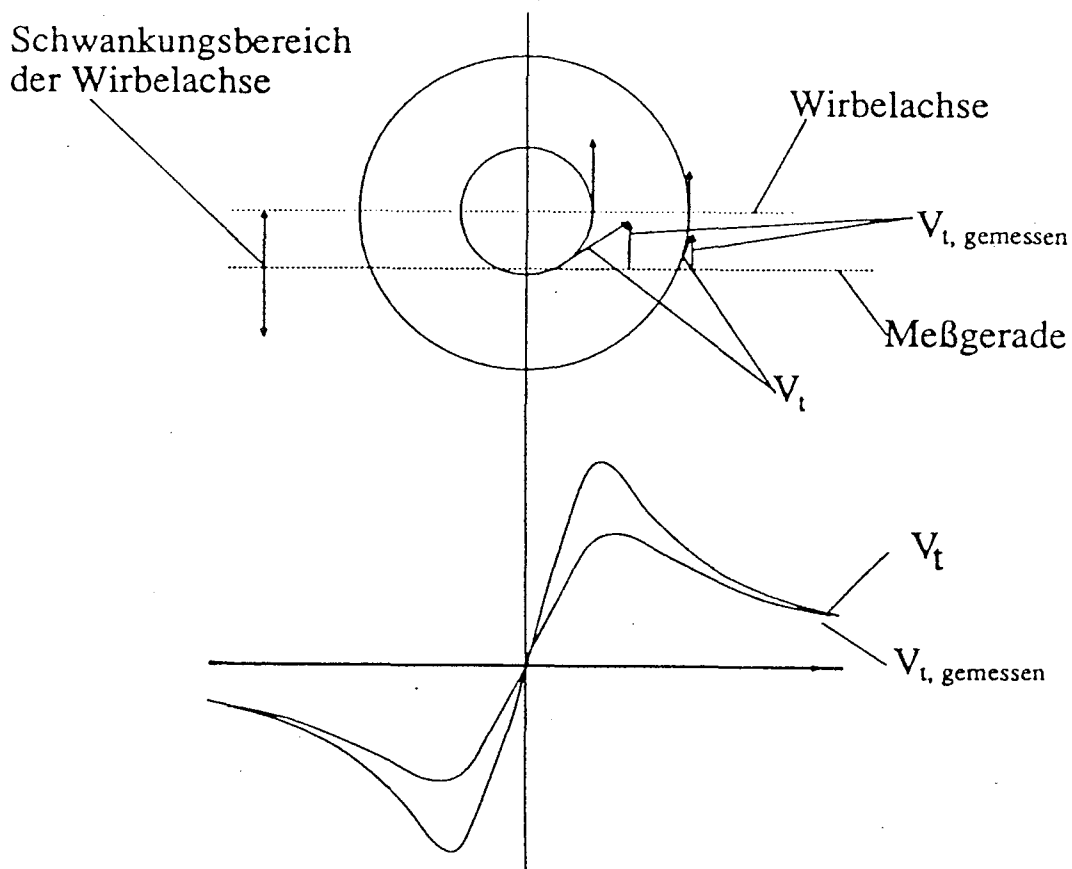


Abbildung 3.2: Diese Skizze verdeutlicht die Abhängigkeit der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung von der momentanen Lage des Wirbelzentrums.

### 3.3.2 Bestimmung des Kernradius

Für die Bestimmung des Kernradius wurden die in Abschnitt 2.3 angegebenen Formeln Gl.(2.43) und Gl.(2.45) verwendet. Da die experimentell bestimmte radiale Geschwindigkeitsverteilung meist nicht der vorausgesetzten idealisierten symmetrischen Verteilung entspricht, wurde die maximale Geschwindigkeit  $v_{t,max}$  aus den beiden Maximalwerten der rechten und linken Seite der Geschwindigkeitsverteilung gemittelt. Die Steigung im Nulldurchgang wurde näherungsweise durch eine Gerade, die in die beiden Extremalwerte gelegt wurde, bestimmt. Beim abgeschnittenen Flügel wurde ein im Schnitt um den

Kernradien des abgeschnittenen Flügels							
Geschw. $U_0$	Anstw. $\alpha$	Posit. $x$	Steig. $\left. \frac{d(v/U_0)}{d(r/A)} \right _0$	max.G. $v_{max}/U_0$	K-R(St) $r_{K,St}/2A$	K-R(V) $r_{K,v_{max}}/2A$	K-R(Ges) $r_K/2A$
5 m/s	$8^\circ$	2A	12.04	0.422	0.0432	0.0684	0.0558
		3A	5.30	0.4495	0.0653	0.0642	0.0647
		4A	5.5	0.44	0.0640	0.0656	0.0648
		5A	4.97	0.4475	0.0673	0.0645	0.0659
	$6^\circ$	2A	8.21	0.3695	0.0451	0.0580	0.0516
		3A	10.83	0.379	0.0393	0.0565	0.0479
		4A	8.34	0.3755	0.0448	0.0571	0.0509
		5A	12.6	0.379	0.0364	0.0565	0.0465
	$4^\circ$	2A	7.75	0.310	0.0378	0.0456	0.0417
		3A	8.99	0.315	0.0351	0.0450	0.0400
		4A	8.45	0.317	0.0361	0.0446	0.0404
		5A	9.16	0.321	0.0347	0.0441	0.0394
	$2^\circ$	2A	6.13	0.215	0.0299	0.0326	0.0313
		3A	4.86	0.195	0.0335	0.0360	0.0348
		4A	4.97	0.187	0.0332	0.0375	0.0354
		5A	3.73	0.168	0.0383	0.0417	0.0400
3.3 m/s	$6^\circ$	5A	7.56	0.680	0.0471	0.0630	0.0550
7.0 m/s	$6^\circ$	5A	10.43	0.391	0.0401	0.0548	0.0474

Tabelle 3.1: Ergebnisse der LDA-Messungen des abgeschnittenen Flügels

Faktor 2 größerer Kernradius bestimmt als von Mc Cormick vorhergesagt. Dies führt zu deutlich niedrigeren  $C_{pmin}$ -Werten. Eine eindeutige Lauflängen-Abhängigkeit konnte nicht ermittelt werden. Vermutlich lag dies an dem Mäandern des Wirbels, das durch die noch nicht vollständig abgeschlossene Verschmelzung des Kanten mit dem Spitzenwirbel im Beobachtungsbereich hervorgerufen wurde. In Abbildung Abb.(3.3) werden die  $r_K$ -Werte mit einer Ausgleichsgeraden, die mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt wurde, interpoliert. Diese Gerade wird im Weiteren zur Bestimmung des Minimaldruckes im Spitzenwirbel für den abgeschnittenen Flügel herangezogen.

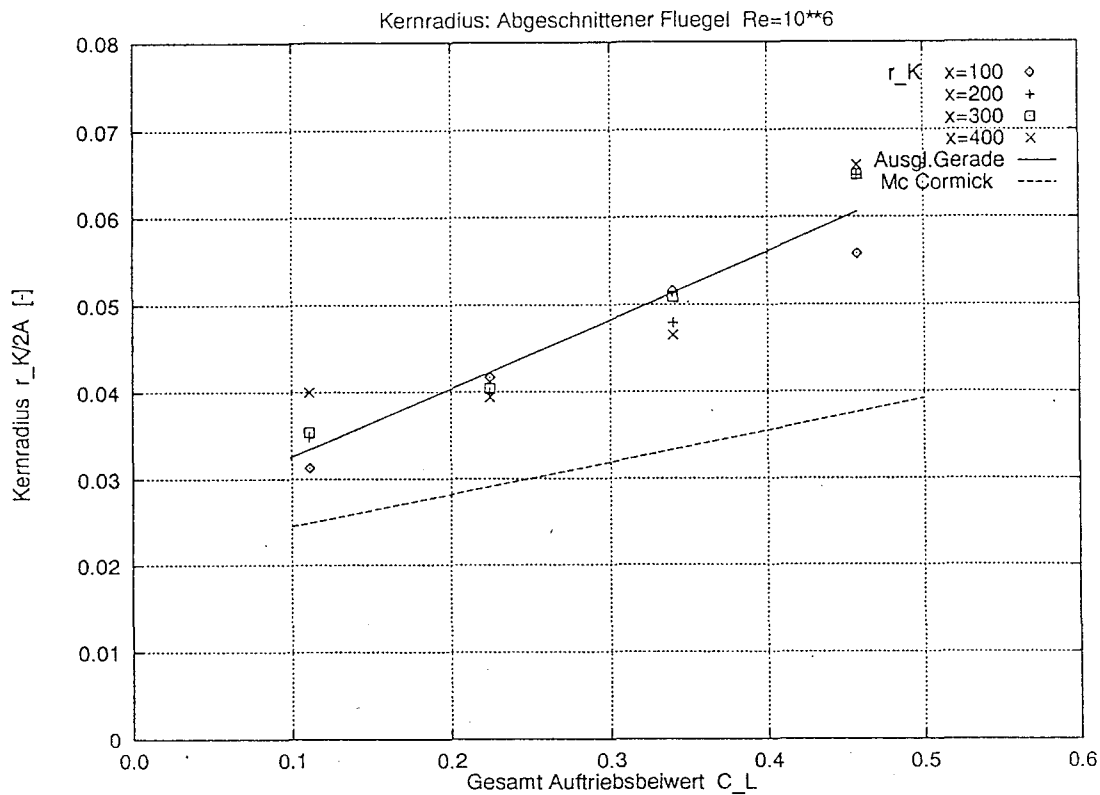


Abbildung 3.3: Die Ausgleichsgerade durch die  $r_K$ -Werte liegt deutlich über der von Mc Cormick vorhergesagten (vergl. Abb.(B.1)).

Die Tabelle (3.2) zeigt die Meßergebnisse des abgerundeten Flügels.

Die deutliche Abweichung der Kernradien des abgeschnittenen Flügels von denen des Abgerundeten kann durch das Vorhandensein des Sekundärwirbels erklärt werden. Werden zwei Wirbel miteinander verschmolzen, so kann die Energieerhaltung nur erfüllt werden, wenn der resultierende Wirbel einen größeren Kernradius erhält, da die gestiegene Zirkulation im Verschmelzungswirbel bei gleichbleibenden Kernradius eine Erhöhung der Energie bedeuten würde. Da der Spitzenwirbel des abgeschnittenen Tragflügels aus zwei Wirbeln aufgebaut wird, ist eine Vergrößerung des Kernradius gegenüber dem des abgerundeten Flügels nicht verwunderlich.

Die Werte für den abgerundeten Flügel liegen dagegen sehr gut auf der Mc Cormick Geraden (siehe Abb.(3.3) und Abb.(3.4)). Dies ist auch ein Indiz dafür, daß Mc Cormick seine empirische Formel an Hand von Daten abgerundeten Flügelprofilen gewonnen hat. In der weiteren Rechnung werden die  $r_K$ -Werte für den abgerundeten Tragflügel mit der in Abb.(3.4) gezeigten Mc Cormick-Formel bestimmt.

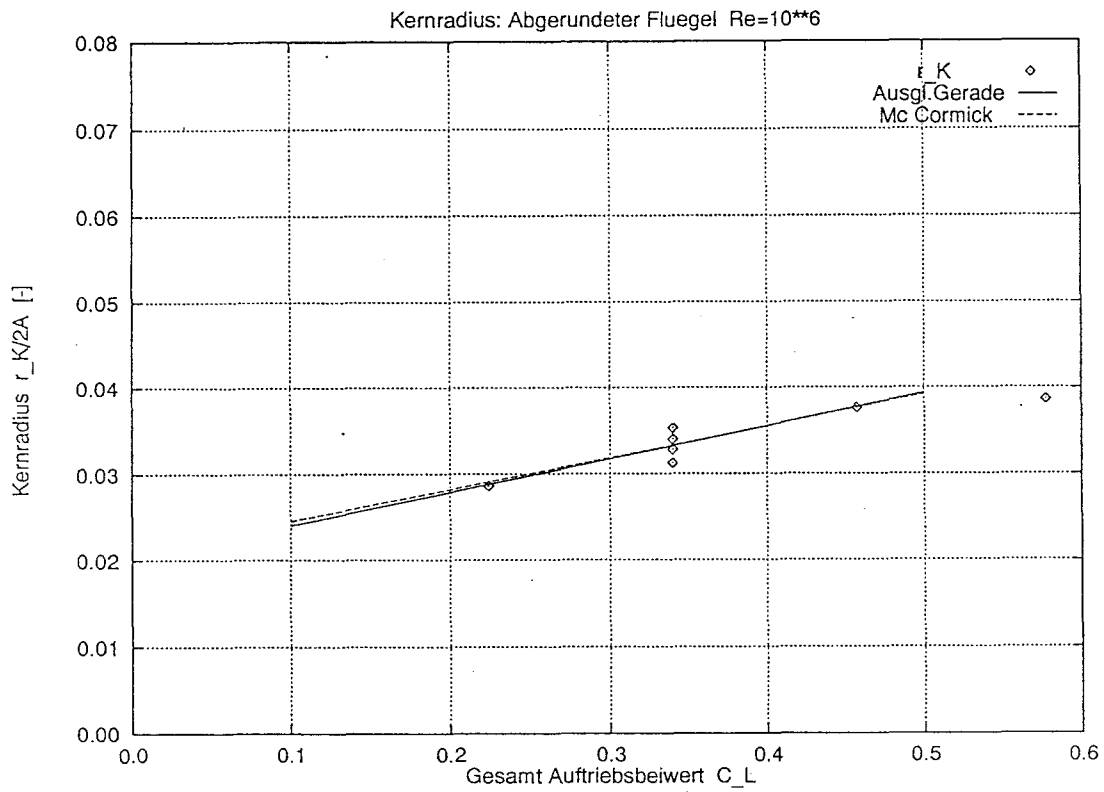


Abbildung 3.4: Die Ausgleichsgerade durch die  $r_K$ -Werte des abgerundeten Flügels liegt genau auf der *Mc Cormick*-Geraden.

Kernradien des abgerundeten Flügels							
Geschw. $U_0$	Anstw. $\alpha$	Posit. $x$	Steig. $\left. \frac{d(v/U_0)}{d(r/A)} \right _0$	max.G. $v_{max}/U_0$	K-R(St) $r_{K,St}/2A$	K-R(V) $r_{K,vmax}/2A$	K-R(Ges) $r_K/2A$
5 m/s	$6^\circ$	1A	18.83	0.4395	0.0298	0.0325	0.0312
		2A	16.83	0.589	0.0315	0.0364	0.0340
		3A	19.62	0.5885	0.0292	0.0364	0.0328
		5A	16.0	0.560	0.0323	0.0383	0.0353
	$4^\circ$	3A	17.58	0.4395	0.0251	0.0322	0.0286
	$8^\circ$	3A	18.09	0.7235	0.0353	0.0399	0.0376
	$10^\circ$	3A	24.24	0.8485	0.0342	0.0429	0.0386

Tabelle 3.2: Ergebnisse der LDA-Messungen des abgerundeten Flügels

### 3.4 PDA-Messungen<sup>3)</sup>

Ein wesentlicher Teil der Versuche bestand in der Bestimmung der Wasserqualität während der Kavitationseinsatzmessungen. Das angestrebte Ziel war, herauszufinden welche Art von Keimen und wie viele von ihnen pro Volumen im Kavitationstunnel vorhanden waren. Dazu wurde sowohl die klassische Methode der Filterprobenauswertung unter dem Mikroskop, zur Bestimmung der Anzahl an Porenkeimen, als auch die moderne Technik eines Phasen-Doppler-Anemometers, das die Zahl der Blasenkeime pro  $cm^3$  in der Zuströmung zum Profil bestimmen sollte, verwendet.

Die Filterprobenauswertung hat den Nachteil, daß sie nur nachträglich und nur einen pauschalierenden Überblick über die Anzahl der während der gesamten Versuchsdauer im Tunnel vorhandenen Schwebeteilchen liefert. Bei der Auszählung unter dem Mikroskop werden weniger kontrastreiche Teilchen nicht erkannt (z.B. weiße Farbpartikel) und es ist unklar ob die gezählten Teilchen auch alle als Porenkeime geeignet sind. Die Einteilung der Partikel in Radienklassen bleibt durch ihre sehr differenzierten Formen relativ willkürlich. Drei ausgezählte Proben, die an unterschiedlichen Tagen entnommen wurden, ergaben eine mittlere Partikelrate von  $\zeta_{0,Filter} = 1000 cm^{-3}$  mit Radien unter  $10 \mu m$ .

Da im Experiment der Zugspannungsbereich im Spitzenwirbel nicht erreicht wurde, waren nicht die Porenkeime sondern die durch Diffusion aufgeweiteten Blasenkeime für den Kavitationseinsatz bestimmend. Die Anzahl dieser Blasen in der Zuströmung sollte zu dem jeweiligen Zeitpunkt der Beobachtung mit dem Phasen-Doppler-Anemometer bestimmt werden.

Das PDA-Gerät ist schon seit geraumer Zeit bei der HSVA im Einsatz. Es ermittelt an Hand des phasenverschobenen Dopplersignals eines Streupartikels dessen Durchmesser und seine Geschwindigkeit. Die Sende- und Empfangsoptik ist analog zu einem herkömmlichen LDA-Gerät aufgebaut. Jedoch wird das aufgefangene Signal durch eine wesentlich kompliziertere Messelektronik verarbeitet. Die Auswertung stützt sich dabei auf die *Mie-Streuthorie*. In ihr geht man davon aus, daß das Streuobjekt eine kugelförmige Gestalt besitzt und das LASER-Licht entweder in Reflexion oder auch durch Brechung in die Empfangsoptik des Messgerätes zurück wirft. Diese Bedingung wird von einer Gasblase erfüllt, die sich in dem sehr viel dichteren Medium Wasser als Kugelförmige Störstelle ausnimmt. Zu näheren Erläuterungen sei auf die einschlägige Literatur verwiesen.

Während der Kavitationseinsatzmessung wurde von den Experimentatoren eine wichtige Eigenschaft des Kavitationstunnels beobachtet: Der Tunnel produziert bei Absenkung des Tunneldruck sichtbar Blasenkeime. Diese Beobachtung, die sich auf Gasblasen von einigen Millimetern stützte, wurde durch die Messungen des PDA-Gerätes auch im Mykrometerbereich bestätigt. Durch detaillierte Messungen bei verschiedenen Tunnelzuständen konnte ein formeller Zusammenhang zwischen Tunneldruck und Blasenzahl pro  $cm^3$  ermittelt werden (siehe Abb.(C.1)). Es stellte sich eine sehr kleine mittlere Konzentration an Blasenkeimen von  $\zeta_0 \approx 0.5 cm^{-3}$  heraus. Jede Messung mit dem PDA-Gerät wurde über einen relativ langen Zeitraum<sup>4</sup> von  $3 min$  durchgeführt. Dabei ergab sich eine Gesamtzahl von akzeptierten Daten von durchschnittlich 60 Stück. Diese geringe Anzahl läßt

<sup>3</sup>Die PDA-Messungen wurden von Herrn Dipl.-Ing. H.Tanger durchgeführt.

<sup>4</sup>für einen konstant zu haltenden Tunnelzustand

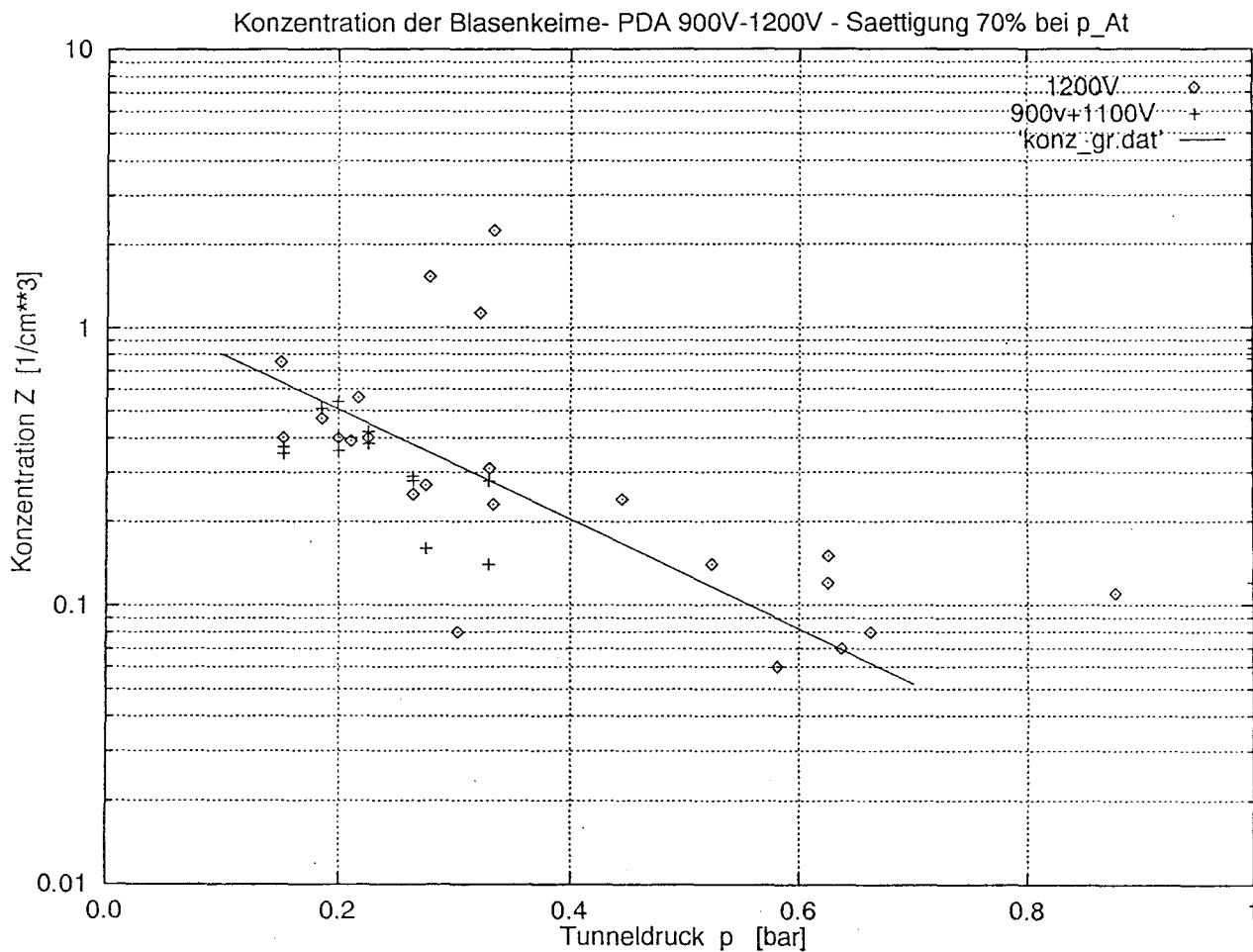


Abbildung 3.5: Mit dem PDA-Gerät bestimmter Zusammenhang der Anzahl an Blasenkeimen pro Volumen und dem Tunneldruck (vergl. Abb.(C.1)).

jedoch keine statistisch sinnvolle Keimverteilungsmessung zu, da die gezählten Keime in 19 Radienklassen unterteilt wurden. Für die Rechnungen wurde daher ein aus den Histogrammen abgelesener mittlerer Radius der Blasenkeime von  $R \simeq 70 \mu\text{m}$  angenommen (siehe Abb.(C.2)).

Die Blasenkeime wurden somit durch einen mittleren Radius und eine Konzentration pro  $\text{cm}^3$ , die in Abhängigkeit vom Tunneldruck bestimmt wurde, in die Berechnungen mit einbezogen. Jedoch darf man nicht versäumen, die Messergebnisse zu diskutieren. Einige Stichpunkte sollen hier genannt werden :

1. Auch nicht kugelförmige Teilchen, z.B. Rostpartikel oder die für die LDA-Messung notwendigen  $\text{TiO}_2$ -Teilchen, werden von dem PDA-Gerät als Signalgeber akzeptiert und ausgewertet. Es sollten aber nur Gasblasen gezählt werden.
2. Die gemessenen Keimverteilung zeigt keinen Anstieg der Konzentration zu kleinen Radien hin. Dieses Verhalten wäre aber zu erwarten.
3. Die Gesamtanzahl und die bestimmten Radien hängen stark von der Betriebsspan-

### 3.5 Kavitationseinsatz-Messungen

Ein wesentlicher Einflußfaktor auf die Güte der hier vorgestellten Meßergebnissen war die Beurteilung des Kavitationseinsatzes durch den Experimentator. Dieser mußte ohne technische Hilfsmittel den Kavitationseinsatz im Spitzenwirbel bestimmen. Die Beobachtung unterlag einer gewissen Unsicherheit, da es sowohl keinen exakt definierten Tunnelndruck gab, bei dem die Kavitation im Spitzenwirbel *schlagartig* auftauchte, noch einen wohldefinierten *Einsatzpunkt* der sichtbaren Kavitation. Vielmehr war schon frühzeitig im Bereich hinter dem Tragflügel Kavitation im Wirbelzentrum vorhanden. Der Einsatzpunkt fluktuierte dabei stark. Durch weiteres Absenken des Tunnelndruckes war der Experimentator in der Lage, den Kavitationsbereich immer weiter an die Tragflügelhinterkante heranzuführen.

Die aufgenommenen Kavitationseinsatzwerte wurde nun derartig bestimmt, daß während des Absenkens des Tunnelndruckes der Experimentator das Kavitationsverhalten des Spitzenwirbel beobachtete und bei Vorlage von zwei bestimmten Zuständen den Tunnelndruck notierte. Diese beiden Zustände können wie folgt beschrieben werden:

1. **Der sporadische Kavitationseinsatz:**

Dabei handelt es sich um einen Kavitationsbeiwert, bei dem durch das Auftreten von einzelnen Blasen im Zentrum des Wirbels die Kavitation kurzzeitig an der Hinterkante anliegt. Ein durchgehender Gasbereich wird aber erst etwa 10 cm hinter der Hinterkante beobachtet.

2. **Der stationäre Kavitationseinsatz:**

Dieser Kavitationsbeiwert wurde vom Experimentator erst in dem Augenblick durch Ablesung des Tunnelndruckes bestimmt, als die Kavitation im Spitzenwirbel stationär an der Hinterkante anlag.

Beim **abgeschnittenen** Flügel lag ein Zwei-Wirbel-System vor, in dem durch Absenkung des Tunnelndruck der Kavitationseinsatz immer zuerst im Kantenwirbel (*Sekundär-Wirbel*) beobachtet wurde. Im weiteren Verlauf der Strömung über dem Profil drehten sich die beiden Wirbel umeinander und verschmolzen schließlich etwa 20 cm hinter dem Tragflügel. Dabei wurde der Spitzenwirbel (*Primär-Wirbel*) zum Teil von bereits aufgeweiteten Blasenkeimen des Sekundärwirbels gespeist. Dies erschwerte die exakte Beobachtung des Kavitationseinsatzes. Der am weitesten stromaufwärts gelegene Einsatzpunkt lag etwa bei 40% der Profiltiefe (siehe Abb.(A.2)).

Durch die **abgerundete** Endkappe veränderte sich der Spitzenwirbel erheblich. Es war nur noch ein Wirbel zu beobachten, der jedoch erheblich stabileres Verhalten aufwies als der bei abgeschnittener Endkappe. Auch in diesem Fall war bereits frühzeitig nach Beginn der Druckabsenkung ein Kavitationseinsatz weit hinter der Flügelhinterkante zu beobachten. Der Einsatzpunkt hatte jedoch eine sehr viel stabilere Lage. Durch weiteres Absenken des Tunnelndruckes wanderte der Einsatzpunkt in Richtung Hinterkante, jedoch lag er frühestens bei 90% der Profiltiefe (siehe Abb.(A.4)).

Dies ist ein Indiz dafür, daß der Aufrollvorgang des Spitzenwirbels am abgerundeten Flügel erst in der Nähe der Hinterkante abgeschlossen ist, während der gleiche Zustand am abgeschnittenen Flügel bereits bei 40% der Profiltiefe erreicht wurde.

Kavitationseinsatz am abgeschnittenen Tragflügel							
$U_0$ [m/s]	$\alpha$ [Grad]	$O_2$ %	$T_{Tunnel}$ [C]	$P_{Luft}$ [bar]	$C_{P_{min}}$	$\sigma_{i,1}$	$\sigma_{i,2}$
5.0	8°	0.680	23.6	1.005	0.721	1.952	1.661
	6°	0.677	23.6	1.005	0.537	1.641	1.433
	4°	0.673	23.6	1.006	0.352	1.399	1.166
6.0	8°	0.663	23.9	1.006	0.695	1.889	1.779
	6°	0.656	24.0	1.006	0.517	1.638	1.477
	4°	0.649	24.0	1.006	0.340	1.340	1.203
7.0	8°	0.635	24.1	1.007	0.674	1.904	1.821
	6°	0.628	24.2	1.007	0.502	1.740	1.619
	4°	0.621	24.2	1.008	0.329	1.438	1.337

Tabelle 3.3: Ergebnisse der Kavitationseinsatzmessung des abgeschnittenen Tragflügels. Bei dem  $\sigma_{i,1}$ -Wert handelt es sich um einen *sporadischen* Einsatz des Spitzenwirbels, den man mit einem Einsatzpunkt etwa 10 cm hinter dem Profil gleichsetzen kann. Der  $\sigma_{i,2}$ -Wert wurde bei stationärem Erscheinen des Spitzenwirbels an der Hinterkante aufgenommen. Bei den angegebenen  $\sigma_i$ -Werten handelt es sich jeweils um Mittelwerte.

Kavitationseinsatz am abgerundeten Tragflügel							
$U_0$ [m/s]	$\alpha$ [Grad]	$O_2$ %	$T_{Tunnel}$ [C]	$P_{Luft}$ [bar]	$C_{P_{min}}$	$\sigma_{i,1}$	$\sigma_{i,2}$
5.0	10°	0.73	24.8	1.011	2.534	3.058	2.573
	8°	0.73	24.8	1.011	1.960	2.885	2.143
	6°	0.73	24.8	1.011	1.387	2.222	1.402
	4°	0.73	24.8	1.011	0.813	1.521	0.928

Tabelle 3.4: Ergebnisse der Kavitationseinsatzmessung des abgerundeten Tragflügels.

# Kapitel 4

## Ergebnisse

Die bisher vorgestellten Messergebnisse sollen nun die Grundlage bilden, die Stärke der turbulenten Diffusion zu bestimmen. Dazu wird der turbulente Diffusionsparameter  $D'$  herangezogen. Dieser wird durch die Anwendung von zwei verschiedenen Theorie-Modellen ermittelt.

Das Modell der auf reiner Diffusion begründeten Blasenkeimaufweitung setzt das Vorhandensein eines konstanten Umgebungsdruckes der Blasen voraus. Außerdem muß dieser Druck erheblich über dem Dampfdruck liegen. Nur dann kann der durch Diffusion hervorgerufenen Aufweitungprozess von dem durch stabile Aufweitung der Blasen hervorgerufenen, bei Absenkung des Umgebungsdruckes von Tunnel- auf Spitzenwirbelndruck, getrennt werden. Die Bestimmung des Diffusionsparameters  $D'$  nach diesem Modell erfolgt durch die im Kapitel 2.1 genannten Formeln. Dabei kann sowohl der *stationäre* als auch der *sporadische* Kavitationsbeiwert zur Bestimmung von  $D'$  herangezogen werden, wenn man für den sporadischen Einsatz statt  $x_{i,stat} = 20 \text{ cm}$  eine Lauflänge  $x_{i,spor}$  von etwa  $30 \text{ cm}$  zu Grunde legt. Beide Ansätze liefern annähernd gleiche Werte.

Das Modell der Diffusion mit Blasendynamik läßt die Wahl des Druckverlaufes über die Lauflänge der Diffusion zu. Da der Aufrollvorgang des Spitzenwirbels jedoch nicht genau bekannt ist, werden hier zwei Ergebnisse für den Diffusionsparameter  $D'$  gegenübergestellt. Zum einen wird, auch um den Vergleich mit dem ersten Modell zu ermöglichen, der Druckverlauf im Außenraum der Blasen schlagartig zu Beginn der Diffusion vom Tunnel- auf den Spitzenwirbelndruck abgesenkt. Den so bestimmte Diffusionsparameter nennen wir  $D'_{recht}$ . Eine weitere Möglichkeit stellt die lineare Druckabsenkung vom Tunnelndruck an der Vorderkante auf den Spitzenwirbelndruck an der Hinterkante dar. Der so bestimmte Diffusionsparameter  $D'_{lin}$  ist deutlich größer als der Vorherige  $D'_{recht}$ . Der lineare Druckverlauf kommt auch der Beobachtung am abgerundeten Tragflügel näher, da die Kavitation in seinem Spitzenwirbel frühestens in der Nähe der Hinterkante einsetzte.

Nicht bekannt ist auch der Verlauf des Turbulenzgrades in der Strömung. Es ist klar, daß es keinen diskreten Umschlagspunkt von einer laminaren in eine turbulente Strömung gibt. Dennoch sprechen wir von einem konkreten Umschlagspunkt  $x_{tr}$ . Jedoch hat sich in der blasendynamischen Rechnung mit Diffusion gezeigt, daß es keinen entscheidenden Einfluß hat, an welcher Stelle hinter der Vorderkante die turbulente Diffusion einsetzt. Die Ergebnisse von  $x_{tr} = 0.0$  und  $x_{tr} = 0.4$  unterscheiden sich nicht. Dies liegt daran, daß bei späterem Einsatz der turbulenten Diffusion die Blasen bereits durch die Druckabsenkung

aufgeweitet wurden. Und da ohne Diffusion kein Massenfluß in die Blasen stattgefunden hat, ist der Sättigungsgrad an Luft in der Blase bereits erheblich gefallen. Die später einsetzende Diffusion hat es somit mit einer sehr viel größeren Übersättigung des Umgebungsfluides der Blasen zu tun. Daher liegen die so bestimmten Kavitationseinsatzpunkte dicht beieinander.

Der Vergleich der Spitzenwirbel der unterschiedlichen Flügelkanten hat bereits in der Beobachtung einen deutlichen Unterschied in der Stabilität und im Turbulenzgrad gezeigt. Dieses Verhalten sollte sich auch in den turbulenten Diffusionsparametern widerspiegeln.

Abgeschnittener Flügel : Stationär										
$U_0$ [ $\frac{m}{s}$ ]	$\alpha$ [Grad]	$O_2$ %	$\zeta_0$ [ $cm^{-3}$ ]	$R_0$ [ $\mu m$ ]	$x_i$ [ $\frac{x+A}{2A}$ ]	$C_{P_{min}}$ [bar]	$\sigma_i$	$D'$ [ $\frac{cm^2}{s}$ ]	$D'_{recht}$ [ $\frac{cm^2}{s}$ ]	$D'_{lin}$ [ $\frac{cm^2}{s}$ ]
5.0	8°	0.680	0.43	70	1.0	0.721	1.661	6.9	8.0	19.6
	6°	0.677	0.49	70	1.0	0.537	1.433	6.9	8.3	16.6
	4°	0.673	0.57	70	1.0	0.352	1.166	6.6	8.3	14.6
Abgeschnittener Flügel : Sporadisch										
$U_0$ [ $\frac{m}{s}$ ]	$\alpha$ [Grad]	$O_2$ %	$\zeta_0$ [ $cm^{-3}$ ]	$R_0$ [ $\mu m$ ]	$x_i$ [ $\frac{x+A}{2A}$ ]	$C_{P_{min}}$ [bar]	$\sigma_i$	$D'$ [ $\frac{cm^2}{s}$ ]	$D'_{recht}$ [ $\frac{cm^2}{s}$ ]	$D'_{lin}$ [ $\frac{cm^2}{s}$ ]
5.0	8°	0.680	0.36	70	1.5	0.721	1.952	8.0	13.7	21.9
	6°	0.677	0.43	70	1.5	0.537	1.641	6.9	11.5	17.0
	4°	0.673	0.50	70	1.5	0.352	1.399	6.9	11.8	15.2

Tabelle 4.1: Turbulenter Diffusionsparameters  $D'$  nach verschiedenen Modellen berechnet.

Der Diffusionsparameter  $D'$  wird vom Modell der reinen Diffusion etwas niedriger bestimmt als vom Modell der Diffusion mit Blasendynamik  $D'_{recht}$ . Dies liegt zum Teil an der getrennten Betrachtung der Radiusänderung zuerst durch Druckabsenkung und dann durch einen Massenstrom im Modell der reinen Diffusion. Zum Anderen ist zu bedenken, daß die Verwendung eines konstanten Diffusionsparameters  $D'$  im Modell der Diffusion mit Blasendynamik, der an Stelle des molekularen Diffusionsbeiwertes  $D$  in die Theorie eingebracht wurde, ein recht rohes Modell zur Beschreibung des Diffusionsvorganges bei turbulenter Strömung darstellt.

Die Abweichungen, die sich im Vergleich des stationären mit dem sporadischen Kavitationseinsatz für den Diffusionsparametern  $D'$  ergeben, sind vertretbar. Die Gleichsetzung des sporadischen Kavitationseinsatzes mit einer größeren Lauflänge bis zum Kavitationseinsatz ist nur eine Approximation.

Für den mit einer runden Endkappe versehenen Tragflügel liegen die Kavitationseinsatz-Bewerte schon sehr dicht am  $C_{p_{min}}$ -Wert. Dadurch ist die Anwendung des Modells der reinen Diffusion nicht mehr möglich, da Blasendynamik und Diffusion nicht getrennt betrachtet werden dürfen. Es konnte somit nur das umfassendere Modell der Blasendynamik mit Diffusion zur Bestimmung des turbulenten Diffusionsparameters  $D'$  herangezogen wer-

den.

Bei dem Versuch die Meßergebnisse des stationären Falls zu interpretieren, ergab sich folgendes Problem: Bei  $\sigma_i = C_{p_{min}}$  wird in der Berechnung nach dem Modell der Blasendynamik mit Diffusion ein Kavitationseinsatz immer deutlich vor der Hinterkante bestimmt. D.h. das berechnete Gasvolumenverhältnis  $\alpha$  überschreitet schon bei einer Lauflänge  $x < 1.0$  die Grenze zum sichtbaren Kavitationseinsatz  $\alpha_i = 0.07$ . Diese Tatsache läßt nur den Schluß zu, daß im Experiment das stationäre Anliegen der Spitzenwirbelkavitation an der Hinterkante zu spät erkannte wurde, so daß schon ein vollständig mit Gas gefülltes Bereich im Spitzenwirbel vorlag. Dieser Zustand ist aber im Gegensatz zum Kavitationseinsatz mit einem sehr viel größeren Gasvolumenverhältnis als  $\alpha = 0.07$  zu identifizieren. Zum Vergleich wurde der Kavitationsbeiwerte mit dem  $c_{p_{min}}$ -Wert gleichgesetzt und die Rechnung mit den aus dem sporadischen Einsatz bestimmten Diffusionsparametern  $D'$  durchgeführt. Diese Rechnungen ergaben für das Gasvolumenverhältnis an der Hinterkante Werte zwischen  $4.0 < \alpha < 9.6$ . Dies entspricht einem Gasanteil von 72 – 91% im Fluid. Die nahe am  $C_{p_{min}}$ -Wert bestimmten Kavitationsbeiwerte sind daher mit einem höheren Gasvolumenverhältnis zu erklären.

Abgerundeter Flügel : Sporadisch										
$U_0$ [ $\frac{m}{s}$ ]	$\alpha$ [Grad]	$O_2$ %	$\zeta_0$ [ $cm^{-3}$ ]	$R_0$ [ $\mu m$ ]	$x_i$ [ $\frac{x+A}{2A}$ ]	$C_{P_{min}}$ [bar]	$\sigma_i$	$D'$ [ $\frac{cm^2}{s}$ ]	$D'_{recht}$ [ $\frac{cm^2}{s}$ ]	$D'_{lin}$ [ $\frac{cm^2}{s}$ ]
5.0	8°	0.73	0.21	70	1.5	1.960	2.885	/	3.25	7.5
	6°	0.73	0.31	70	1.5	1.387	2.222	/	2.9	6.5
	4°	0.73	0.46	70	1.5	0.813	1.521	/	2.55	5.0

Tabelle 4.2: Turbulenter Diffusionsparameters  $D'$  des abgerundeten Tragflügels, berechnet nach dem Modell der Diffusion mit Blasendynamik.

Es bleibt noch die Frage zu klären, welchen Kavitationsbeiwert im Experiment hätte gemessen werden müssen, um den Diffusionsparameter in der angenommenen Größe von z.B.  $D' = 7.5$  für den Anstellwinkel  $\alpha = 8^\circ$  bestimmen zu können. Die Rechnungen ergaben, daß der stationäre Kavitationseinsatz nicht bei einem Wert von  $\sigma_i = 2.165$  sondern bei  $\sigma_i = 2.5$  hätte bestimmt werden müssen. Dieser Wert liegt gerade in der Mitte zwischen den Meßwerten des sporadischen und des stationären Kavitationseinsatzes. Eine Deutung der Daten ist somit im Rahmen dieser Theorie möglich. Die Schwierigkeiten in der Bestimmung des Kavitationseinsatzes können jedoch nur durch bessere, technische Hilfsmittel für die Beobachtung (z.B. Video-Technik) oder durch Heraufsetzung der Strömungsgeschwindigkeit erreicht werden.

Die für den abgerundeten Tragflügel ermittelten Diffusionparameter liegen deutlich unter den für den Spitzenwirbel des abgeschnittenen Flügels bestimmten  $D'$ -Werten. Damit hat sich die Vermutung bestätigt, daß der abgerundete Flügel einen Spitzenwirbel mit geringerem Turbulenzgrad erzeugt.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Die in diesem Bericht vorgestellten Experimente und die beiden verschiedenen theoretischen Modelle zur Beschreibung der Aufweitungsvorgänge von Blasenkeimen in Spitzenwirbeln hatten das Ziel, den turbulenten Diffusionsparameter  $D'$  zu bestimmen.

Durch die exakte Vermessung der Wasserqualität und die Anwendung von Modellen, die den Keimgehalt in der Strömung berücksichtigen, wurde gezeigt, daß die Bestimmung des turbulenten Diffusionsparameters  $D'$  möglich ist. Gleichzeitig beweist diese Untersuchung, daß die turbulente Diffusion entscheidenden Einfluß auf den Kavitationseinsatz in Spitzenwirbeln hat. Der Diffusionsparameter liegt etwa eine Größenordnung über den für Tragflügel bestimmten Werten von *Parkin* und *Ravindra*.

Der Vergleich der Spitzenwirbel von abgerundeter und gerader Flügelkante hat gezeigt, daß der Diffusionsparameter  $D'$  ein gutes Maß für den Turbulenzgrad der Spitzenwirbelströmung darstellt. Die Übereinstimmung der  $D'$ -Werte für den abgeschnittenen Flügel in beiden Theorie-Modellen weist darauf hin, daß die Diffusion in diesem Fall den Aufweitungsprozess der Blasenkeime in der turbulenten Strömungen dominierte.

Auf Grund der hier vorgestellten Ergebnisse wären umfangreichere Experimente wünschenswert, um die einzelnen Einflußfaktoren auf den turbulenten Diffusionsparameter genauer zu bestimmen. Außerdem sollten diese Versuche die Beobachtungsschwierigkeiten, die bei der Bestimmung des Kavitationseinsatzes im Spitzenwirbel auftraten, vermeiden. Diese sind vermutlich auf die geringen Strömungsgeschwindigkeiten von  $U_0 = 5 - 7 \frac{m}{s}$  zurückzuführen. Daher sollten zur exakten Bestimmung des Tunneldruckes im Kavitationseinsatz höhere Strömungsgeschwindigkeiten im Tunnel gefahren werden.

# Literaturverzeichnis

- [GER61] **Gersten,K.:***Nichtlineare Tragflächentheorie mit kleinem Seitenverhältnis*, Ing.Arch.1961, Bd.30, S.431
- [ISAY89] **Isay,W.H.:** *Kavitation*, 3. Erweiterte Auflage 1989 , Schiffahrts-Verlag "Hansa" Hamburg
- [ISAY91] **Isay,W.H.:** *The Influence of the Degree of Saturation of the Dissolved Air and the Nuclei Concentration on the Inception of Cavitation*,Schiffstechnik 1993 - und - IfS-Bericht Nr.525 Sept.1992
- [McCOR62] **Mc Cormick,B.W.:***On Cavitation Produced by a Vortex Trailing from a Lifting Surface*, Journ. of Basic Engeneeing 84 (1962) p.369
- [McCOR68] **Mc Cormick,B.W./Tangler,J.L./Sherrieb,H.E.:** *Structure of Trailing Vortices*, Journ. of Aircraft 5 (1968) p.260
- [NEW59] **Newman,B.G.:** *Flow in a Viscous Trailing Vortex*,The Aeronautical Quarterly 10(1959) p.149.
- [Par91] **Parkin,B./Ravindra,K.:** *Convective gaseous diffusion in steady axisymmetric cavity flows*, Journal Fluids Engineering,113:225(1991)
- [SCHL69] **Schlichting,H./Truckenbrodt,E.:** *Aerodynamik des Flugzeuges*, Springer Verlag Berlin 1967 u. 1969 2.Aufl.
- [SHI74] **Shima,A. and Tsujino,T.:** *the Dissolution and Growth, of a Gas Bubble in Water*,Rep.Inst.High Speed Mech. Tohoku Univ.Sendai, 30 (1974) p.27.

## Danksagung

Für die Durchführung der LDA-Messung zur Bestimmung der Spitzenwirbelströmung danke ich Herrn Dipl.Phys. G.Lammers. Weiterhin danke ich Herrn Dipl.Ing.H.Tanger für die Durchführung der PDA-Messungen zur Bestimmung des Keimgehaltes in der Strömung.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen HSVA-Mitarbeitern, die an dem Versuchsaufbau, der Herstellung des Tragflügels und an der Erstellung der Photographien beteiligt waren.

Für die kurzfristige Erstellung der Tragflügelendkappe sei an dieser Stelle noch einmal den Mitarbeitern der Werkstatt des Instituts für Schiffbau der Universität Hamburg gedankt.

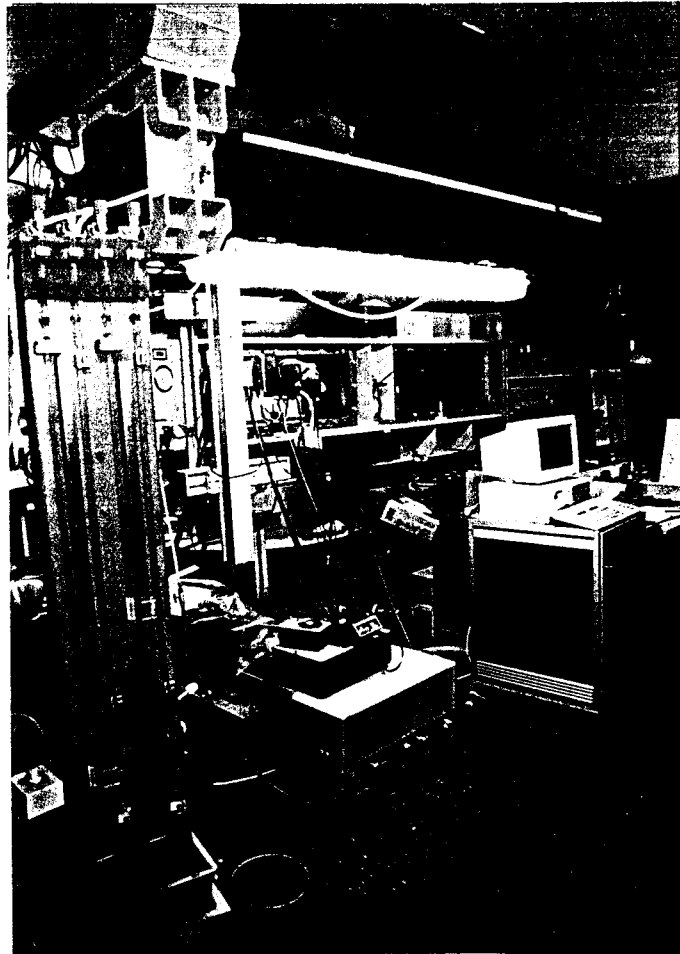


Bild 1: Mittlerer Tunnel der HSVA

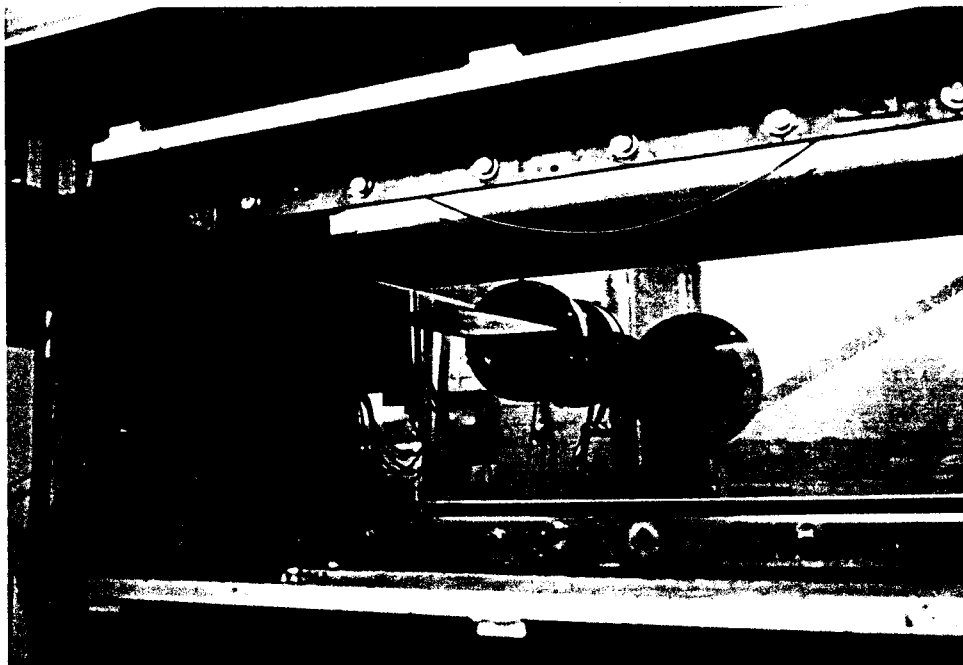
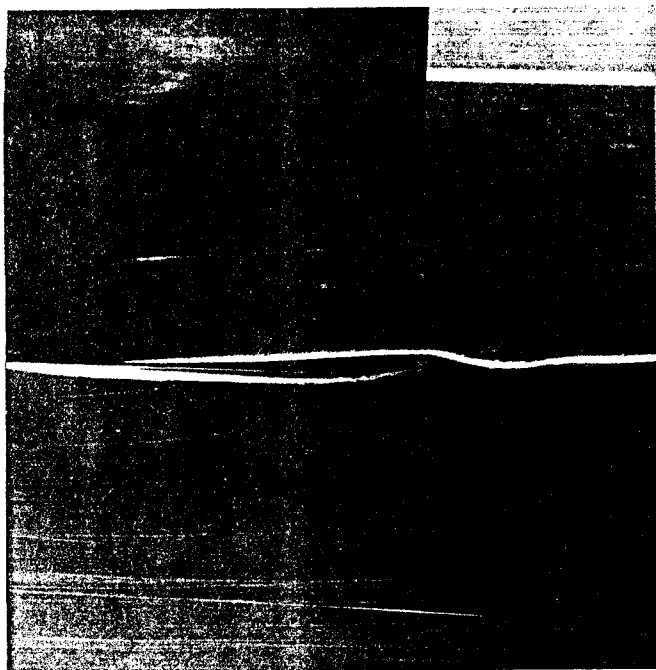
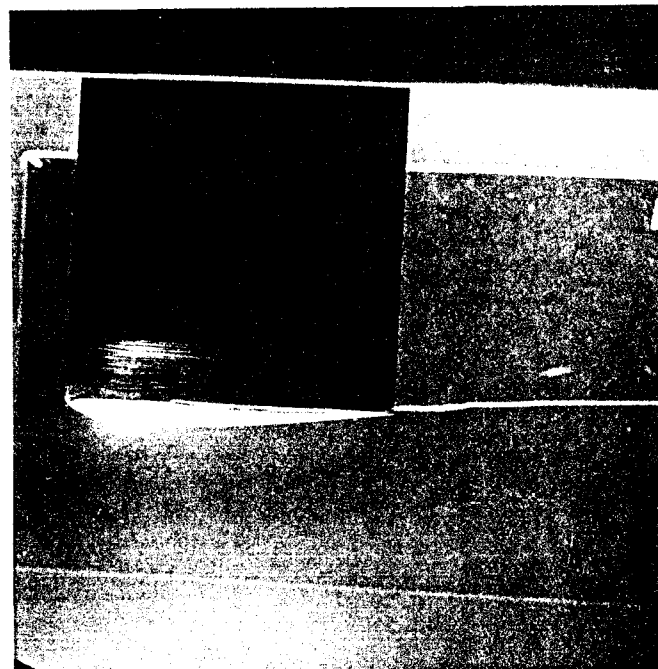


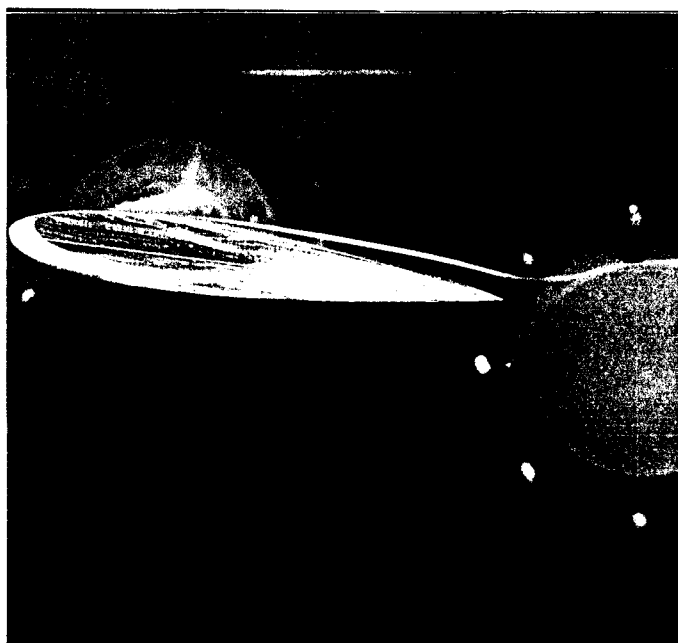
Bild 2: Beobachtungsfenster



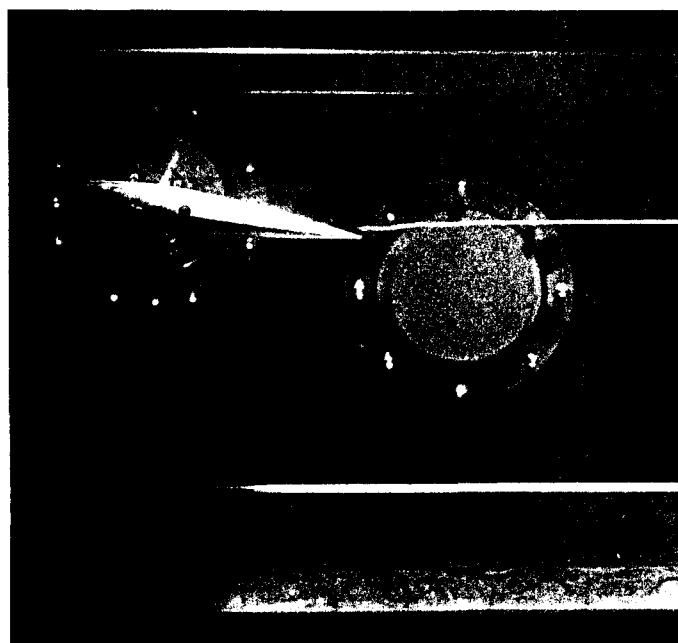
**Bild A.1: Abgeschnittener Flügel**  
Draufsicht



**Bild A.3: Abgerundeter Flügel**  
Draufsicht



**Bild A.2: Abgeschnittener Flügel**  
Seitenansicht



**Bild A.4: Abgerundeter Flügel**  
Seitenansicht

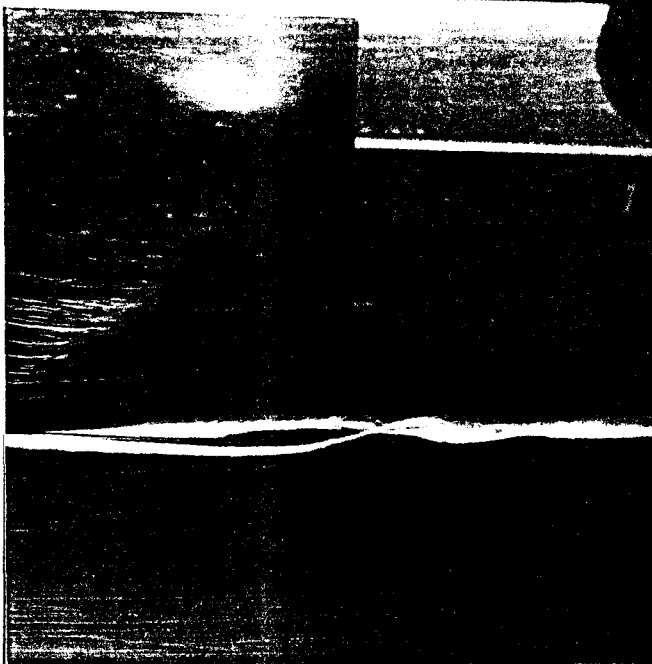


Bild A.5: Abgeschnittener Flügel  
Draufsicht

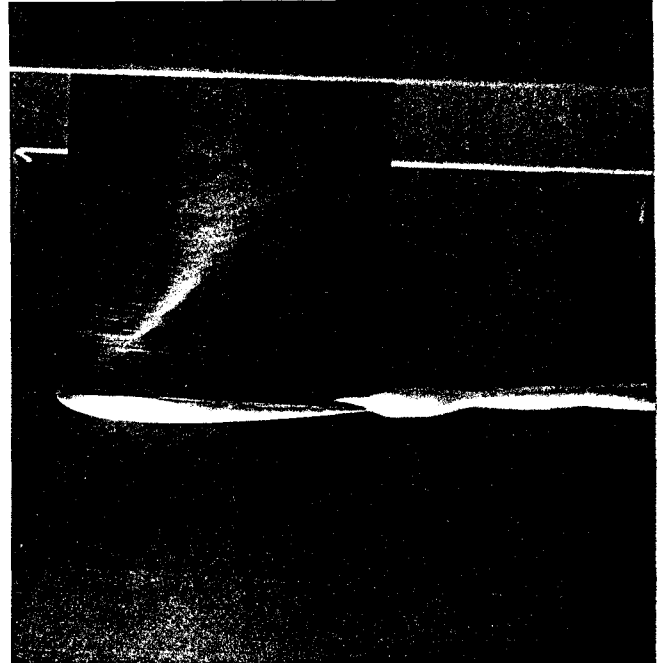


Bild A.6: Abgerundeter Flügel  
Draufsicht



Bild A.7: Abgeschnittener Flügel  
Seitenansicht

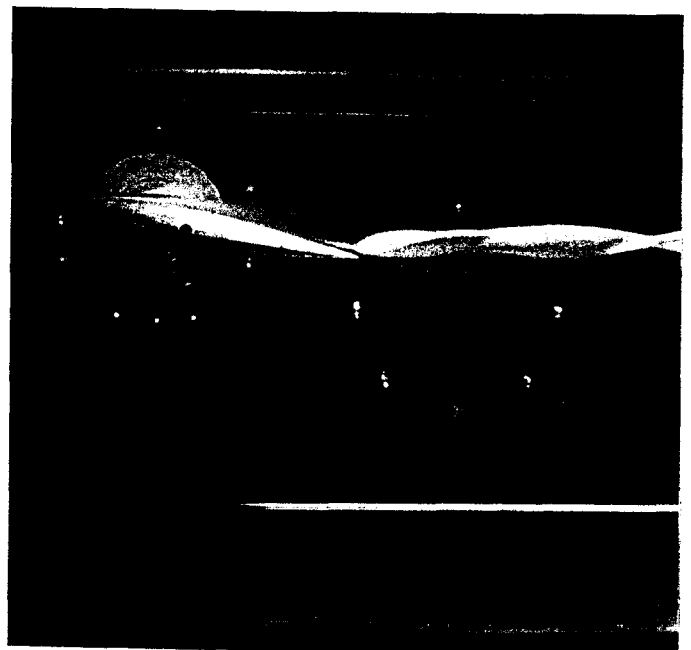


Bild A.8: Abgerundeter Flügel  
Seitenansicht

Abbildung A.5 Diese Bilder zeigen die unterschiedlichen Strömungsverläufe an beiden Tragflügeln bei voll kavitierten Spitzenwirbeln.

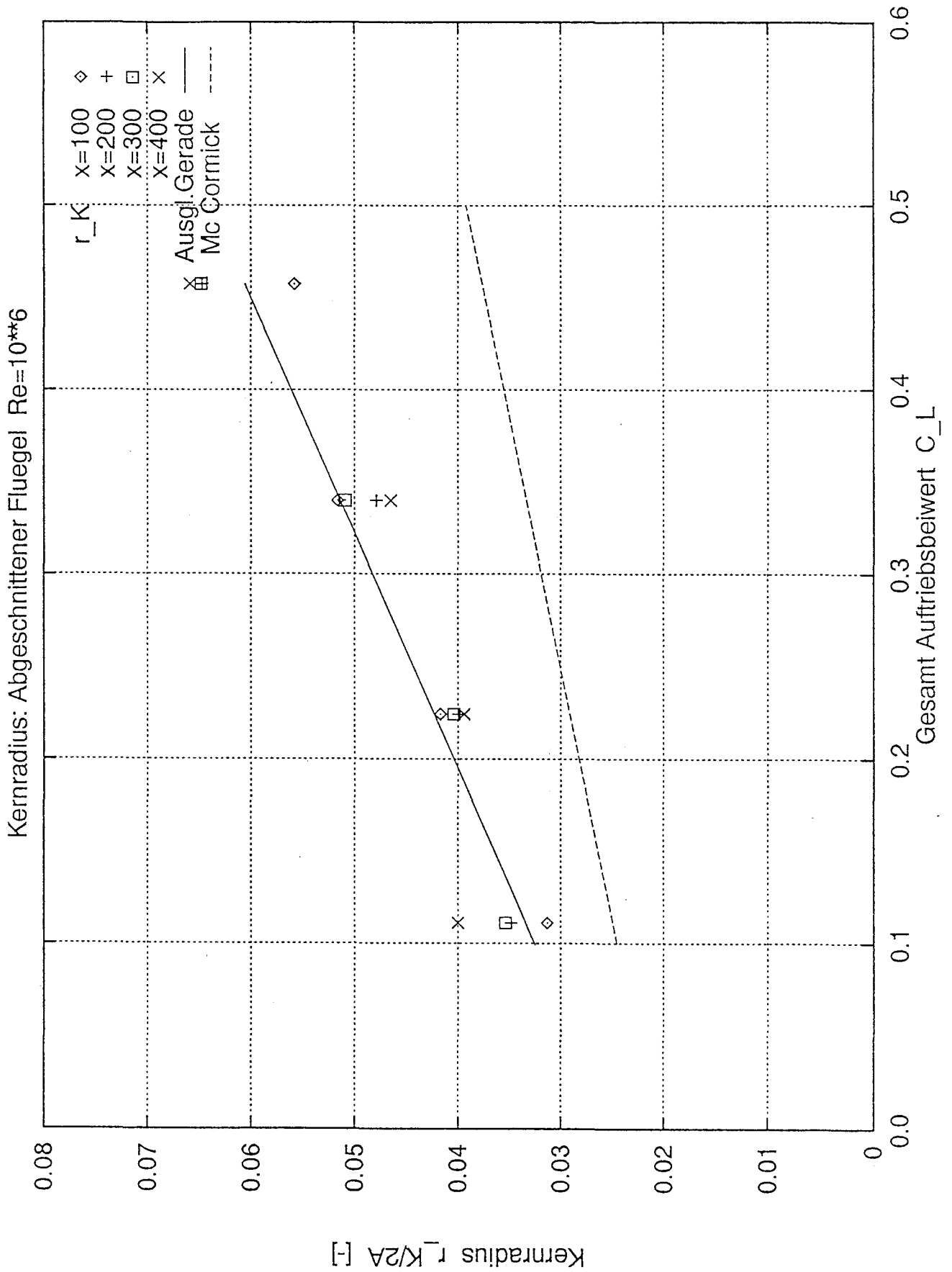


Abbildung B.1: Kernradius des Spitzenwirbels -  $Re=10^6$  - abgeschnittener Flügel. Der Abstand  $x$  wird in  $[mm]$  von der Hinterkante des Flügels an gemessen.

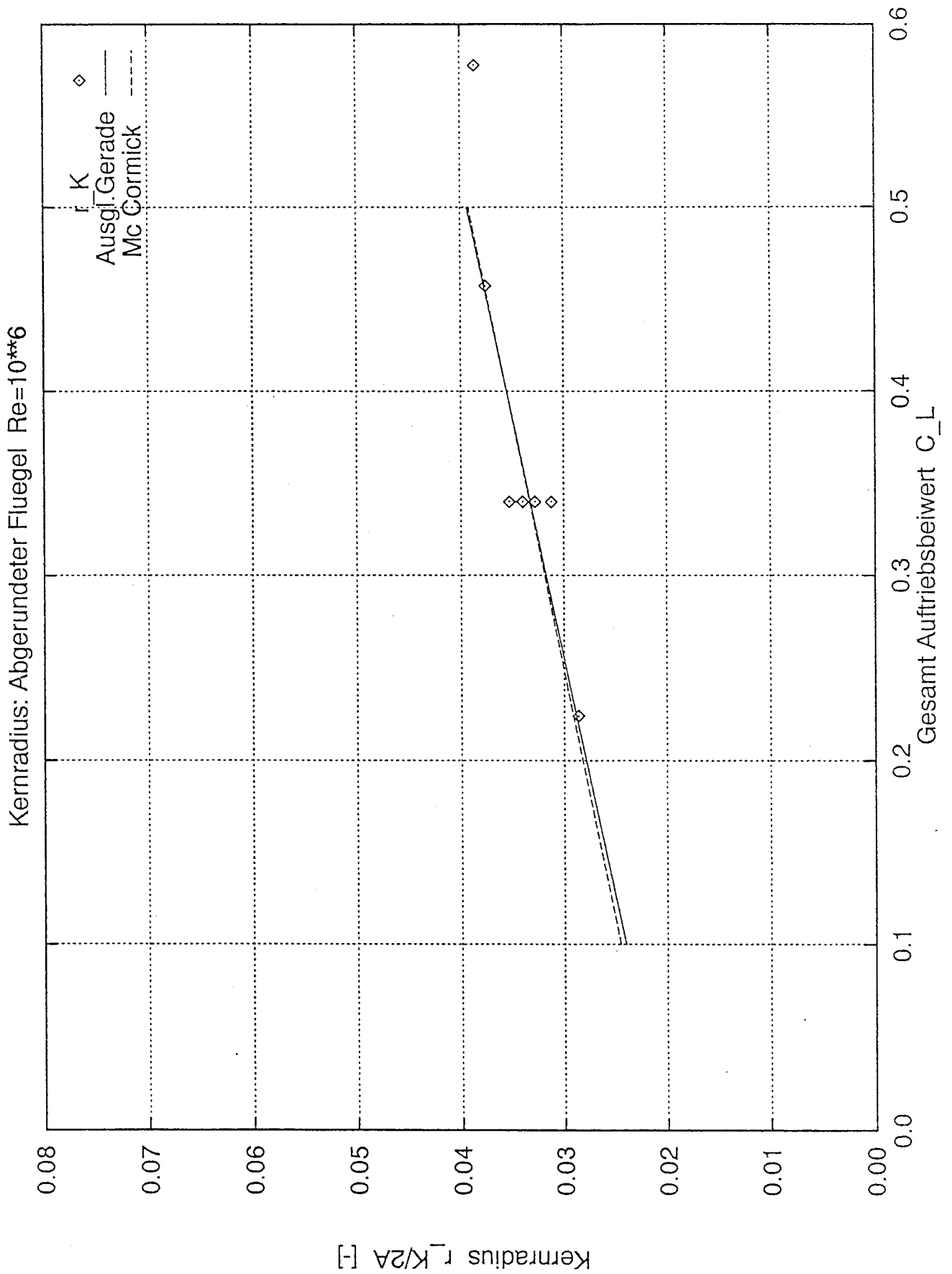


Abbildung B.2: Kernradius des Spitzenwirbels -  $Re=10^6$  - **abgerundeter Flügel**.  
 Der Abstand  $x$  wird in  $[mm]$  von der Hinterkante des Flügels an gemessen.

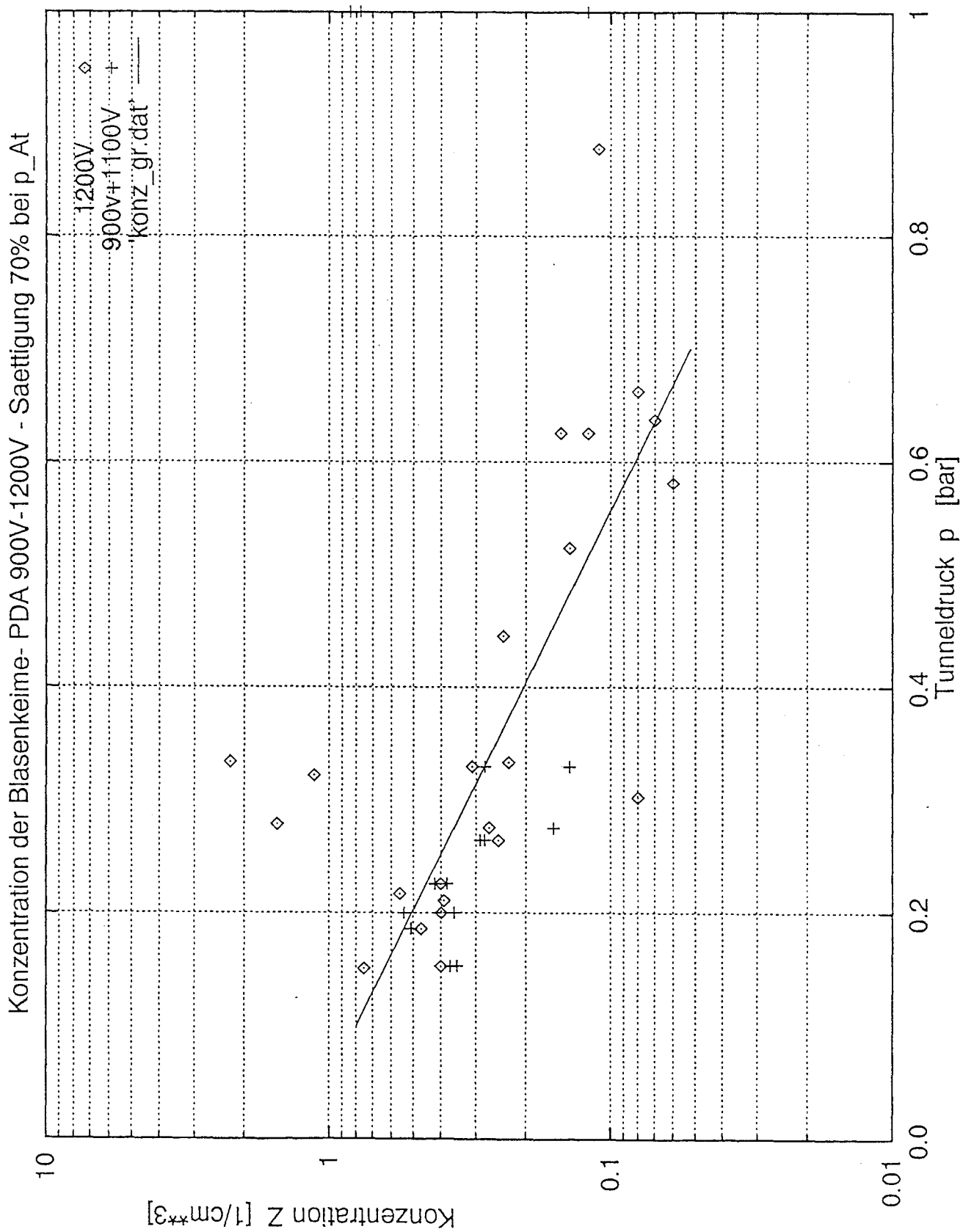


Abbildung C.1: Konzentration der Blasenkeime pro Volumen in Abhängigkeit vom Tunneldruck

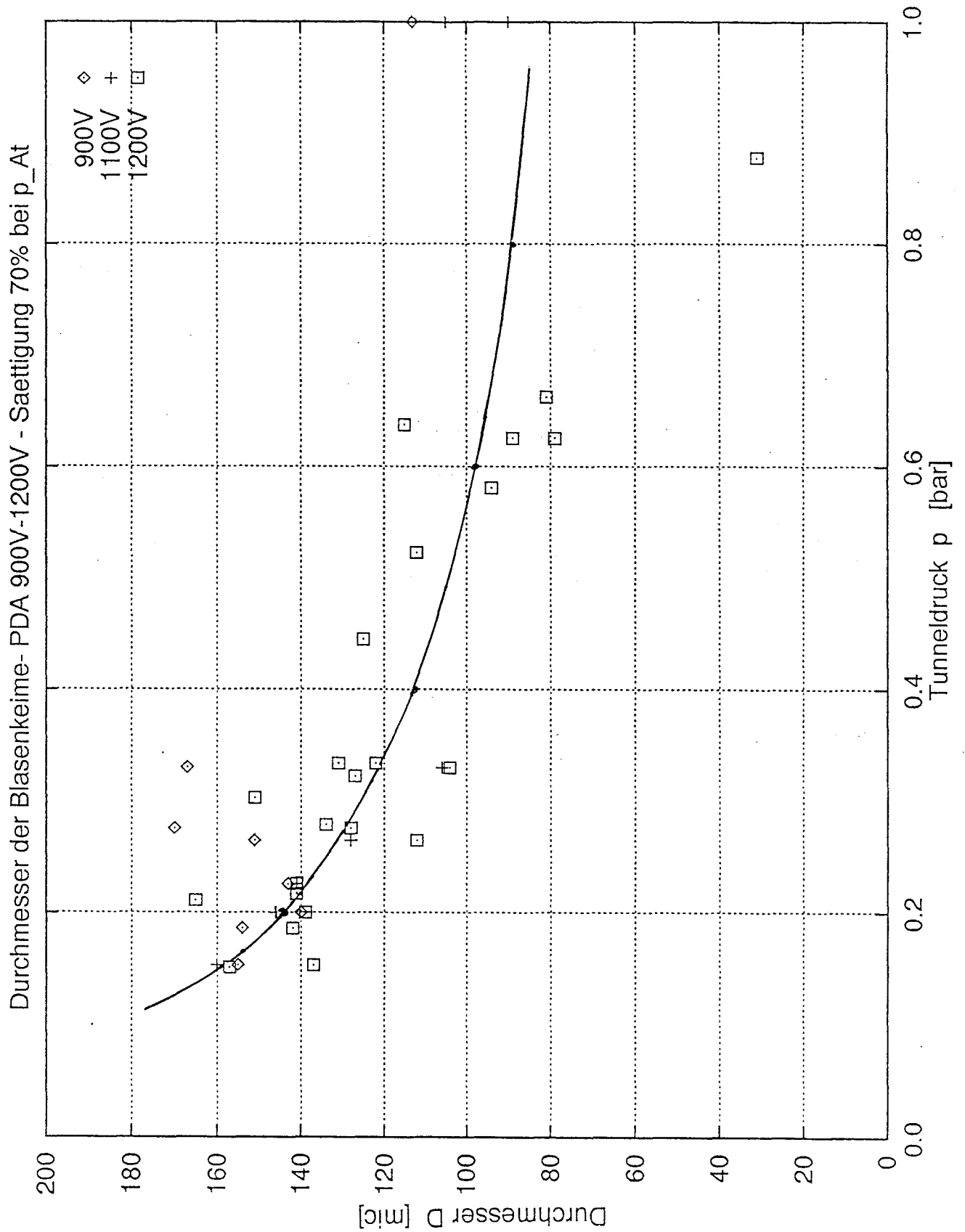


Abbildung C.2: Mittlerer Durchmesser der Blasenkeime in Abhängigkeit vom Tunnel-  
 druck. Die Kurve stellt den Durchmesser einer Blase dar, die unter Voraussetzung von  
 isothermer Zustandsänderung bei einem Tunnelndruck von  $p_{Tunnel} = 0.2 \text{ bar}$  einen Radius  
 von  $R = 72 \mu\text{m}$  annimmt.

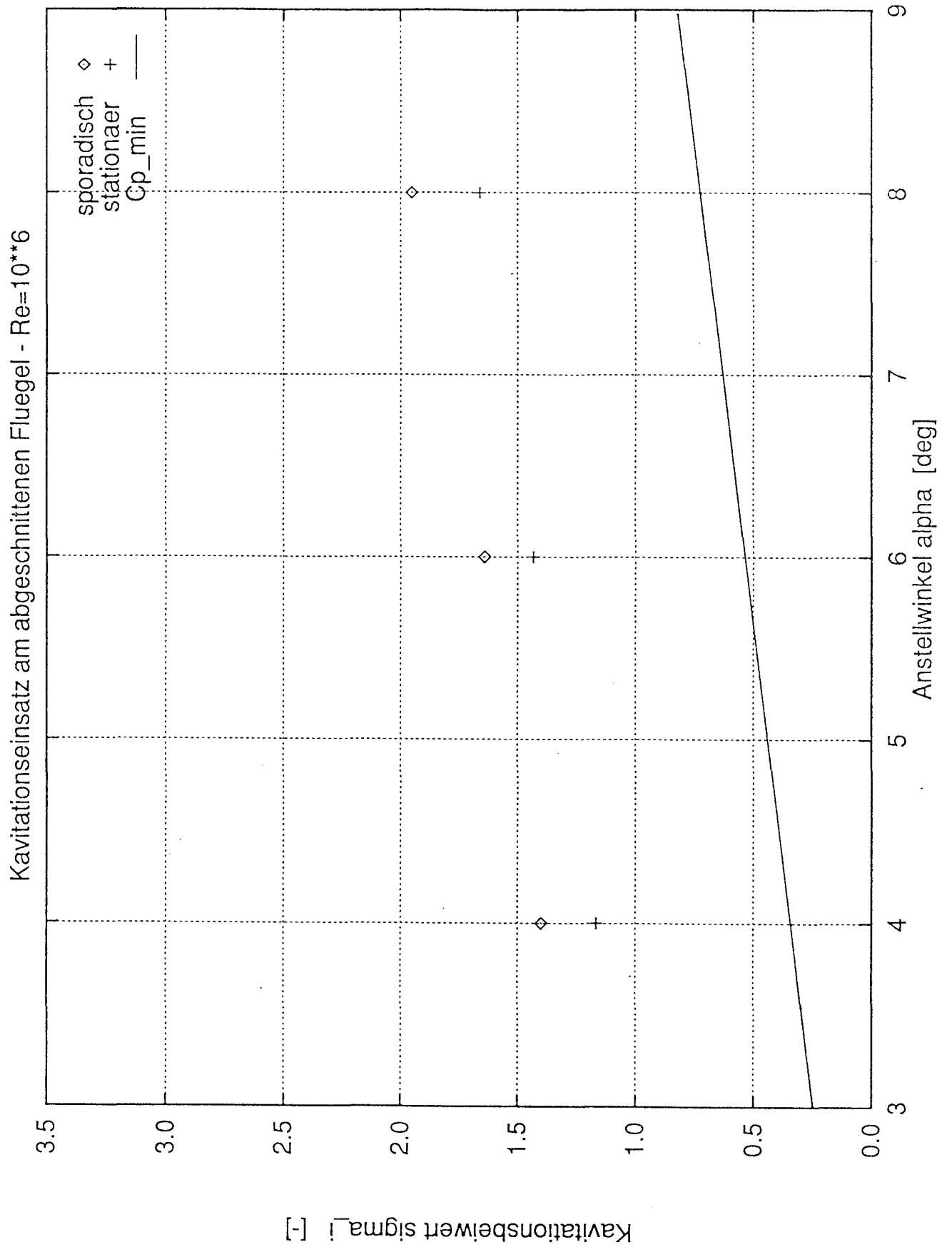


Abbildung D.1: Kavitationseinsatz - Abgeschnittener Fluegel

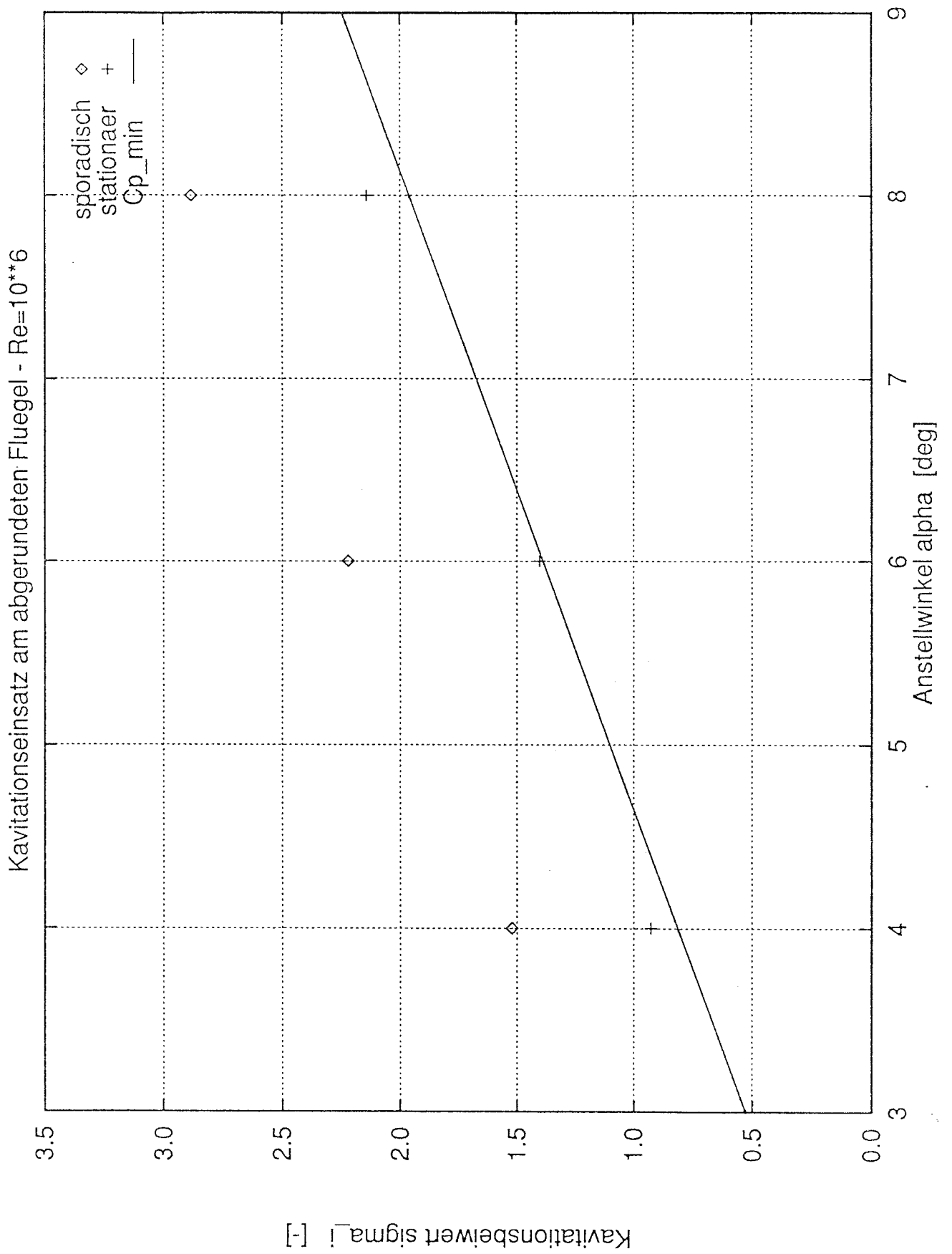


Abbildung D.2: Kavitationseinsatz - Abgerundeter Fluegel