

Particle-Tracking-Velocimetry- Messungen an kollabierenden Kavitationsblasen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Dennis Achim Kröninger

aus Northeim



Göttingen 2008

D7

Referent: Prof. Dr. Werner Lauterborn

Korreferent: Prof. Dr. Martin Rein

Tag der mündlichen Prüfung: 9. Oktober 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Aufbau der Arbeit	7
2	Laserinduzierte Kavitation	9
2.1	Blasenerzeugung	9
2.2	Aufbau	10
2.3	Sphärische Blasendynamik	13
2.4	Asphärische Blasendynamik	17
2.5	Randintegral-Simulation	19
3	Grundlagen der Strömungsmessungen	23
3.1	Darstellung des Strömungsfeldes	23
3.2	Eigenschaften des Strömungsfeldes	24
3.3	Geschwindigkeitsmessungen in Fluiden	25
3.4	Abbildung der Markerpartikel	27
3.5	Dynamik der Markerpartikel	28
4	Aufbau und Test des PTV-Systems	33
4.1	Aufbau	33
4.2	Auswertung der Bilddaten	35
4.3	Testfall: sphärische Blase	37
4.4	Testfall: Blase vor einer Wand	42
4.5	Interpolation der Daten	42
5	Blasenkollaps auf einer ebenen Grenzfläche	51
5.1	Blasenwanddynamik	51
5.2	Strömungsfeld	54
5.3	Wirbelstärke	63
6	Blasenkollaps vor einer Ecke	67
6.1	Blasenwanddynamik	67
6.2	Strömungsfeld	69
6.3	Wirbelstärke	73

7	Blasenkollaps vor dem Rand einer Platte	75
7.1	Aufbau	75
7.2	Abstand $s = 1.3$ mm	77
7.3	Abstand $s = 0.27$ mm	84
8	Zusammenfassung und Diskussion	91
A	Timing der Experimente	95
A.1	Blasenerzeugung und Photographie	95
A.2	Particle-Tracking-Velocimetry	96
B	Verwendete Konstanten	99
C	Häufig verwendete Variablen	101

Kapitel 1

Einleitung

Als Kavitation bezeichnet man allgemein die Hohlräum- bildung in Flüssigkeiten, also die Erzeugung von meist mit Dampf und Gas gefüllten Blasen. Lauterborn [42] unterscheidet zwischen der Blasen- erzeugung durch Energieeintrag in die Flüssigkeit (z. B. durch Teilchen, Erhitzen oder Strahlung) oder durch Zugspannung (akustisch oder hydrodynamisch). Historisch gesehen ist letztere Art der Kavitation von besonderem Interesse, da man schon früh festgestellt hat, dass sie beispielsweise bei Schiffsschrauben oder Turbinen auftritt und dort den Wirkungsgrad der Maschinen begrenzt. Verursacht wird sie dort durch die starken Strömungen, welche hohe Zugspannungen hervorrufen können (Bernoulli- Gleichung, siehe z. B. [74]). Diese lassen die Flüssigkeit aufreißen und es bilden sich dampfgefüllte Blasen, die in Gebiete höheren Drucks transportiert werden und dort teils heftig kollabieren. Unreinheiten, wie z. B. mikroskopische Gas- einschlüsse, begünstigen dieses Verhalten und setzen die Kavitationsschwelle herab. Bei dem Kollaps von Kavitationsblasen können naheliegende Grenz- flächen durch Flüssigkeitsjets und Stoßwellen erodiert werden, so dass auch die Lebensdauer von betroffenen Maschinenteilen (Schiffspropeller, Turbinen- schaufeln, usw.) herabgesetzt wird. Diesen zerstörerischen Effekt, dessen Ur- sache noch nicht vollständig geklärt ist, macht man sich jedoch auch bei der Ultraschallreinigung zunutze. In Ultraschallreinigungsbecken werden Kavita- tionsblasen in der Unterdruckphase des Schalls erzeugt (akustische Kavita- tion) und kollabieren in der Überdruckphase. Die in die Flüssigkeit eingebrachten Werkstücke werden dabei durch die mechanische Wirkung beim Blasenkol- laps von Verunreinigungen gesäubert. Dieses Verfahren ist beispielsweise ein Standardprozess in der Halbleiterindustrie zur Reinigung von Wafern. Auch in anderen Bereichen macht man sich die Wirkung der Kavitation zu nutze. Beispielsweise beschleunigt sie in der Chemie den Ablauf von Reaktionen oder wird in der Medizin bei der Zerstörung von Nierensteinen genutzt (Stoßwellen- lithotripsie), wo in der Unterdruckphase von Stoßwellen Kavitation auftritt. Einen guten Überblick über das Thema Blasendynamik und Kavitation ge-

ben [18, 81, 45].

Um die Mechanismen des Blasenkollaps zu studieren, ist es vorteilhaft einzelne Blasen zu betrachten. Ein bewährtes Mittel zur Erzeugung einzelner Kavitationsblasen in wässrigen Medien ist die Verwendung fokussierter Laserpulse, wie sie auch in dieser Arbeit verwendet werden [40, 41]. Dadurch können Blasen mit hoher Reproduzierbarkeit zu einem wohl definierten Zeitpunkt ortsgenau platziert werden. Dies ermöglicht eine einfache Synchronisation der verwendeten Geräte wie etwa Kameras oder Oszillographen.

Der Einfluss verschiedener Geometrien und Oberflächentypen auf den Kollaps solcher lasererzeugter Blasen wurde bereits eingehend mit experimentellen Mitteln untersucht. Es wurden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Blasen vor ebenen Grenzflächen [43, 46, 78, 67, 50], konkaven oder konvexen Wänden [72], vor komposit [70], elastischen [19] oder freien Oberflächen [12] aufgenommen. Auch Schlieren- oder Schattenaufnahmen zur Visualisierung von Stoßwellen und Hydrophonmessungen der akustischen Transienten wurden durchgeführt [78, 76, 67, 50]. Spezielles Interesse galt auch der Erosion und Reinigung durch Kavitation [13, 71, 59, 56]. Strömungsfeldmessungen an Kavitationsblasen wurden von Vogel *et al.* [77] durchgeführt. Die Messungen wurden damals mit einer analogen Trommelkamera durchgeführt und per Hand ausgewertet. Daher konnten nur wenig Daten aufgenommen werden. Heutzutage können mit schnellen CCD-Kameras und digitaler Bildbearbeitung sehr viel mehr Daten verarbeitet werden. In einer neueren Studie [83] wird mit solchen Methoden das Strömungsfeld um Kavitationsblasen in einem Mikrofluid-System erfasst. In diesem Fall ist die Dynamik allerdings quasi zweidimensional, da die Blase in Beobachtungsrichtung stark eingengt ist.

Auch numerische Untersuchungen waren zum Teil sehr erfolgreich. Frühe Rechnungen von Plesset und Chapman [60] von Blasen vor einer harten, ebenen Fläche sagen den experimentell beobachteten Flüssigkeitsjet vorher, der im Kollaps die Blase durchstößt. Sehr viel bessere Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen liefert die Randintegral-Methode, die von Blake erfolgreich benutzt wurde [14, 13]. Ein prinzipielles Problem dieser Methode ist die angenommene Wirbelfreiheit der Flüssigkeit. Diese wird beim Durchstoßen des Jets verletzt, so dass die Rechnung abbrechen muss. Das Problem kann teilweise umgangen werden, wenn eine künstliche Diskontinuität des Potentials eingeführt wird [82, 8]. Die oben genannten Rechnungen beschränken sich alle auf zylindersymmetrische Probleme. Mittlerweile kann die Methode aber auch ohne diese Einschränkung im Dreidimensionalen angewandt werden [2]. Allerdings bleibt auch hier die Einschränkung der Randintegral-Methode, dass die Flüssigkeit inkompressibel, nicht viskos und wirbelfrei sein muss. Will man alle Effekte berücksichtigen, sollten die Navier-Stokes-Gleichungen direkt gelöst werden. Der Rechenaufwand ist allerdings extrem hoch und schon ein kom-

pressibel gerechneter sphärischer Blasenkollaps bereitet großen Aufwand [54]. Die Beschränkung auf zylindersymmetrische Probleme in einem inkompressiblen Fluid verringert den Aufwand enorm. Auf diese Weise konnte Eick [28] mittels des Finite-Elemente-Verfahrens zahlreiche komplexe Probleme untersuchen, beispielsweise den Kollaps einer Blase vor einer gewellten Oberfläche oder in einem Kegel.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist der Aufbau eines modernen Particle-Tracking-Velocimetry-Systems zur Vermessung von Strömungsfeldern um Kavitationsblasen. Das System soll an einfachen Problemen getestet werden, um dann Probleme zu untersuchen, die noch nicht zufriedenstellend mit numerischen Mitteln behandelt werden können. Es sollen also Daten bereit gestellt werden, an denen neuere numerische Methoden getestet werden können. Dies beinhaltet komplexe, dreidimensionale Szenarien, die beispielsweise bei der Reinigung von Oberflächen eine wichtige Rolle spielen können. Die Herausforderung besteht in dem großen Dynamikbereich und den hohen Gradienten der auftretenden Geschwindigkeiten. Weiterhin ist bei den kleinen Blasen eine hohe Vergrößerung bei weitem Arbeitsabstand notwendig, um die Dynamik nicht durch die Beobachtungsoptik zu stören.

Zur Messung des Strömungsfeldes wird in dieser Arbeit die Methode der Particle-Tracking-Velocimetry (PTV) verwendet, eine Abwandlung der klassischen Particle-Image-Velocimetry (PIV) [1]. Diese ist heutzutage zu einem Standardwerkzeug der Strömungsmessung geworden und wird auch seit längerem schon erfolgreich auf kleinsten räumlichen Skalen, beispielsweise in lab-on-a-chip-Systemen, angewandt [65, 26, 16].

1.1 Aufbau der Arbeit

Im zweiten Kapitel werden die Grundlagen der laserinduzierten Kavitation anhand einiger Beispiele erklärt. Der Aufbau zur Erzeugung der Blasen wird vorgestellt und die verwendeten numerischen Modelle zur Berechnung der sphärischen und asphärischen Blasendynamik erläutert. Im dritten Kapitel folgen einige theoretische Vorüberlegungen zur Strömungsmessung in Flüssigkeiten und speziell der Verwendung von Markerpartikeln. Mit Hilfe der im zweiten Kapitel gezeigten Ergebnisse für eine sphärisch kollabierende Blase werden Simulationen der Markerbewegung durchgeführt. Das vierte Kapitel ist dem Aufbau des verwendeten PTV-Systems gewidmet. Es werden Testmessungen vorgestellt, die durch Vergleich mit numerischen Rechnungen hinsichtlich ihrer Genauigkeit bewertet werden. Im fünften Kapitel werden Messungen an Blasen vorgestellt, die auf einer ebenen Glasplatte kollabieren. Es werden drei verschiedene Abstände diskutiert. Ein Blasenkollaps vor einer Ecke wird im sechsten Kapitel

untersucht. Hier wird insbesondere auf die Entwicklung der Wirbelstärke eingegangen. Das siebte Kapitel behandelt den Kollaps einer Blase vor dem Rand einer Glasplatte. Dafür wird ein erweiterter Aufbau präsentiert, der Bildaufnahmen aus zwei Richtungen erlaubt. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse schließlich zusammengefasst und diskutiert.

Kapitel 2

Laserinduzierte Kavitation

2.1 Blasenerzeugung

Fokussiert man einen Laserpuls kurzer Dauer in eine transparente Flüssigkeit, so kommt es bei genügend hoher Intensität zur nichtlinearen Absorption der Strahlung und schließlich zur Ausbildung eines Plasmas. Durch Dissoziation und Verdampfung des Mediums entsteht eine Kavitationsblase [40, 41, 17]. Zur Beschreibung des optischen Durchbruches, auch dielektrischer oder laserinduzierter Durchbruch genannt, wird im Falle von Wasser das Modell eines amorphen Halbleiters herangezogen [80, 36]. In diesem Modell können Elektronen von einem gebundenen Zustand (Valenzband) in einen quasi-freien Zustand gelangen (Leitungsband). Dies ist vergleichbar mit der Ionisation von Molekülen bei Gasen. Die Potentialbarriere zum Übergang kann entweder durch die gleichzeitige Absorption mehrerer Photonen, den Tunneleffekt oder durch Kollision mit einem anderen Elektron überwunden werden. Man kann nun zwei Mechanismen unterscheiden, die zur teilweisen oder vollständigen Ionisation des Mediums führen können [79, 55]. Bei der Multiphotonenabsorption nimmt ein gebundenes Elektron gleich mehrere Photonen auf und erlangt so eine genügend hohe Energie, um in den quasi-freien Zustand zu gelangen. Da für diesen nichtlinearen Prozess enorme Feldstärken notwendig sind, wird er erst bei der Fokussierung ultrakurzer Pulse dominant, etwa bei Femtosekunden-Laserpulsen. Bei Pulsen im Nanosekundenregime, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, dominiert die Kaskadenionisation: Sind ein oder mehrere freie Elektronen durch Multiphotonenionisation, Tunnelionisation oder einfach durch Verunreinigungen im Medium vorhanden, so können sie während der Kollision mit Molekülen Photonen absorbieren. Wurde auf ein Elektron durch diesen Prozess der inversen Bremsstrahlung mehr Energie als das Ionisationspotential übertragen, kann es ein Molekül durch einen Stoß ionisieren. Die nach dem Stoß vorhandenen zwei freien Elektronen können nun wieder, wie eben beschrieben, Energie ansammeln und weitere freie Elektronen erzeugen. Ein Lawinenprozess

wird angestoßen.

Durch Thermalisierung des Plasmas wird die Flüssigkeit lokal stark erhitzt, was zur Verdampfung und partiellen Dissoziation der Moleküle führt. Nach der Entsendung einer Stoßwelle bildet sich eine gasgefüllte Kavitationsblase, die schnell expandiert. Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch solch eine Blase 400 ns nach ihrer Entstehung. Die Blase wird teilweise durch ein Artefakt verdeckt, das von der Überbelichtung der Kamera durch die starke Strahlung des Plasmas hervorgerufen wird (weiße Flecken). Das Spektrum des Plasmaleuchtens entspricht dem eines schwarzen Körpers mit einer Temperatur von über 10.000 K [6]. Die auslaufende Stoßwelle ist im Bild durch den Schattenwurf gut sichtbar.

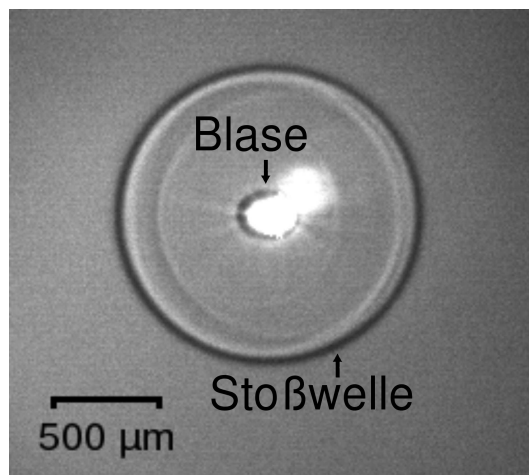


Abbildung 2.1: Schattenaufnahme einer Kavitationsblase 400 ns nach der Erzeugung durch einen Laserpuls.

2.2 Aufbau

Der Aufbau zur Erzeugung und Beobachtung der Kavitationsblasen ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Ein gütegeschalteter Nd:YAG Laser (Lumonics HY750) erzeugt Laserpulse von 8 ns Dauer bei einer Pulsenergie von maximal 1 J. Die infrarote Strahlung (1064 nm Wellenlänge) wird über dielektrische Spiegel auf eine drehbar gehaltene $\lambda/2$ -Platte gelenkt, welche zur Rotation der Polarisationsrichtung dient. Zusammen mit dem polarisierenden Strahlteiler, der Licht einer Polarisationsrichtung in einen Strahlsumpf umlenkt, steht ein System zur Kontrolle der Pulsenergie bereit. Zur Erzeugung der Blasen werden schließlich nur wenige mJ benötigt.

Die Pulse werden dann durch eine in der Küvettenwand eingebaute Optik im

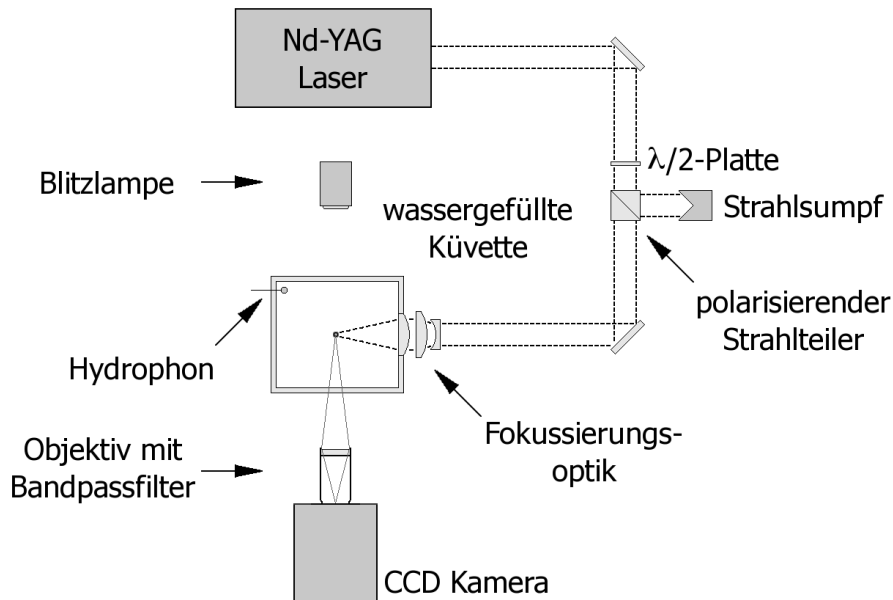


Abbildung 2.2: Aufbau zur Blasenerzeugung und Beobachtung.

Wasser fokussiert. Die Optik besteht aus drei Linsen und ist hinsichtlich einer möglichst geringen sphärischen Aberration optimiert (siehe Fokussierungsoptik „Opt13“ in [30]). Durch die hohe numerische Apertur und die geringen Aberrationen kann die Elongation des optischen Durchbruchs klein gehalten werden. Dies gewährleistet die Sphärizität der entstehenden Blasen.

Zur Beobachtung der Blasendynamik wird eine empfindliche CCD-Kamera benutzt (PCO Sensicam QE), welche bei der minimalen Belichtungszeit von 500 ns betrieben wird. Die abbildende Optik ist ein Makroobjektiv (60 mm, $f_{\#} = 2.8$). Mit Zwischenringen und einer Nahlinse (Marumi +5) kann damit eine Vergrößerung von bis zu $M = 2$ erreicht werden. Zur Beleuchtung werden zwei verschiedene Konfigurationen verwendet. Normalerweise wird die Küvette mit einer hinter einer Mattscheibe angebrachten Blitzlampe (Blitzdauer von einigen μs) diffus beleuchtet. Zur Aufnahme von Schattenwurf-Photographien (Shadowgrams) kann jedoch eine LED-Blitzlampe mit einer Blitzdauer von nur etwa 10 ns verwendet werden. Dabei sorgt eine Linse für ein paralleles Strahlenbündel. Brechungsindex-Änderungen im Medium lenken das Licht lokal ab und können daher wahrgenommen werden [66]. Da der Brechungsindex von Wasser druckabhängig ist, können somit im Experiment auftretende Stoßwellen sichtbar gemacht werden (siehe z. B. Abb. 2.1).

Sowohl die Beleuchtung als auch die CCD-Kamera sind zum Lasersystem syn-

chronisiert, so dass ein Bild der Blase zu einer beliebig einstellbaren Zeit nach dem optischen Durchbruch aufgenommen werden kann. Eine schematische Beschreibung des zeitlichen Ablaufes findet sich im Anhang (A.1). Aufgrund der hohen Reproduzierbarkeit der Blasenenerzeugung kann durch Wiederholung des Experimentes mit verschiedenen Verzögerungszeiten eine Bildserie der Blasendynamik aufgenommen werden.

Um sicherzustellen, dass die erzeugten Blasen auch wirklich immer die gleichen Maximalradien und Kollapszeiten besitzen, wird bei jedem Messdurchlauf eine Druckmessung mit einem Nadelhydrophon durchgeführt (Oszilloskop Infinium). In Abbildung 2.3 ist das Ergebnis einer solchen Messung exemplarisch dargestellt. Die Abstrahlung von Stoßwellen bei der Blasenenerzeugung und dem folgenden Kollaps ist deutlich zu erkennen (siehe Pfeile). Bei der Auswertung der Experimente wird nun darauf geachtet, dass der Zeitabstand zwischen diesen Ereignissen immer gleich ist. Die erlaubte Abweichung ist an den Zeitpunkt der Beobachtung angepasst. Kleine Abweichungen sind im aufgeschwungenen Zustand der Blase zu vernachlässigen, spielen jedoch bei den Aufnahmen kurz vor dem Kollaps eine große Rolle. Sofern nicht anders angegeben, ist die zugelassene Abweichung jedoch immer kleiner als 1%. Probleme bei der Auswertung des Hydrophonsignals ergeben sich bei Messungen, in denen der μs -Blitz verwendet wird. Die elektrische Einstreuung kann in diesem Fall das Signal überlagern. Da das Störsignal jedoch hochfrequent gegenüber dem Druckpuls-signal einer Stoßwelle ist, kann es im nachhinein mit einem Bandpassfilter digital herausgefiltert werden (siehe Abb. 2.4).

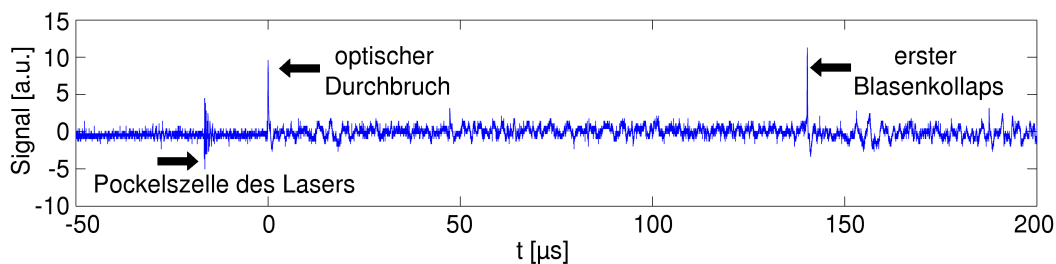


Abbildung 2.3: Beispiel eines typischen, ungestörten Hydrophonsignals.

Ein Beispiel einer Bilderserie findet sich in Abbildung 2.5. Die Bilder haben einen Zeitabstand von $10 \mu\text{s}$ (von links nach rechts), wobei das erste Bild $10 \mu\text{s}$ nach dem optischen Durchbruch aufgenommen wurde. Die gezeigte Blase hat im ersten Bild der zweiten Zeile, also $70 \mu\text{s}$ nach der Entstehung, etwa ihren Maximalradius erreicht und ist nahezu sphärisch. $140 \mu\text{s}$ nach der Erzeugung kollabiert die Blase (zweites Bild der dritten Zeile) und schwingt dann wieder auf. Der sogenannte Rebound verläuft jedoch nicht mehr sehr stabil, da sich kleine Abweichungen von der Kugelsymmetrie im Kollaps verstärken. Durch

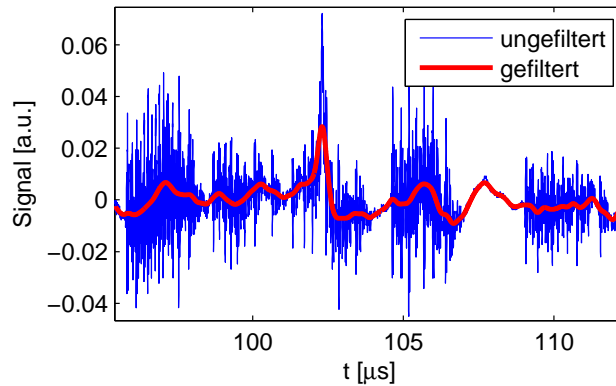


Abbildung 2.4: Filterung eines durch elektrische Einstreuung gestörten Hydrophonsignals mit einem Bandpassfilter.

die Rayleigh-Taylor-Instabilität kann sich die Blase im Kollaps stark verformen, was auch zur Aufspaltung in mehrere Blasen führen kann.

Nach einer Angleichung der Grauwerte kann aus den Bildern mit einem Computeralgorithmus ein effektiver Kugelradius für jeden Zeitpunkt bestimmt werden. Die erhaltenen Daten können so mit Modellrechnungen verglichen werden.

2.3 Sphärische Blasendynamik

Eine laserinduzierte Blase, die weit ab von störenden Einflüssen wie z. B. nahen Grenzflächen oder anderen Blasen erzeugt wird, besitzt eine nahezu sphärische Dynamik. Leichte Abweichungen von der Kugelsymmetrie ergeben sich nur durch die Asymmetrie des optischen Durchbruches. Von der Vielzahl der Modelle zur Beschreibung der sphärischen Blasendynamik soll zunächst auf das simple Rayleigh-Modell [48] eingegangen werden. Es basiert auf der Energiebetrachtung einer leeren Sphäre mit Radius R_{\max} in einer inkompressiblen Flüssigkeit. Durch den herrschenden Umgebungsdruck p_0 beginnt die Blase zu kollabieren. Die Evolution des Blasenradius R wird beschrieben durch:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = -\frac{p_0 - p_v}{\rho_f} . \quad (2.1)$$

ρ_f bezeichnet die Dichte der Flüssigkeit. Die Korrektur des treibenden Druckes um den Dampfdruck, p_v , berücksichtigt eine konstante Konzentration von Dampf in der Flüssigkeit und der Blase¹. Die Kollapszeit, T_c , also die Zeit,

¹Diese Korrektur ist in der ursprünglichen Betrachtung von Rayleigh nicht enthalten.

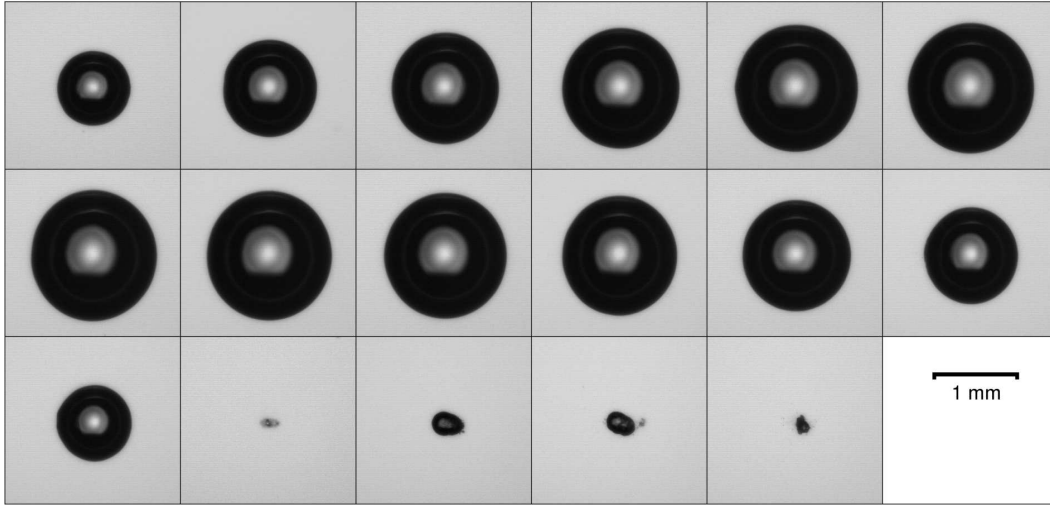


Abbildung 2.5: Bilderserie einer laserinduzierten Kavitationsblase. Das erste Bild zeigt die Blase $10 \mu\text{s}$ nach der Entstehung. Der Bildabstand beträgt $10 \mu\text{s}$.

welche die bei R_{\max} ruhende Blase bis zum Kollaps benötigt, errechnet sich zu:

$$T_c = 0.915 \cdot R_{\max} \sqrt{\frac{\rho_f}{p_0 - p_v}} \quad (2.2)$$

Komplexere Modelle berücksichtigen den Anteil nicht kondensierbaren Gases in der Blase, die Viskosität der Flüssigkeit, Oberflächenspannung und teilweise auch die Energieabstrahlung durch akustische Stoßwellen. Ein Vergleich verschiedener Modelle findet sich beispielsweise in [61]. Noch umfassendere Ansätze berücksichtigen das Wachstum der Blase und die Stoßwellenemission während des Entstehungsprozesses [75] oder modellieren Diffusion, Verdampfung und Kondensation des Blaseninhalts [5].

In dieser Arbeit wird mit dem Keller-Miksis-Modell [35] gearbeitet. Dieses lässt sich einfach rechnen, beinhaltet aber Terme erster Ordnung in der Mach Zahl, die während des Kollaps für eine Energiedissipation durch Stoßwellen sorgen. In diesem Modell wird die zeitliche Entwicklung des Blasenradius folgendermaßen beschrieben:

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{C}\right) R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3C}\right) = \left(1 + \frac{\dot{R}}{C}\right) \frac{p_R - p_0}{\rho_f} + \frac{R}{\rho_f C} \frac{d(p_R - p_0)}{dt} \quad (2.3)$$

$$p_R = \left(p_0 - p_v + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0^3 - bR_0^3}{R^3 - bR_0^3} \right)^\kappa - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} + p_v \quad . \quad (2.4)$$

Hier bezeichnet μ die Viskosität, σ die Oberflächenspannung und C die Schallgeschwindigkeit im Wasser². R_0 ist der Gleichgewichtsradius der Blase, also der Radius, der im statischen Gleichgewicht angenommen wird. Er bestimmt den Gasinhalt der Blase. Dieser Parameter kann durch einen numerischen Fit an experimentelle Daten gefunden werden. Die dazu verwendeten Konstanten sind in Anhang B angegeben. Als Wert für den van-der-Waals-Koeffizient b wird wie in [45] 0.0016 gewählt (künstliches Gas). Abbildung 2.6 zeigt das Ergebnis einer solchen Anpassung zusammen mit den effektiven Radien, die aus einer Bilderserie gewonnen wurden (Ausschnitte daraus sind in Abb. 2.5 gezeigt). Da die experimentellen Daten auf einem $5 \mu\text{s}$ Raster liegen ist der Zeitpunkt des Erreichens des Maximalradius nicht genau bestimmt. Daher wurde zunächst die Startzeit der Simulation leicht korrigiert ($t_{\text{start}} = 71 \mu\text{s}$), um die selbe Kollapszeit wie im Experiment zu erhalten. Als Startradius wird der erste Messwert genommen ($R_{\text{max}} = 747 \mu\text{m}$) und die Anfangsgeschwindigkeit gleich Null gesetzt. Da die Kollapszeit kaum von R_0 abhängt, wird dieser Parameter zunächst grob gewählt. In einem zweiten Schritt wird dieser dann variiert. Bei diesem Fit zeigt sich, dass sich der Maximalradius der zweiten Oszillation stark mit R_0 ändert. Durch Minimierung des mittleren quadratischen Fehlers zwischen numerischen und experimentellen Werten wird nun R_0 genauer bestimmt ($R_0 = 69 \mu\text{m}$). Die erhaltene Kurve passt sich sehr gut an die vorgegebenen Daten an. Somit hat man nun nicht nur eine kontinuierliche Darstellung des Blasenradius gewonnen sondern auch die Geschwindigkeit der Blasenwand zeitlich aufgelöst. Diese Informationen werden später bei der Evaluierung der Geschwindigkeitsmessungen im Wasser benötigt (Kapitel 3.5).

²Normalerweise ist die Schallgeschwindigkeit ortsabhängig und C bezeichnet die Schallgeschwindigkeit an der Blasenwand. In dieser Arbeit wird aber mit einer konstanten Geschwindigkeit c_0 gerechnet.

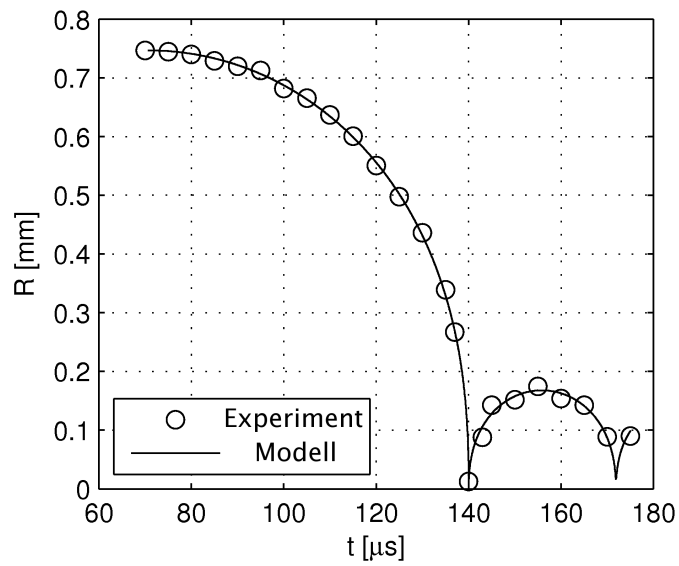


Abbildung 2.6: Experiment: Aus einer Bilderserie ermittelte Radiusdynamik einer Blase mit $R_{\text{max}} \approx 750 \mu\text{m}$ (siehe Abb. 2.5). Modell: Fit an die experimentellen Daten mit dem Keller-Miksis-Modell.

2.4 Asphärische Blasendynamik

Eine Kavitationsblase, die sich in der Nähe von anderen Blasen oder Grenzflächen befindet, wird in ihrer Dynamik gestört und im Allgemeinen nicht mehr sphärisch kollabieren. Besonders interessant ist dabei der Kollaps einer Blase vor einer festen, ebenen Grenzfläche, da hier z. B. die Mechanismen der, gewünschten oder ungewünschten, Kavitationserosion kontrolliert untersucht werden können [71, 67, 59, 56]. Im Folgenden sollen kurz die bei diesem Fall auftretenden Phänomene anhand eines Beispiels beschrieben werden.

Zur Diskussion des Vorgangs ist es sinnvoll, den Wandabstand d , also den Abstand vom Ort der Blasenzeugung zur Wand, mit dem Maximalradius zu skalieren. Es wird also der dimensionslose Abstandsparameter γ eingeführt:

$$\gamma = \frac{d}{R_{\max}}. \quad (2.5)$$

Dieser normierte Wandabstand bestimmt entscheidend die Dynamik der Blase, wodurch das Problem skalierbar ist. Bei Werten von $\gamma > 10$ ist kaum ein Einfluss der Grenzfläche spürbar. Bei kleineren Werten ($\gamma \lesssim 5$) wird die Dynamik der Blase jedoch empfindlich gestört [49]. Durch die Störung der symmetrischen Strömung entsteht ein Druckunterschied, welcher die Blase zur Wand zieht. Die dabei wirkende Kraft wird Bjerkneskraft [10, 48] genannt. Die Kollapszeit t_{kol} der Blase wird für kleiner werdende Abstände immer größer und weicht damit

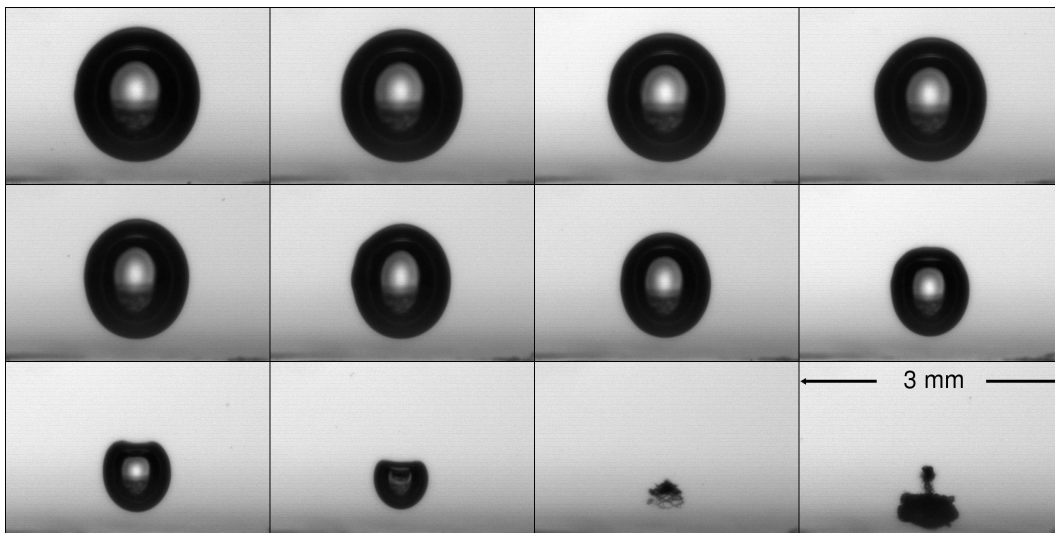


Abbildung 2.7: Bilderserie des Kollaps einer Kavitationsblase vor einer Glaswand (unterer Bildrand). Bildabstand $5 \mu\text{s}$; $\gamma = 1.3$; $R_{\max} = 0.81 \text{ mm}$; Erstes Bild: $t = 120 \mu\text{s}$.

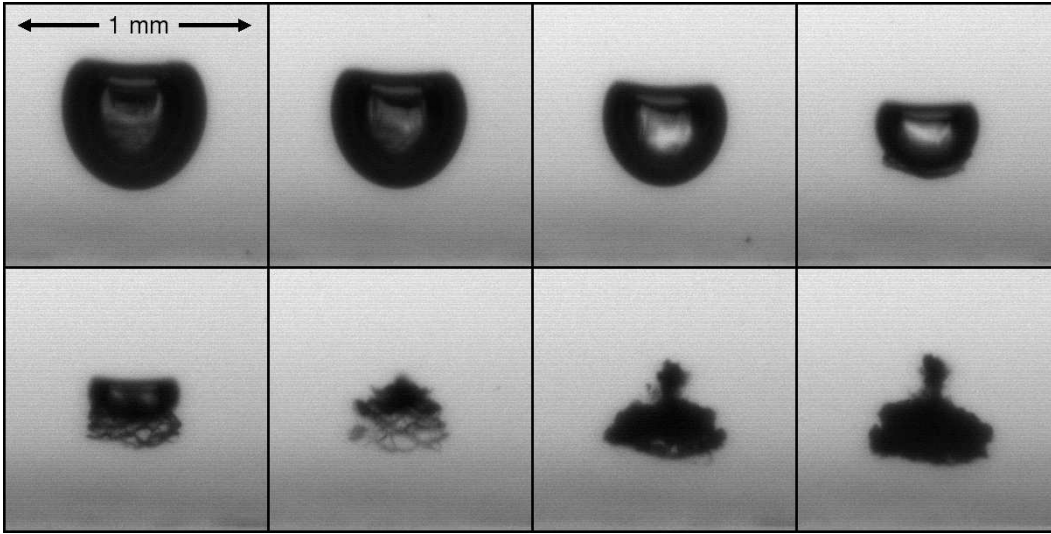


Abbildung 2.8: Bilderserie des Kollaps einer Kavitationsblase vor einer Glaswand (unterer Bildrand). Bildabstand $1 \mu\text{s}$; Abstandsparameter $\gamma = 1.3$; $R_{\text{max}} = 0.81 \text{ mm}$; Erstes Bild: $t = 165 \mu\text{s}$.

immer mehr von dem Ergebnis $2 \cdot T_c$ einer idealen Blase ab (Gl. 2.2). In [78] findet sich eine Auftragung der Prolongation in Abhängigkeit von γ . Für kleine γ beträgt dieser bis zu 1.3. In Abbildung 2.7 werden als Beispiel Aufnahmen eines Blasen kollaps vor einer Glaswand präsentiert. Das erste Bild zeigt die Blase $120 \mu\text{s}$ nach ihrer Erzeugung. Die Wand befindet sich am unteren Bildrand. Mit einem Maximalradius von 0.81 mm ist der Abstand zur Wand etwa $\gamma = 1.3$. Die Prolongation der Kollapszeit, $t_{\text{kol}} = 170 \mu\text{s}$, beträgt 1.13. Die im aufgeschwungenen Zustand noch nahezu sphärische Blase wird im Verlauf des Kollaps prolat elongiert (zweite Zeile). Nun kollabiert die der Grenzfläche abgewandte und damit stärker gekrümmte Blasenwand schneller als die gegenüberliegende. Die dadurch entstehende Einstülpung entwickelt sich zu einem Flüssigkeitsstrahl, dem sogenannten Jet, der durch die Blase hindurch auf die Grenzfläche zuschießt (erstes und zweites Bild der dritten Zeile). Um den zugrundeliegenden Mechanismus zu klären, argumentieren Benjamin und Ellis [7] mit dem Kelvin Impuls. Dieser kann als der Impuls der virtuellen Masse aufgefasst werden, welche der sich durch die Flüssigkeit bewegenden Blase zugeordnet wird. Durch die wirkende Bjerkneskraft wächst dieser während des Kollaps an. Da die Kraft jedoch mit dem schrumpfenden Volumen verschwindet, nimmt der Impuls einen endlichen, festen Wert an, welcher erhalten bleiben muss. Die virtuelle Masse der Blase geht im Kollaps gegen Null, also muss die Geschwindigkeit des Blasenmittelpunktes rapide ansteigen, was sich in der Entwicklung des erwähnten Jets äußert [78]. Der Impuls bleibt danach in Form

eines Wirbelringes konserviert, welcher sich auf die Wand zubewegt. Die Bildung solch eines Wirbels konnte auch experimentell nachgewiesen werden [44]. Die Blase nimmt dabei eine Torusform an, wie es in Abbildung 2.8 auf den letzten Bildern zu sehen ist. Ebenfalls sichtbar ist ein sogenannter „Counterjet“ (Bilder 7 und 8). Dieser wurde ursprünglich als ein dem ersten Jet entgegengerichteter Flüssigkeitsstrahl gedeutet [41]. Neuere Studien zeigen jedoch, dass er aus einer Blasenwolke besteht und damit eigentlich keine Flüssigkeitsströmung ist. Sein Auftreten wird mit dem Auftreffen des Jets auf der gegenüberliegenden Blasenwand in Zusammenhang gebracht. Ein Counterjet tritt also nicht auf wenn die Blase direkt auf der Grenzfläche kollabiert ($\gamma < 1$) [78, 50]. Lindau vermutet, dass die beim Auftreffen des Jets auf die gegenüberliegende Blasenwand entstehende, torusförmige Stoßwelle die Blase durchdringt und sich an der Stelle der Überschneidung ein derart starker Zug entwickelt, dass die Flüssigkeit lokal aufreißt (kavitiert). Für hohe Werte von γ wird der Counterjet schwächer, ist also nur kurz zu sehen bzw. tritt gar nicht mehr auf, da dann der Aufprall des ursprünglichen Jets relativ schwach ist. Neuere Berechnungen mit der Randintegral-Methode zeigen auch die Bildung eines Counterjets während des Rebounds der Blase [47]. Da hier nur ein Energieverlust während des Kollaps angenommen, jedoch die Stoßwellenwirkung nicht berücksichtigt wird, handelt es sich also um einen alternativen Entstehungsmechanismus: Der Counterjet wird hier abgeschnürt, anstatt durch sekundäre Kavitation zu entstehen.

2.5 Randintegral-Simulation

Ein bewährtes Mittel zur Berechnung der Blasenwanddynamik im Falle einer zylindersymmetrischen Blase ist die Randintegral-Methode [14, 9], welche zuerst von Blake vorgeschlagen wurde. Experimente zeigen generell eine sehr gute Übereinstimmung mit den berechneten Ergebnissen [64, 38]. Schwierigkeiten bei der Simulation einer Blase vor einer Grenzfläche ergeben sich erst während des Kollaps der Blase, da beim Durchstoßen des Jets durch die gegenüberliegende Blasenwand die vorausgesetzte Wirbelfreiheit nicht mehr gewährleistet ist. Diese Einschränkung kann jedoch durch eine Diskontinuität im Potential aufgehoben werden, so dass mittlerweile auch Rechnungen vorliegen, die das Verhalten der Blase während und nach dem Kollaps zeigen [8, 82, 57, 47]. Allerdings wird hier der künstlich eingeführte Wirbel konstant gehalten, solange die Torusform besteht. Es wird also keine Energie dissipiert, wie man es in einer realen Flüssigkeit mit endlicher Viskosität erwartet.

Zum Vergleich der experimentellen Daten vom Blasen-kollaps vor einer ebenen Grenzfläche werden Rechnungen mit dem von Köhler [38] entwickelten Code durchgeführt. Daher wird die Methode im Folgenden kurz beschrieben:

Macht man die vereinfachende Annahme, dass die Flüssigkeit inkompressibel, nicht viskos und frei von Wirbeln ist, so lässt sich ein Geschwindigkeitspotential $\phi = \phi(\mathbf{r}, t)$ definieren, welches die Laplace-Gleichung erfüllen muss:

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad . \quad (2.6)$$

Der Blaseninhalt wird als homogenes, ideales Gas behandelt. Wie im Falle des Keller-Miksis-Modells wird ein adiabatisches Druckgesetz benutzt.

Sind die Randbedingungen bekannt, so erhält man als Lösung der Gleichung das Potential an jedem Ort und damit die lokale Geschwindigkeit $\mathbf{U}_f(\mathbf{r}, t)$ der Flüssigkeit zum Zeitpunkt t :

$$\mathbf{U}_f = -\nabla \phi \quad . \quad (2.7)$$

Mit der zeitabhängigen Bernoulli-Gleichung lässt sich dann das Potential an jedem Ort zeitlich entwickeln:

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho |\mathbf{U}_f|^2 = p_0 - p \quad . \quad (2.8)$$

Dabei werden folgende Randbedingungen im Unendlichen ($\mathbf{r} \rightarrow \infty$) vorausgesetzt:

$$\mathbf{U}_f \rightarrow 0, \quad p \rightarrow p_0, \quad \phi \rightarrow 0 \quad . \quad (2.9)$$

Die Bewegung eines Punktes \mathbf{s} auf dem Blasenrand und die Veränderung des Potentials an dieser Stelle kann also mit folgendem, einfachen Differentialgleichungssystem für einen Zeitschritt berechnet werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{s}(t)}{dt} &= \mathbf{U}_f(\mathbf{s}, t) \\ \frac{d\phi(\mathbf{s}, t)}{dt} &= \frac{p_0 - p(\mathbf{s}, t)}{\rho} + \frac{1}{2} |\mathbf{U}_f(\mathbf{s}, t)|^2 \quad . \end{aligned} \quad (2.10)$$

Damit ergeben sich die neuen Werte des Potentials und die neue Form des Randes, die wieder als Randbedingungen in die Laplace-Gleichung (2.6) eingesetzt werden, um den nächsten Schritt zu berechnen. Durch das Alternieren dieser Schritte wird also die Bewegung der Blasenwand bis kurz vor dem Kollaps berechnet. Erreicht die Jeteinstülpung die gegenüberliegende Blasenwand, so bricht die Simulation ab.

Die Laplace-Gleichung wird mit Hilfe der Randintegral-Gleichung gelöst:

$$\begin{aligned} \int_{\partial\Omega} \left(\frac{\partial \phi}{\partial n}(\mathbf{s}) G(\mathbf{r}, \mathbf{s}) - \phi(\mathbf{s}) \frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \right) dS(\mathbf{s}) \\ = \phi(\mathbf{r}) \cdot \begin{cases} 2\pi & \mathbf{r} \in \partial\Omega \\ 4\pi & \mathbf{r} \in \Omega \setminus \partial\Omega \end{cases} \quad . \end{aligned} \quad (2.11)$$

$G(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = 1/|\mathbf{r} - \mathbf{s}|$ ist die Green-Funktion des Laplace-Operators. Die Gleichung ist in dem Gebiet Ω gültig, dessen Rand mit $S = \partial\Omega$ bezeichnet wird. Ist das Potential ϕ oder die Normalableitung $\frac{\partial\phi}{\partial n}$ auf dem Rand gegeben, stellt Gleichung (2.11) eine Fredholm-Integralgleichung des ersten bzw. zweiten Typs dar und kann numerisch gelöst werden. Um den Rechenaufwand zu verringern, wird Zylindersymmetrie vorausgesetzt, so dass sich das Problem auf zwei Dimensionen reduzieren lässt. Die Diskretisierung erfolgt daher in Zylinderkoordinaten. Um die Oberfläche der Blase eindeutig als Kurve darzustellen, wird eine geeignete Interpolation innerhalb der Randsegmente benutzt. Mit der Kollokationsmethode wird das Problem dann zu einem linearen Gleichungssystem, das mit Standard-Methoden gelöst wird. Mit Gleichung (2.11) kann schließlich das Potential an jeder beliebigen Stelle in Ω errechnet werden, da nun die Größen auf den Rändern bekannt sind. Damit lässt sich dann an jedem gewünschten Punkt die lokale Geschwindigkeit der Flüssigkeit errechnen, um sie beispielsweise mit experimentellen Werten vergleichen zu können.

Im Falle einer Blase vor einer ebenen Grenzfläche lässt sich die Parametrisierung der Wand mit einem Trick umgehen: Wie bei dem Prinzip der Spiegelladung in der Elektrodynamik wird eine zweite Blase erzeugt. Ihr Einfluss lässt die Normalkomponente der Geschwindigkeit auf der Spiegelachse zwischen den Blasen verschwinden und wirkt also wie eine Wand zwischen den Blasen.

In Abbildung 2.9 wird das Ergebnis einer Simulation mit experimentellen Bildern einer Blase verglichen. Bei den Rechnungen wurde derselbe Abstand zur Wand wie im Experiment eingestellt ($\gamma = 1.3$). Gestartet wird die Rechnung mit einer noch nicht aufgeschwungenen, sphärischen Blase. Die Anfangswerte wurden so gewählt, dass der gleiche Maximalradius ($R_{\max} = 0.81$ mm) erreicht wird und die Blase zur gleichen Zeit kollabiert ($t_{\text{kol}} = 170$ μs). Die Übereinstimmung mit dem Experiment in der Form der Blase und ihrem Abstand zur Wand ist sehr gut. Ein ähnlicher Vergleich für $\gamma = 1$ findet sich in Vogel *et al.* [78]. Die experimentell ermittelten Blasenformen werden dort mit Ergebnissen von Plesset und Chapman [60] und Blake *et al.* [14] verglichen. In letzterer Arbeit wurde auch die Randintegral-Methode benutzt und eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment gefunden. Pearson *et al.* [57] vergleichen ihre Ergebnisse mit der Randintegral-Methode für $\gamma = 0.8$ mit den Aufnahmen von Lindau *et al.* [50]. Die verwendete Methode kann die Blasendynamik in diesem Fall auch kurz nach dem Auftreffen des Jets auf die Oberfläche qualitativ gut vorhersagen.

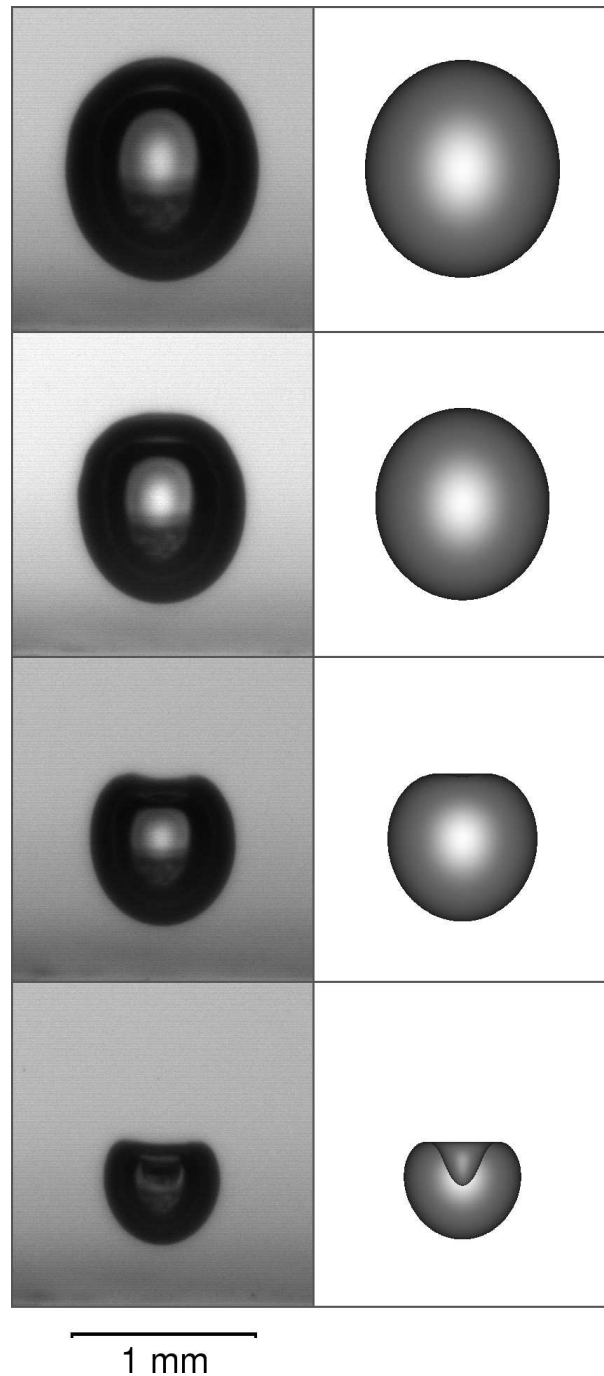


Abbildung 2.9: Vergleich der experimentellen Blasendynamik (links) mit numerischen Ergebnissen, welche mit der Randintegral-Methode gewonnen wurden (rechts). Das erste Bild entspricht dem Zeitpunkt $150 \mu\text{s}$ nach der Blasenentstehung; Bildabstand $5 \mu\text{s}$; $\gamma = 1.3$.

Kapitel 3

Grundlagen der Strömungsmessungen

3.1 Darstellung des Strömungsfeldes

Die Geschwindigkeitsverteilung in einer Flüssigkeit lässt sich durch ein zeitabhängiges Vektorfeld der Form $\mathbf{U}_f = \mathbf{U}_f(\mathbf{r}, t)$ beschreiben. Dies ist die Euler-Darstellung des Feldes und entspricht einer Beobachtung in einem festen Bezugssystem. Alternativ kann auch die Lagrange-Darstellung gewählt werden, in der einzelne Fluidteilchen in der Zeit verfolgt werden. Ein Teilchen, das sich zur Zeit t_0 am Ort \mathbf{r}_0 befindet, nimmt zur Zeit t die Geschwindigkeit $\mathbf{U}_f(\mathbf{r}_0, t)$ an. Anders ausgedrückt, ergibt sich die Trajektorie eines Teilchens aus der Differentialgleichung $d\mathbf{r}/dt = \mathbf{U}_f(\mathbf{r}(t), t)$. In dieser Arbeit wird jedoch ausschließlich die Euler-Darstellung verwendet, da es die „natürliche“ Darstellung der verwendeten Messmethode ist.

Bei der graphischen Darstellung eines Strömungsfeldes unterscheidet man Bahn-, Strom- und Streichlinien: Eine Bahnlinie (path line) entspricht der Zeitaufnahme bzw. der Trajektorie eines Fluidteilchens. Die Stromlinien (stream lines) sind dagegen eine Momentaufnahme der Strömung zur einer festen Zeit. Jedes Linienelement einer Stromlinie ist parallel zur lokalen Geschwindigkeit zu diesem Zeitpunkt. Als Streichlinien (streak lines) bezeichnet man den geometrischen Ort aller Fluidteilchen, welche in einem festgelegten Zeitintervall einen bestimmten Ort passiert haben. Bei einer stationären Strömung sind Bahn-, Strom- und Streichlinien äquivalent.

Das Strömungsfeld zu einem bestimmten Zeitpunkt wird üblicherweise durch Vektorpfeile dargestellt. In dieser Arbeit ist deren Ankerpunkt immer am hinteren Ende der Vektoren.

3.2 Eigenschaften des Strömungsfeldes

Die Strömung einer inkompressiblen, Newtonschen¹ Flüssigkeit lässt sich durch die Navier-Stokes Gleichung beschreiben (z. B. [32]):

$$\rho_f \frac{d\mathbf{U}_f}{dt} = \frac{\partial \mathbf{U}_f}{\partial t} + \mathbf{U}_f \frac{\partial \mathbf{U}_f}{\partial \mathbf{r}} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{U}_f + \mathbf{F} \quad . \quad (3.1)$$

Dabei ist $\mathbf{U}_f = \mathbf{U}_f(\mathbf{r}(\mathbf{t}), t)$ das dreidimensionale, zeitabhängige Vektorfeld der Geschwindigkeit, ρ_f die Dichte und μ die dynamische Viskosität der Flüssigkeit. Volumenkräfte \mathbf{F} , wie z. B. Gravitation, werden im Folgenden vernachlässigt. Führt man die Wirbelstärke ein,

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{U}_f \quad , \quad (3.2)$$

kann Gleichung (3.1) auch folgendermaßen dargestellt werden:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} + \mathbf{U}_f \cdot \nabla \boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega} \cdot \nabla \mathbf{U}_f + \frac{\mu}{\rho_f} \nabla^2 \boldsymbol{\omega} \quad . \quad (3.3)$$

Die Wirbelstärke eignet sich gut zur Beschreibung von Strömungsvorgängen, da sie unabhängig vom gewählten Bezugssystem ist. Sie wird gerne zur Beschreibung turbulenter Systeme gewählt.

Die Zirkulation, Γ , wird nun als Flächenintegral über der Wirbelstärke definiert, und man erhält mit dem Satz von Stokes:

$$\Gamma = \int \boldsymbol{\omega} \cdot d\mathbf{A} = \int (\nabla \times \mathbf{U}_f) \cdot d\mathbf{A} = \oint \mathbf{U}_f \cdot d\mathbf{l} \quad . \quad (3.4)$$

Hier bezeichnet \mathbf{l} den Integrationspfad um ein Flächenelement \mathbf{A} . Hat die Zirkulation um eine Fläche einen von Null verschiedenen Wert, so muss also innerhalb dieser Fläche ein Gebiet oder ein Punkt mit einer nichtverschwindenden Wirbelstärke liegen.

Bei den vorgestellten, zweidimensionalen Geschwindigkeitsmessungen kann nur die Wirbelstärke senkrecht zur Beobachtungsebene erfasst werden:

$$\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad , \quad (3.5)$$

wobei $[u \ v \ w]'$ die Darstellung des Vektors \mathbf{U}_f in kartesischen Koordinaten ist.

¹Die Flüssigkeit wird Newtonsch genannt, falls die Viskosität, μ , konstant, bzw. keine Funktion der Scherrate ist.

3.3 Geschwindigkeitsmessungen in Fluiden

Zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in Fluiden existieren eine Vielzahl von Methoden auf die hier kurz eingegangen werden soll. Detailliertere Beschreibungen finden sich zum Beispiel in [27, 21].

Eine alte, mechanische Methode ist die Verwendung eines Pitot-Rohrs. Durch das Einbringen eines Rohres in Strömungsrichtung kann der Gesamtdruck und somit, bei bekanntem statischen Druck, der dynamische Druck gemessen werden. Daraus wird der Betrag der Geschwindigkeit ermittelt (Bernoulli-Gleichung).

Weniger invasiv, jedoch immer noch auf einen Messpunkt beschränkt, sind die thermoelektrischen Techniken. Das Prinzip der Pulsdrahtanemometrie beruht auf der Laufzeitmessung einer erwärmten Fluidmenge über einer bekannten Strecke. Ein periodisch geheizter Draht erhitzt das umliegende Fluid, welches per Konvektion zu einem oder mehreren Empfängerdrähten getragen und dort registriert wird. Die zeitliche Auflösung beträgt typischerweise 5-10 Hz. Die auftretenden Geschwindigkeiten sollten dabei kleiner als etwa 15 m/s bleiben. Bei der Hitzdraht- und Heißfilmanemometrie wird der kühlende Effekt der Strömung auf einen geheizten Draht bzw. Film ausgenutzt. Der erhitzte Körper wird über eine Rückkopplung auf einer konstanten Temperatur gehalten. Die dafür benötigte elektrische Leistung ist ein Maß für die abgeführte Wärme und damit für die Geschwindigkeit. Die bis zu wenigen μm großen Sensoren können Fluktuationen von bis zu einigen hundert kHz detektieren. Der Messbereich erstreckt sich dabei von wenigen cm/s bis zur Überschallgeschwindigkeit, allerdings ist auch eine genaue Kalibrierung nötig.

Optische Methoden der Strömungsmessung sind nicht direkt invasiv, können aber indirekte Einflüsse auf die Strömung haben, z. B. durch zu starke Erhitzung des Fluids durch eingesetzte Laser. Eine weit verbreitete Technik ist die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA). Sie benötigt ein kohärentes Lichtbündel, welches aufgespalten und unter einem Winkel in das Fluid fokussiert wird. Der Messpunkt ist der Bereich an dem die Strahlen sich kreuzen und Interferenzlinien² erzeugen. Durchläuft ein kleines Partikel, welches natürlich in der Strömung vorhanden ist oder dazugegeben werden muss, dieses Feld, so kann ein optischer Sensor die hell-dunkel Modulation des Streusignals erfassen. Diese Doppler-Frequenz ist dann ein Maß für die Geschwindigkeit senkrecht zu den Interferenzstreifen. Um die Richtung bzw. das Vorzeichen der Strömungsgeschwindigkeit zu ermitteln, wird ein Frequenzversatz zwischen den Teilstrahlen erzeugt, wodurch die Interferenzstreifen sich mit der Differenzfrequenz bewegen. Nun ist die gemessene Frequenz richtungsabhängig, da die

²Die Strahlen zeigen natürlich nur Interferenz, wenn die lokale Intensität „ausgewertet“ wird, z. B. durch einen Streukörper. Ansonsten beeinflussen sich die Strahlen nicht, da die Wellengleichung im Medium linear ist und das Superpositionsprinzip gilt.

Doppler-Frequenz entweder von der Offset-Frequenz subtrahiert oder aufaddiert wird. Der Einsatz mehrerer Laser mit verschiedenen Wellenlängen und den entsprechenden Photodetektoren und Filtern erlaubt auch die Messung weiterer Geschwindigkeitskomponenten. Auch mit dieser Methode kann eine Samplingrate von über 100 kHz erreicht werden, wobei keine Kalibrierung nötig ist. Die Laser-Zwei-Fokus-Anemometrie (L2F) funktioniert über Laufzeitmessung. Zwei Teilstrahlen eines Laserstrahls werden nebeneinander fokussiert und bilden ein Lichtschrankensystem. Aus dem zeitlichen Abstand der von zwei Detektoren erfassten Streupulse lässt sich die Geschwindigkeit in der Lichtschrankebene bestimmen, welche über ein Prisma eingestellt werden kann. Da die Laserstrahlen bei dieser Technik stärker fokussiert werden, können noch wesentlich kleinere Streupartikel benutzt werden als bei der Laser-Doppler-Anemometrie. Mittlerweile existieren auch Hybridgeräte, bei denen, wie bei der LDA, eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente über den Doppler-Effekt gemessen wird.

Nachteil aller oben aufgeführten Techniken ist, dass Messungen nur Punktweise durchgeführt werden können, also ein Abtasten des Messvolumens notwendig sein kann. Die Particle-Image-Velocimetry (PIV) ermöglicht es dagegen, die Geschwindigkeitsverteilung in einer ganzen Ebene mit einer Messung zu erfassen. Ein gewöhnlicher Aufbau besteht aus einer Kamera, einem PulsLasersystem, einer Optik zur Formung eines Lichtschnittes und Streupartikeln, die dem Fluid zugemischt werden müssen. Die Partikel müssen klein genug sein und eine ähnliche Dichte haben wie das Fluid, um der Strömung folgen zu können. Sie werden durch den Puls laser in der Lichtschnittebene kurz hintereinander zwei- oder mehrmals beleuchtet. Die Kamera nimmt daher die Partikelpositionen zu verschiedenen Zeitpunkten auf, entweder auf einem oder mehreren Bildern. Bei der Auswertung wird dann das Bild bzw. die Bilder in Ausschnitte (interrogation areas) unterteilt, die dann mit einer Auto- bzw. Kreuzkorrelationsanalyse untersucht werden. Im Falle zweier Bilder erhält man dann die Distanz die sich die Markerpartikel in einem Ausschnitt bewegt haben aus der Lage des Maximums der Kreuzkorrelation der Ausschnitte aus dem ersten und zweiten Bild. Teilt man durch die Zeitdifferenz der Belichtung ergibt sich die mittlere lokale Geschwindigkeit für diesen Ausschnitt. Die Genauigkeit und Zuverlässigkeit lässt sich mit Hilfe verschiedenster Maßnahmen erhöhen. So kann man etwa bei der Analyse eine Verformung oder Verschiebung des Ausschnittes zulassen. Die Einschränkung auf eine Messung der Geschwindigkeit in nur zwei Dimensionen lässt sich durch den Einsatz einer zweiten Kamera beheben. Bei der stereoskopischen PIV sorgt die Betrachtung unter zwei Blickwinkeln für die notwendige Information zur Extraktion der dritten Geschwindigkeitskomponente. Auch ein holographischer PIV-Aufbau kann dies leisten, ist allerdings recht aufwendig. Eine gute Übersicht über den Aufbau und die Algorithmen eines PIV-Systems findet sich in [62]. Die in dieser Arbeit verwen-

dete Methode der Particle-Tracking-Velocimetry (PTV) ist eine Abwandlung der klassischen PIV-Technik. Sie unterscheidet sich von der PIV prinzipiell nur in dem Auswertungsalgorithmus. Anstatt Bildausschnitte zu betrachten wird hier die Position jedes einzelnen Teilchens verfolgt. Dies macht es allerdings notwendig, die Dichte der Markerpartikel stark herabzusetzen, was wiederum die räumliche Auflösung begrenzt. Bei den in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen ist jedoch eine niedrige Dichte an Partikeln notwendig. Zu viele Marker stören die Fokussierung der zur Blasenerzeugung genutzten Laserpulse erheblich. Wie bei der PIV ist auch hier die zeitliche Auflösung begrenzt durch die Aufnahmezeit der Bilddaten.

Mittlerweile existieren auch Hybridformen, welche die Algorithmen der klassischen PIV mit denen der PTV verbinden [23]. Weiterhin sind heutzutage auch 3D-PTV-Systeme üblich. Die Nutzung von zwei oder mehr Kameras erlaubt die Rekonstruktion der Trajektorien in allen Raumrichtungen. Bei einer kontinuierlichen Datenaufnahme ermöglicht dies auch die Analyse der Daten in Lagrange-Koordinaten [51].

3.4 Abbildung der Markerpartikel

Zur Konzeption eines PIV bzw. PTV-Aufbaus sollten einige grundlegende Zusammenhänge der abbildenden Optik bekannt sein. Ein Maß für die Lichtstärke einer Optik ist die Blendenzahl $f_{\#} = f/d_a$, wobei f die Brennweite und d_a der Durchmesser der Eingangspupille ist [15]. Durch die Wahl des Bildausschnittes bzw. des Abbildungsmaßstabes, M , bei gegebener Blende wird die Beugungsbegrenzung der Abbildung festgelegt. Der Durchmesser des Beugungsscheibchens (Airyscheibchens) beträgt [62]:

$$d_{\text{diff}} = 2.44\lambda(M + 1)f_{\#} \quad . \quad (3.6)$$

Das Bild eines Markerpartikels mit dem Durchmesser $2a_p$ hat dann etwa den Durchmesser:

$$d_{\text{img}} = \sqrt{(2Ma_p)^2 + d_{\text{diff}}^2} \quad . \quad (3.7)$$

Um eine möglichst genaue Lokalisation des Partikels zu gewährleisten, sollte dieser Durchmesser einige Pixelbreiten des verwendeten Kamerachips betragen, mindestens jedoch eine Pixelbreite.

Die Apertur und der Abbildungsmaßstab legen auch die Schärfentiefe, δ_z , der Abbildung fest:

$$\delta_z = 2d_{\text{diff}}f_{\#} \frac{M + 1}{M^2} = 4.88\lambda f_{\#}^2 \frac{(M + 1)^2}{M^2} \quad . \quad (3.8)$$

In dieser Arbeit ist $M \approx 2$, $f_{\#} = 2.8$ und $\lambda \approx 580 \text{ nm}$. Damit ergibt sich $d_{\text{diff}} \approx 12 \text{ }\mu\text{m}$. Mit einem Partikeldurchmesser von $4.9 \text{ }\mu\text{m}$ liegt die Bildgröße

bei $d_{\text{img}} \approx 23 \mu\text{m}$. Bei einer Pixelgröße von $6.45 \mu\text{m}$ entspricht dies etwa 3.5 Pixeln. Die Schärfentiefe ist etwa $\delta_z \approx 50 \mu\text{m}$.

3.5 Dynamik der Markerpartikel

Die hier vorgestellte Methode zur Geschwindigkeitsmessung basiert auf der Annahme, dass die Markerpartikel die lokale Geschwindigkeit der Flüssigkeit annehmen. Dies ist immer dann gut erfüllt, wenn die Partikel annähernd die gleiche Dichte wie die Flüssigkeit besitzen und der Durchmesser der Partikel klein ist gegen die charakteristische Längenskala auf der sich die Geschwindigkeitsverteilung ändert. Außerdem darf die Beschleunigung nicht zu groß werden. Die Strömung um eine kollabierende Kavitationsblase zeigt jedoch im Allgemeinen starke Gradienten auf kleinen Raumskalen. Es können allerdings, wie oben erklärt, nicht beliebig kleine Marker benutzt werden, da die genaue Lokalisation sonst nicht gewährleistet werden kann. Außerdem nimmt die Helligkeit der angestrahlten Partikel stark mit dem Durchmesser der Teilchen ab, was besonders problematisch bei den verwendeten fluoreszierenden Markern ist. Die abgestrahlte Leistung ist hier durch die Menge an Farbstoff begrenzt und kann nicht, wie bei einfachen Streupartikeln, durch Erhöhung der Belichtungsstärke ausgeglichen werden.

Um zu überprüfen ob die verwendeten Partikel den in dieser Arbeit untersuchten Strömungen folgen können, wird die Bewegung einzelner Marker simuliert. Exemplarisch wird hier die Strömung um eine sphärisch kollabierende Blase untersucht, deren Dynamik leicht zu modellieren ist (siehe Kapitel 2). Durch die Nachstellung der experimentellen Verhältnisse erhält man so auch Aufschluss über die systematischen Fehler durch das zeitliche Sampling. Als Bewegungsgleichung der sphärischen Markerpartikel ist die Basset-Bousinesq-Oseen-Gleichung (BBO) geeignet, die hier in der Notation von Soo [68] gegeben wird:

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{3} a_p^3 \rho_p \frac{d\mathbf{U}_p}{dt_p} &= \frac{4\pi}{3} a_p^3 \rho_p G(\mathbf{U}_f - \mathbf{U}_p) - \frac{4\pi}{3} a_p^3 \frac{\partial P}{\partial \mathbf{r}} \\ + \frac{1}{2} \frac{4\pi}{3} a_p^3 \rho_f \frac{d}{dt_p} (\mathbf{U}_f - \mathbf{U}_p) &+ 6a_p^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu} \int_{t_{p0}}^{t_p} \frac{(d/d\tau)(\mathbf{U}_f - \mathbf{U}_p)}{\sqrt{t_p - \tau}} d\tau + \mathbf{F}_{\text{ext}} \quad , \end{aligned} \quad (3.9)$$

mit

$$G = \frac{3}{8} C_w \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{1}{a_p} |\mathbf{U}_f - \mathbf{U}_p| \quad . \quad (3.10)$$

a_p und ρ_p sind der Radius und die Dichte des Partikels und \mathbf{U}_p seine Geschwindigkeit.

Die Ableitungen d/dt_p beziehen sich dabei auf ein dem Partikel folgendes Koordinatensystem, so dass

$$d/dt_p = (\partial/\partial t + \mathbf{U}_p \partial/\partial \mathbf{r})|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_p} \quad . \quad (3.11)$$

Im Folgenden werden externe Kräfte \mathbf{F}_{ext} und der Integralterm (history force) in (3.10) vernachlässigt.

Nach Buevich [20] ist der Druckgradient-Term in (3.10) durch die Beschleunigung des Fluids am Ort des Partikels gegeben durch:

$$\frac{\partial P}{\partial \mathbf{r}} = -\rho_f \frac{d\mathbf{U}_f}{dt_p} \quad . \quad (3.12)$$

Maxey [52] verwendet hingegen das Ergebnis von Riley [63]:

$$\frac{\partial P}{\partial \mathbf{r}} = -\rho_f \frac{d\mathbf{U}_f}{dt} = -\rho_f \left(\frac{\partial \mathbf{U}_f}{\partial t} + \mathbf{U}_f \frac{\partial \mathbf{U}_f}{\partial \mathbf{r}} \right) \quad . \quad (3.13)$$

Rechnungen mit beiden Varianten zeigen jedoch, dass der Unterschied marginal ist. Es wird im Folgenden (3.13) benutzt. Auch der Zusatzterm $-1/10a^2 \nabla^2 \mathbf{U}_f$ bei der virtuellen Masse (dritter Term auf der rechten Seite von 3.10) in der von Maxey [52] hergeleiteten Bewegungsgleichung ist vernachlässigbar klein.

Da die Reynoldszahl $\text{Re} = 2a_p \rho_f |\mathbf{U}_f - \mathbf{U}_p|/\mu$ bei diesem Problem in die Größenordnung von 10 kommen kann, wird der Strömungswiderstandskoeffizient, C_w , mit Olsons empirischer Formel [31] berechnet:

$$C_w = \frac{24}{\text{Re}} \left(1 + \frac{3}{16} \text{Re} \right)^{0.5} \quad . \quad (3.14)$$

Diese ist etwa bis $\text{Re} \approx 100$ gültig.

Mit dem gegebenen Gleichungssystem kann nun die Bewegung eines Partikels berechnet werden, sofern \mathbf{U}_f bekannt ist. Das kugelsymmetrische Strömungsfeld um eine sphärische Blase in einer inkompressiblen Flüssigkeit wird allein durch die Bewegung der Blasenwand bestimmt:

$$\mathbf{U}_f = \frac{\mathbf{U}_b R_b^2}{|\mathbf{r}|^2} = \frac{U_b R_b^2}{r^2} \mathbf{e}_r \quad . \quad (3.15)$$

Für die Ableitungen ergeben sich:

$$\frac{d\mathbf{U}_f}{dt_p} = \frac{\partial \mathbf{U}_f}{\partial t} + U_p \frac{\partial \mathbf{U}_f}{\partial r}|_{r=r_p} = \frac{\dot{U}_b R_b^2}{r^2} + \frac{2U_b^2 R_b}{r^2} - U_p \frac{2U_b R_b^2}{r^3} \quad . \quad (3.16)$$

So kann Gleichung (3.10) über die Variablen U_b und R_b an die Keller-Miksis-Gleichung (2.3) gekoppelt werden. Für die in Abbildung 2.6 gezeigte Blasenwanddynamik werden nun für verschiedene Startpunkte Trajektorien von Markerpartikeln berechnet ($a_p = 4.9 \mu\text{m}$, $\rho_p = 1.05 \text{ g/cm}^3$). Diese werden in

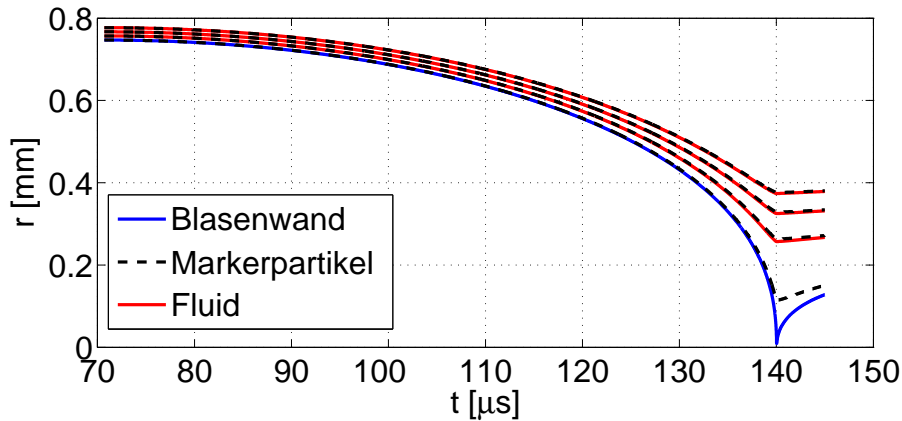


Abbildung 3.1: Vergleich der errechneten Trajektorien von Flüssigkeitsteilchen und Markerpartikeln um eine kollabierenden Blase. Das unterste Fluidteilchen liegt direkt an der Blasenwand (blaue Linie).

Abbildung 3.1 zusammen mit Bahnlinien von idealen Flüssigkeitselementen gezeigt, um die Verzögerung der Teilchen gegenüber der Flüssigkeit sichtbar zu machen. Wie man sieht, können die Marker der Strömung im Allgemeinen gut folgen. Einzig Partikel, welche sich direkt am Blasenrand befinden sind zu träge, um bei den hohen Beschleunigungen im Kollaps der Blase mit den Flüssigkeitselementen mithalten zu können. Bis auf den Zeitpunkt des Kollaps liegen jedoch selbst hier die Partikelgeschwindigkeit und die lokale Geschwindigkeit der Flüssigkeit nicht sehr weit auseinander. In Abbildung 3.2 ist der prozentuale Fehler der Geschwindigkeit für die 4 Trajektorien aufgetragen. Verglichen wird hier nicht mit dem Fluidelement, das am selben Ort gestartet ist, sondern immer mit der Geschwindigkeit am Ort des Partikels, da dies die relevante Größe für die Messmethode ist. Der Fehler bleibt bis zum Kollaps immer unter 5%. Im Kollaps kehrt sich die Fluidgeschwindigkeit um, und die relative Abweichung wird riesig. Die absolute Abweichung, die in Abbildung 3.3 aufgetragen ist, bleibt jedoch verhältnismäßig klein. So ist bereits für ein Teilchen, welches $30 \mu\text{m}$ von der Blasenwand startet, der Betrag der Abweichung immer kleiner als 0.5 m/s . Nach etwa $5 \mu\text{s}$ können die Marker dann wieder gut der Strömung folgen. Zusammenfassend sind die Markerpartikel also gut für die Messmethode geeignet. Allerdings zeigen sich auch die Grenzen der Methode: Die Dynamik der Flüssigkeit in der unmittelbaren Umgebung der kollabierenden Blase bleibt verborgen, da die Marker zu träge sind, um überhaupt dorthin zu gelangen. Bei Tests mit kleineren Markern ($a_p = 2 \mu\text{m}$) zeigte sich jedoch eine zu geringe Lichtausbeute.

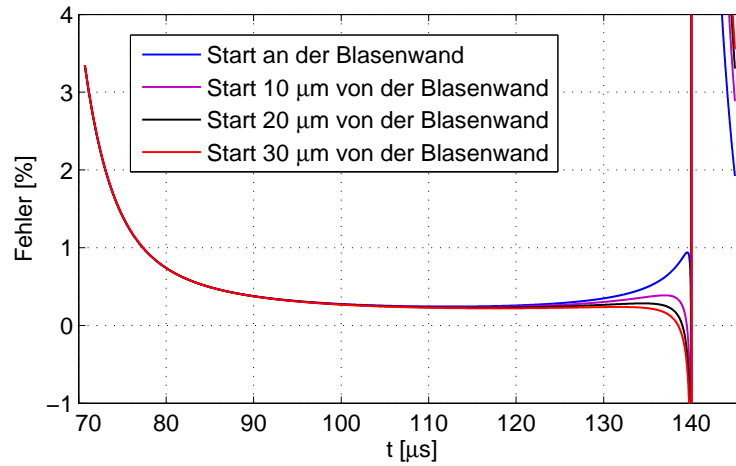


Abbildung 3.2: Relative Abweichung der Markergeschwindigkeit von der Geschwindigkeit am Ort des Markerpartikels. Die entsprechenden Trajektorien sind in Abb. 3.1 gezeigt.

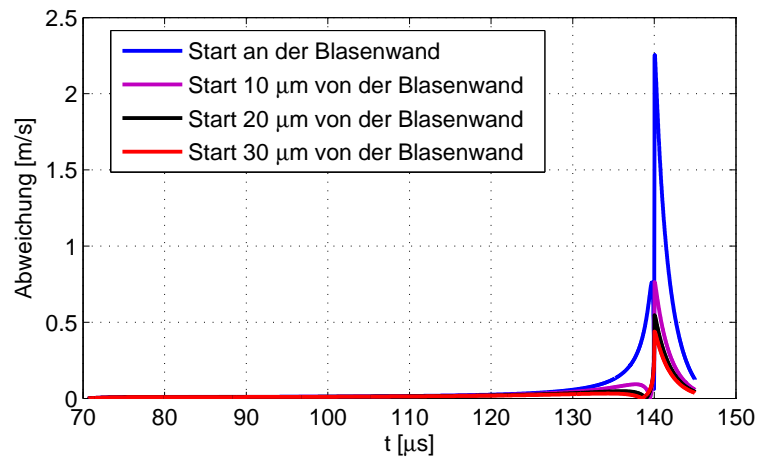


Abbildung 3.3: Absolute Abweichung (Betrag) der Markergeschwindigkeit von der Geschwindigkeit am Ort des Markerpartikels. Die entsprechenden Trajektorien sind in Abb. 3.1 gezeigt.

Kapitel 4

Aufbau und Test des PTV-Systems

4.1 Aufbau

In den Abbildungen 4.1 und 4.2 ist der Aufbau des PTV-Systems dargestellt. Er gleicht im wesentlichen dem Aufbau in Abbildung 2.2, so dass kurz vor oder nach den Photoaufnahmen die PTV-Messungen durchgeführt werden können ohne umbauen zu müssen. Die Erzeugung der Blasen und die Hydrophonmessungen werden also wie in Kapitel 2 beschrieben durchgeführt. Vor der Messung werden mit fluoreszierender Farbe beschichtete Markerpartikel in das Wasser gegeben (Microparticles, Farbstoff: Rhodamin B, $a_p = 4.9 \mu\text{m}$, $\rho_p = 1.05 \text{ g/cm}^3$). Die Partikel werden während eines Messdurchlaufes mit zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen (Wellenlänge = 532 nm, Dauer = 8 ns) beleuchtet. Das Lasersystem (Spectra Physics PIV 400) ist über computergesteuerte Delay-Generatoren mit der Erzeugung der Blase synchronisiert, so dass der Zeitpunkt der Beleuchtungen relativ dazu gewählt werden kann. Eine genaue Beschreibung findet sich in Anhang A.2. Das Laserlicht wird mittels einer Lichtschnittoptik (Dantec Dynamics Modell 80x70), bestehend aus einem Modul zur Strahlaufweitung bzw. -kompression und einer Zylinderlinse, zu einer dünnen Lichtebene gebündelt, deren Durchmesser etwa $90 \mu\text{m}$ beträgt. Der Lichtschnitt schneidet die Blase im Folgenden immer in ihrer Mitte und verläuft also durch den Ort der Blasenherzeugung.

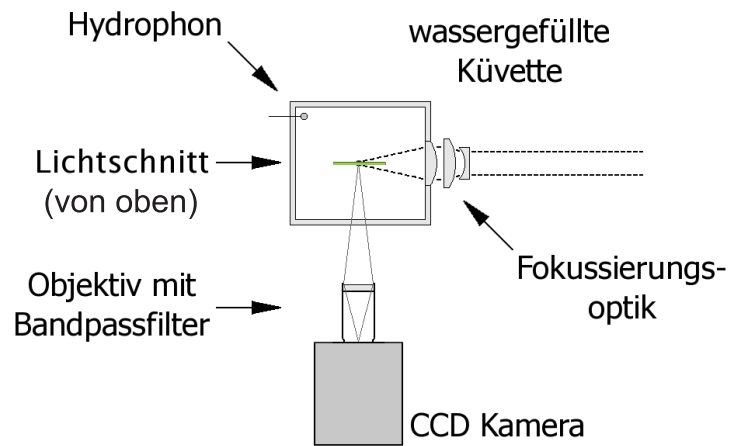


Abbildung 4.1: Aufbau zur PTV: Aufsicht.

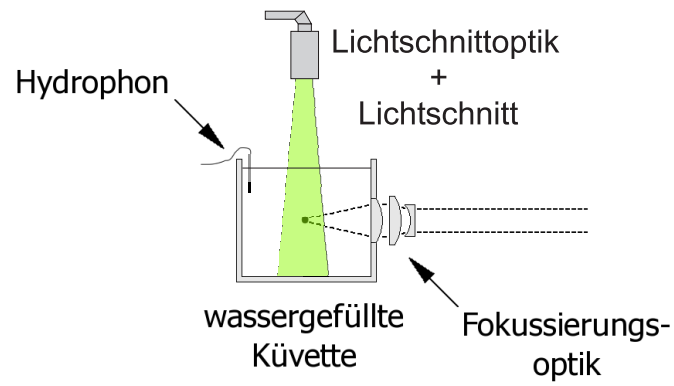


Abbildung 4.2: Aufbau zur PTV: Seitenansicht.

4.2 Auswertung der Bilddaten

Die Analyse der Bilddaten umfasst folgende Schritte, die im einzelnen erläutert werden sollen:

- Bandpassfilterung,
- Maskierung,
- Lokalisation der Partikel,
- Zusammenfügen der Trajektorien,
- Median Validierung.

Der verwendete Matlab Code zur Bandpassfilterung, Identifizierung der Partikel und für das Zusammenfügen der Trajektorien wurde von Blair und Dufresne [11] geschrieben und basiert auf dem IDL Code von Crocker, Grier und Weeks [25, 24]. Die Bandpassfilterung erfolgt durch zwei Schritte, die in einem Faltungs-Kernelement zusammengefasst sind: 1. Abziehen von lokalen Mittelwerten in einer Region w , die mindestens ein Pixel größer ist als der Durchmesser eines fokussierten Partikels, und 2. eine zweidimensionalen Faltung mit einer Gaussfunktion der Pixelbreite 1 zur Rauschreduktion. Durch die Filterung wird das Rauschen stark unterdrückt und die Grauwerte von scharf fokussierten Partikeln werden gegenüber den unscharfen stark überhöht.

Als nächstes wird eine manuell angefertigte Maske über das Bild gelegt, um Bereiche zu verdecken, die zu falschen Partikelidentifizierungen führen können. Dies umfasst den Bildbereich, in welchem die Blase lokalisiert ist, durch die Blase abgeschattete Regionen und Störungen, die durch das extrem helle Laserplasma hervorgerufen werden.

Die Erkennung der Partikel erfolgt nun über eine Suche nach lokalen Maxima: Als Kandidat wird ein Pixel ausgewählt, falls in einer Entfernung von w kein helleres Pixel zu finden ist. In einem weiteren Schritt wird die Position der einzelnen Partikel durch helligkeitsgewichtete Schwerpunktssuche genauer bestimmt. Die Auflösung liegt dabei im Sub-Pixel-Bereich und begrenzt damit bei fest gewähltem Zeitabstand der zwei Aufnahmen die Auflösung der Geschwindigkeit.

Nun werden die Positionen in den beiden Bildern zu N Trajektorien zusammengefügt. Das einzige Kriterium zur Auswahl eines zugehörigen Partners ist der Abstand δ von einem Partikel im ersten Bild zu den möglichen Partnern im zweiten Bild. Aus allen Möglichkeiten die Partner zuzuteilen wird nun diejenige ausgewählt, welche $\sum_{i=1}^N \delta_i^2$ minimiert. Durch die Einschränkung des maximalen Abstandes auf eine Länge L wird der Rechenaufwand erheblich reduziert. Teilchen mit fehlenden Partnern wird dann auch dieser Abstand als Strafe

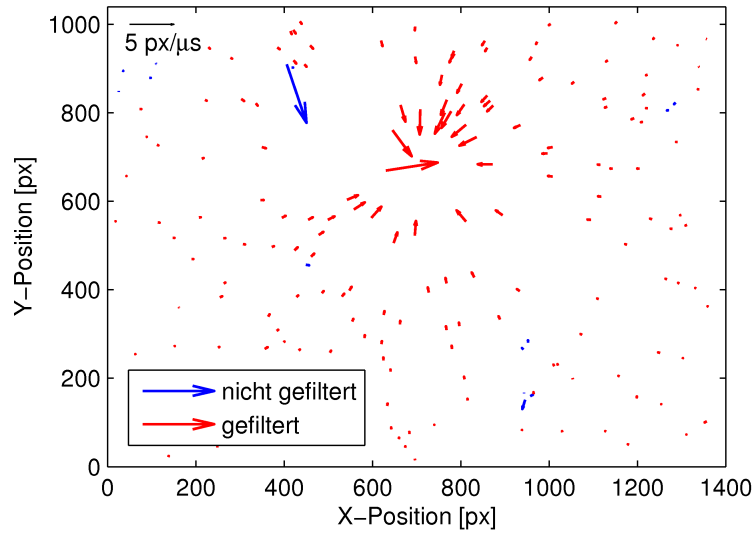


Abbildung 4.3: Rohdaten einer PTV-Messung an einer sphärisch kollabierenden Blase. Der Medianfilter sortiert die Ausreißer aus. Zeitpunkt der Messung: $t = 138 \mu\text{s}$; $t_{\text{kol}} = 140 \mu\text{s}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

zugeteilt. Dieser Algorithmus funktioniert gut, solange der mittlere Abstand der Markerpartikel größer bleibt als L . Bei der Wahl der Partikelkonzentration muss dies berücksichtigt werden.

Für den letzten Schritt wurde ein Filteralgorithmus erstellt, der Ausreißer eliminiert. Zunächst werden dabei die Nachbarn des zu prüfenden Vektors innerhalb eines festen Radius bestimmt. Nun wird der Vektor mit dem Medianvektor der Nachbarn verglichen. Unterscheidet er sich zu stark in Richtung oder Betrag wird der Vektor ausgesiekt. In Abbildung 4.3 ist als Beispiel das Ergebnis einer PTV-Messung an einer sphärisch kollabierenden Blase dargestellt. Die blauen Vektoren sind offensichtlich Ausreißer, die vom Algorithmus herausgefiltert werden. Solche falsch zugeordneten Trajektorien ergeben sich meist, wenn ein Marker nur in einer der beiden Aufnahmen erkannt wird oder sich zufällig viele Partikel an einem Ort häufen.

Aus den ermittelten Verschiebungsvektoren ergibt sich die lokale Geschwindigkeit durch Division mit der eingestellten Zeitdifferenz. Der Ankerpunkt des Vektors liegt genau zwischen den ermittelten Orten:

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{r}(t_1) - \mathbf{r}(t_2)}{t_2 - t_1}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}(t_1) + \frac{\mathbf{r}(t_1) - \mathbf{r}(t_2)}{2} \quad (4.1)$$

Dies wird mit den in 3.5 beschriebenen Methoden zur Simulation der Dynamik der Markerpartikel für den Fall einer sphärischen Blase getestet: Es werden, wie in Abbildung 3.1 gezeigt, für verschiedene Abstände von der Blase Trajektorien von Partikeln errechnet. Aus den Abständen der Positionen der Partikel zu

den zwei Belichtungszeitpunkten wird dann wie im Experiment die Geschwindigkeit ermittelt. Dies wird mit der theoretischen Geschwindigkeitsverteilung (siehe Gl. 3.15) verglichen. Die Zeit zwischen den Belichtungen wird dann so stark verringert, dass der Fehler durch das zeitliche Sampling vernachlässigbar ist. Es sei hier darauf hingewiesen, dass die Kürze des Zeitfensters jedoch die Auflösung von kleinen Geschwindigkeiten begrenzt.

Die Erfahrungen, die im Fall des sphärischen Blasen kollaps gewonnen wurden, werden genutzt um die Samplingzeiten für die Szenarien zu schätzen, welche nicht mehr simuliert werden können.

4.3 Testfall: sphärische Blase

Um das Verfahren zu testen, werden zunächst sphärisch kollabierende Blasen untersucht, da dies einen einfachen Vergleich mit Modellrechnungen ermöglicht. Konkret werden Blasen ausgewählt, die 140 μs nach der Erzeugung kollabieren. Eine Bilderserie (Abb. 2.5) und ein numerischer Fit (Abb. 2.6) solch einer Blase wurden bereits in Kapitel 2 gezeigt.

Abbildung 4.3 zeigt das Ergebnis einer Messung zur Zeit $t = 138 \mu\text{s}$. Die beiden PTV-Aufnahmen wurden zur Zeit $t_1 = 137 \mu\text{s}$ und $t_2 = 139 \mu\text{s}$ gemacht. Das Geschwindigkeitsfeld ist annähernd kugelsymmetrisch und kann somit eindimensional dargestellt werden. Im Folgenden wird von den experimentell bestimmten Geschwindigkeiten also nur der Betrag gegen den Abstand vom Blasenmittelpunkt aufgetragen. Der Blasenmittelpunkt bzw. Symmetriepunkt ist in diesem Fall der Häufungspunkt der Schnittpunkte aller Geraden, welche durch die experimentellen Vektoren laufen.

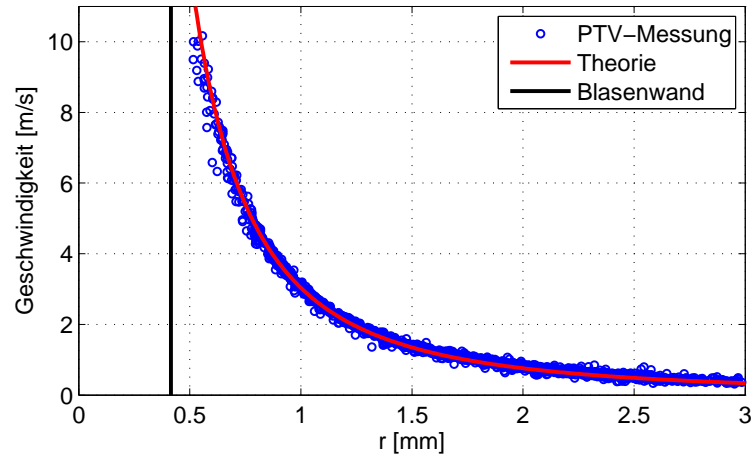
Da die Blasenwanddynamik aus den Photographien und dem nachfolgenden numerischen Fit bekannt sind, lassen sich die PTV-Ergebnisse direkt mit der Theorie vergleichen: Setzt man eine inkompressible Flüssigkeit voraus, lässt sich mit den bekannten Werten für Blasenradius R und Blasenwandgeschwindigkeit $\dot{R} = U_B$ mit Gleichung (3.15) das Strömungsfeld um die Blase er rechnen. Abbildung 4.4 a) zeigt die Auswertung von jeweils 10 Messungen (Kreise) zur Zeit $t = 131 \mu\text{s}$ ($\Delta t = 8 \mu\text{s}$) zusammen mit der vorhergesagten Geschwindigkeitsverteilung (rote Linie). Zur Orientierung ist die Position der Blasenwand eingezeichnet. In Abbildung 4.4 b) ist die Standardabweichung der Messwerte von der Theoriekurve aufgetragen (100 μm Intervalle). Die Übereinstimmung der Messwerte mit der Theorie ist insgesamt gut. Oberhalb eines Abstandes von einem mm vom Blasenmittelpunkt ist die Standardabweichung etwa konstant und beträgt rund 0.07 m/s. Unterhalb eines Abstandes von einem mm steigt die Abweichung jedoch stark an. Die relative Abweichung bleibt dabei allerdings unter 10%. Etwas schlechter ist dagegen die Übereinstimmung bei Messungen zum Zeitpunkt $t = 138 \mu\text{s}$, wie es in Abbildung 4.5 ersichtlich

wird. Hier ist die Streuung generell etwas größer und liegt bei Abständen über 1 mm etwa bei 0.27 m/s. Bei kleineren Abständen steigt die Abweichung jedoch sehr stark an. Die gemessenen Geschwindigkeiten streuen hier extrem zu niedrigeren Werten und betragen nahe der Blasenwand fast nur die Hälfte der theoretischen Geschwindigkeit. Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass bei diesen Abständen die Größe der Blase in die Größenordnung der Lichtschnittdicke gelangt. Marker nahe der Blasenwand die sich nicht in der Mitte des Lichtschnittes befinden, besitzen dann eine Geschwindigkeitskomponente in Beobachtungsrichtung, welche nicht mehr zu vernachlässigen ist. Die Messmethode kann diese Komponente jedoch nicht erfassen. Durch die Projektion des Geschwindigkeitsvektors auf die Messebene sind die Marker dann scheinbar langsamer. Zusätzlich ist auch der Ort der Projektion unterworfen, so dass die Marker möglicherweise weiter von der Blase entfernt sind, als es den Anschein hat. Dort ist wiederum die Geschwindigkeit kleiner, was die Tendenz zu kleinen Werten am Blasenrand noch verstärkt.

Das Plateau der Standardabweichung in den Abbildungen 4.4 und 4.5 wird dagegen durch die Subpixel-Genauigkeit des Algorithmus bestimmt. Um dies zu überprüfen, wird eine Messung bei ruhender Flüssigkeit und sehr kurzem Zeitabstand der Belichtungen durchgeführt. Nun wird der Betrag $|\mathbf{r}(t_1) - \mathbf{r}(t_2)|$ der detektierten Verschiebungen untersucht. 68% aller Verschiebungen lagen innerhalb des Intervalls $[0 \text{ px}, 0.13 \text{ px}]$. Dies entspricht einer Geschwindigkeit von 0.06 m/s bei einer Zeitdifferenz von $8 \mu\text{s}$ und 0.24 m/s bei $\Delta t = 2 \mu\text{s}$, also recht genau der Höhe der gemessenen Plateaus.

Bei der Wahl des Parameters Δt muss also die Auflösung berücksichtigt werden. Es reicht nicht, eine möglichst kleine Zeitdifferenz zu wählen, um zeitliches Undersampling zu vermeiden. Es muss vorher bedacht werden, bei welcher Vergrößerung, M , die Messungen durchgeführt werden sollen und welche Geschwindigkeiten auftreten, da dies die maximale Verschiebung der Marker, L bestimmt. Dann kann die Partikelkonzentration gewählt werden.

a)



b)

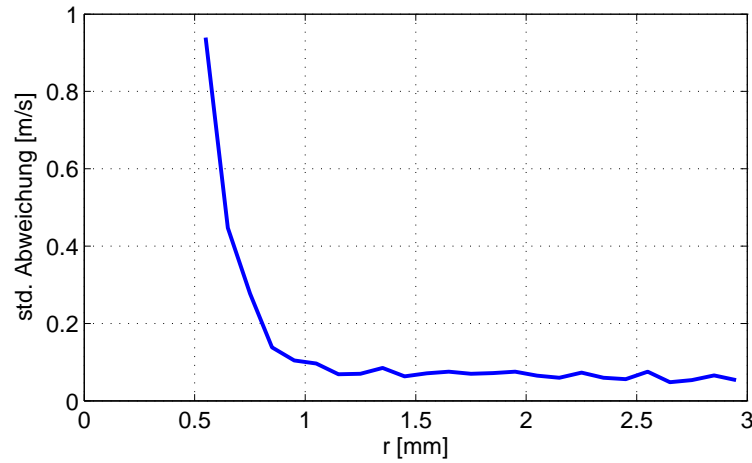
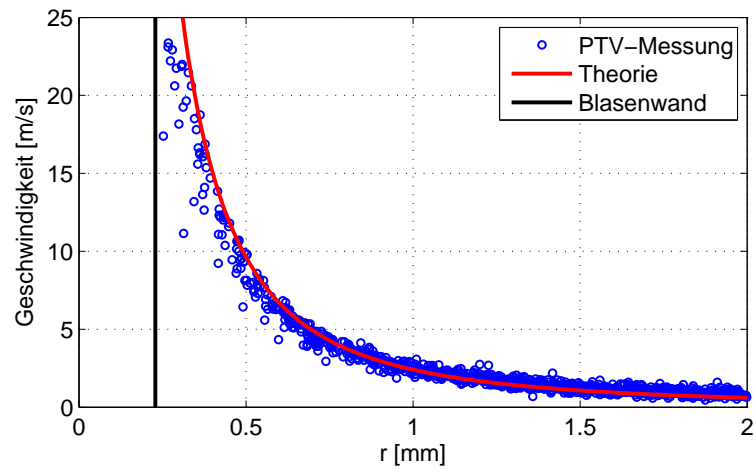


Abbildung 4.4: a) Geschwindigkeitsverteilung des Wassers um eine kollabierende Blase mit $t_{\text{kol}} = 140 \mu\text{s}$. Zeitpunkt: $t = 131 \mu\text{s}$. $\Delta t = 8 \mu\text{s}$. blaue Kreise: Betrag der Messwerte in Abhängigkeit des Abstandes vom Blasenmittelpunkt, rote Linie: theoretische Geschwindigkeit aus dem Fit (siehe Text). b) Standardabweichung der Messwerte zur Theorie.

a)



b)

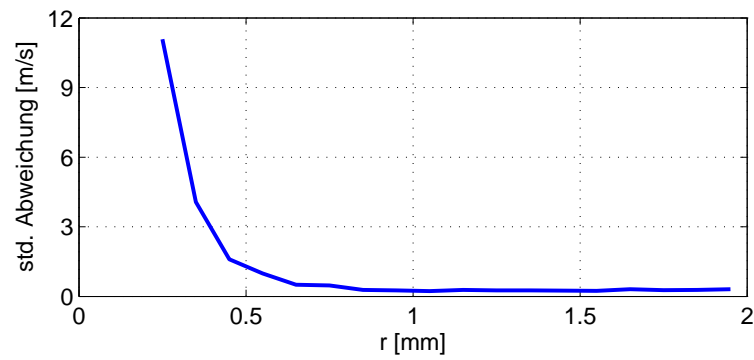


Abbildung 4.5: siehe Abb. 4.4. Zeitpunkt: $t = 138 \mu\text{s}$. $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

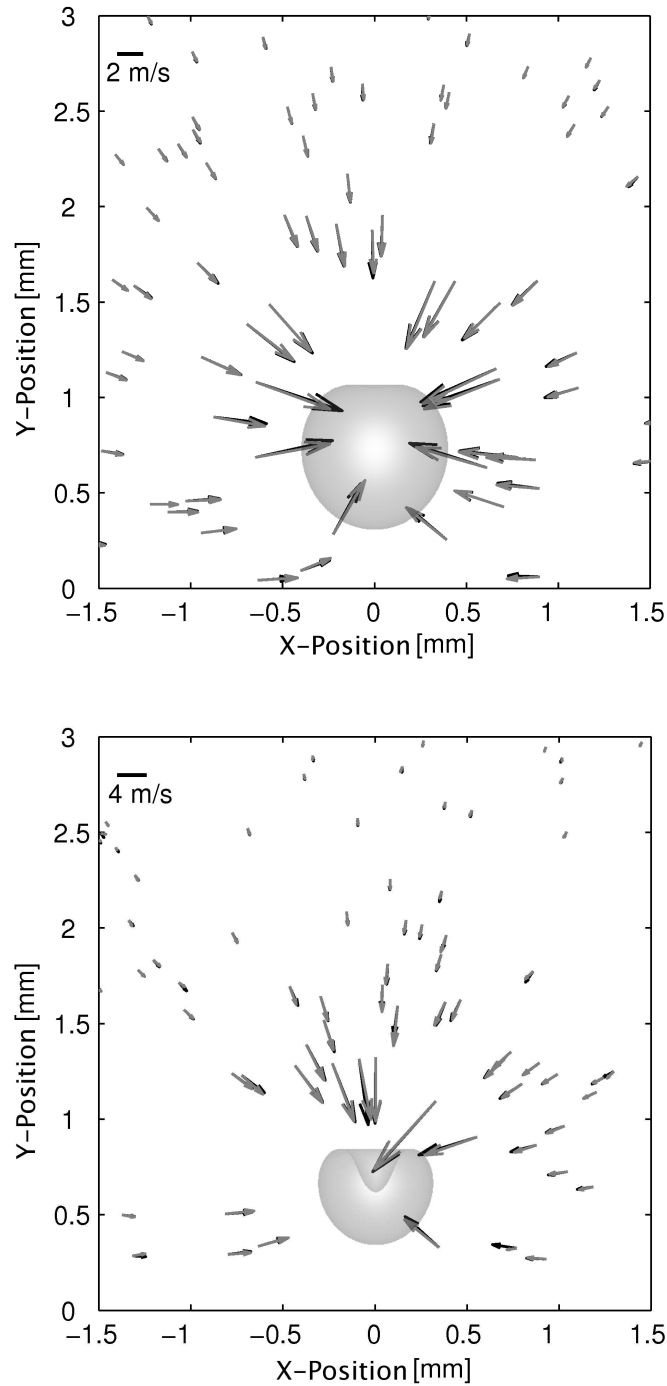


Abbildung 4.6: Vergleich der PTV-Messungen mit dem Ergebnis der Boundary-Integral Simulation für $\gamma = 1.3$. Oben: Zeitpunkt: $t = 160 \mu\text{s}$; $\Delta t = 8 \mu\text{s}$. Unten: Zeitpunkt: $t = 165 \mu\text{s}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

4.4 Testfall: Blase vor einer Wand

Als weiterer Test wird der Kollaps einer Blase nahe einer festen Grenzfläche für den Fall $\gamma = 1.3$ untersucht (siehe auch Kapitel 2). In Abbildung 2.9 wurde bereits gezeigt, dass die Randintegral-Simulation in diesem Fall die Blasenform bis zum Kollaps gut vorhersagen kann. Nun soll auch das experimentell ermittelte Geschwindigkeitsfeld mit der Theorie verglichen werden. Es wird jeweils eine Messung zur Zeit $t = 160 \mu\text{s}$ und $t = 165 \mu\text{s}$ durchgeführt. Die Samplingzeit Δt beträgt hier 8 bzw. $2 \mu\text{s}$. Die experimentellen Ergebnisse sind in Abbildung 4.6 aufgetragen (graue Vektoren). Zur Orientierung ist außerdem die errechnete Form der Blase dargestellt. Mit den aus der Simulation bekannten Werten des Potentials wird nun mit Gleichung (2.7) an den selben Ankerpunkten die lokale Geschwindigkeit der Flüssigkeit berechnet. Die so erhaltenen Vektoren sind ebenfalls in der Abbildung eingezeichnet (schwarze Vektoren). Sie liegen unter den experimentellen Werten und sind aufgrund der sehr guten Übereinstimmung teilweise schwer zu erkennen. Die Abweichungen nehmen allerdings zur Blase hin etwas zu. Deutlich tritt ein Ausreißer in der unteren Abbildung hervor (rechts unter der Blase). Da hier das Ergebnis eines Messdurchlaufs verglichen wird, sind nicht genug Daten vorhanden, um solche Ausreißer herauszufiltern. Wie erwartet lässt sich also in diesem Fall nicht nur die Form der Blase, sondern auch die induzierte Strömung sehr gut mit der Randintegral-Methode modellieren.

4.5 Interpolation der Daten

Für eine vernünftige Darstellung der Messergebnisse ist es sinnvoll, auf den Messdaten eine Gitterinterpolation durchzuführen. Weiterhin verwenden die meisten Algorithmen zur Berechnung strömungsphysikalischer Größen, wie der Wirbelstärke oder der Gradienten eines Geschwindigkeitsfeldes, als Eingabedaten ein reguläres Gitter.

Zur Interpolation werden also die irregulär in der Beobachtungsebene verteilten Vektoren in ein Modell gegeben, welches eine Vorhersage der Geschwindigkeit an den regulären Gitterpunkten liefert.

Bei dem hier vorgestellten Experiment reicht aufgrund der recht geringen Markerdichte eine einzelne Messung nicht aus, um die Beobachtungsebene mit genügend Datenpunkten zu füllen. Dies ist nur durch die mehrfache Wiederholung des Experimentes möglich. Durch die, wenn auch geringe, Toleranz in der Kollapszeit ergeben sich jedoch zwangsläufig Abweichungen in den gemessenen Strömungsfeldern. Ziel der Interpolation ist es dann, aus diesen verrauschten Daten einen Schätzer der „idealen“ Dynamik zu errechnen. In Regionen, wo nur wenig Messwerte vorhanden sind, liefert die Methode außerdem eine Ex-

trapolation.

Es wird also nach einem geeigneten Algorithmus gesucht, der die Felder der Geschwindigkeitskomponenten $u(x, y)$ und $v(x, y)$ des Vektorfeldes $\mathbf{U}(x, y) = [u \ v]'$ modelliert und an den Gitterpunkten $\mathbf{r}_i^G = [x_i^G \ y_i^G]'$ vorhersagt. Gegeben sind dabei N experimentelle Werte $u(\mathbf{r}_k)$ bzw. $v(\mathbf{r}_k)$ an den Stellen $\mathbf{r}_k = [x_k \ y_k]$. Man spricht nun von einer parametrischen globalen Modellierung, falls ein direkter, funktionaler Zusammenhang $u_i = f(x_i^G, y_i^G, \mathbf{p})$ mit einem Parametersatz \mathbf{p} gesucht wird. Zur Bestimmung der Parameter des Modells wird dabei der gesamte Datensatz zur parametrischen Regression genutzt. Im Gegensatz hierzu stehen lokale Modelle, die für einen Anfragepunkt \mathbf{r}_i^G jeweils nur endlich viele, benachbarte Datenpunkte verwenden. Eine Mischform der beiden Typen ist die Cluster-gewichtete-Modellierung. In [33, 29] findet man einen allgemeinen Überblick über das Thema Modellierung.

Meist werden zur Interpolation von PIV/PTV-Daten lokale Modelle verwendet. Imaichi und Ohmi benutzen in [34] ein einfaches, lineares Modell zur Interpolation. Ein zweidimensionales Polynom erster Ordnung (eine Ebene) wird über die Minimierung der quadratischen Abweichungen an die den Abfragepunkt umgebenden Datenpunkte gefittet. Aguí und Jiménez [4] berichten, dass polynomiale Interpolationen und das Kriging-Verfahren [3] am besten abschneiden. Sie benutzen allerdings der Einfachheit halber gewichtete Mittelwerte, wobei zur Gewichtung ein adaptives Gaussfenster benutzt wird. Spedding und Rignot [69] zeigen, dass die globale Modellierung mit Splines erfolgreicher ist als die lokale, gewichtete Mittelwertbildung. Allerdings ist ihre Methode aufwendiger und sehr sensitiv gegenüber der Dichte der gegebenen Daten. Gerade bei geringen Dichten ist sie nicht besser als die lokale Methode. Am selben Beispielsystem (Burgers Vortex) vergleichen Cohn und Koochesfahani [22] polynomiale Modelle zweiter bis vierter Ordnung. In ihrer Studie ist für relativ große Datendichten das Modell vierter Ordnung am besten. Allerdings kann dies nicht auf Probleme mit geringen Dichten angewendet werden, da dann zu wenig Datenpunkte im Fitradius liegen. In diesem Fall ist der Fit zweiter Ordnung am besten.

In dieser Arbeit werden die Felder lokal durch zweidimensionale Polynome modelliert. Die Koeffizienten des Polynoms zur Berechnung des Wertes $u_{x/y}^G$ am Gitterpunkt $\mathbf{r}_i^G = (x_i^G, y_i^G)'$ werden durch einen gewichteten Fit an die umliegenden experimentellen Werte $u_{x/y}(\mathbf{r}_k)$ bestimmt. Durch Regression wird also folgendes Problem gelöst:

$$w_k \ u_{x/y}(x_k, y_k) = [w_k \ w_k x \ w_k y \ w_k x^2 \ w_k xy \ w_k y^2 \dots] \cdot \mathbf{p}, \quad (4.2)$$

wobei es die Parameter $\mathbf{p}' = [p_{00} \ p_{10} \ p_{01} \ p_{20} \ p_{11} \ p_{02} \dots]$ zu bestimmen gilt.

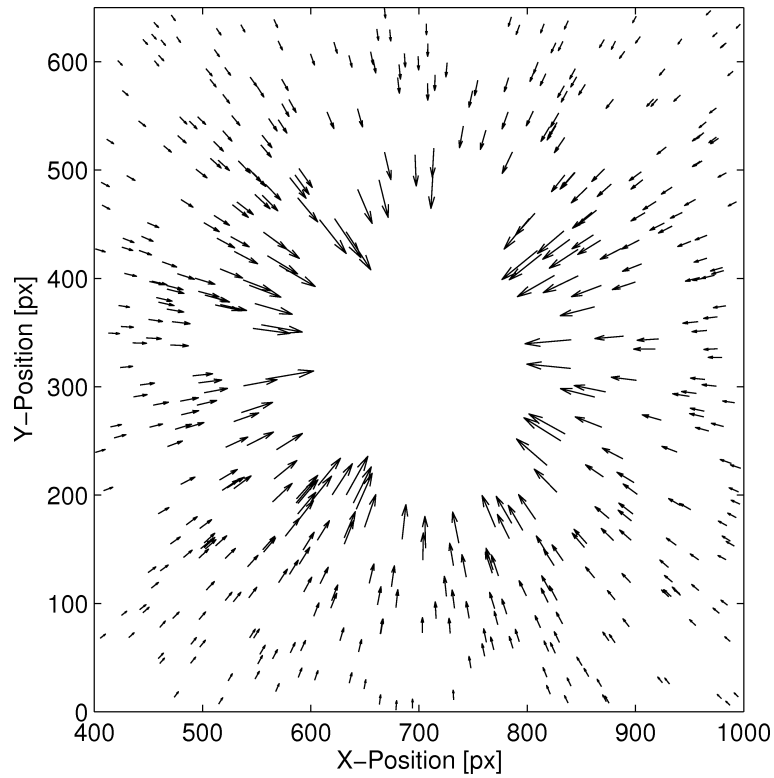
Eine gute Wahl der Gewichtung ist die biquadratische Norm [53]:

$$w_k = \left(1 - \left(\frac{a_k}{a_{\max}} \right)^2 \right)^2 . \quad (4.3)$$

Dabei ist a_k der Abstand des Datenpunktes \mathbf{r}_k zum Gitterpunkt \mathbf{r}_i^G . Der maximale Abstand in der Menge der verwendeten Datenpunkte ist a_{\max} . Da es sich um eine lokale Modellierung handelt, wird für jeden Gitterpunkt nur eine Untermenge aller Datenpunkte verwendet. Für den Test der Methode können entweder eine feste Anzahl an nächsten Nachbarn festgelegt werden, oder die Nachbarn in einem festen Suchradius um den jeweiligen Gitterpunkt werden ausgewählt. Letzteres ist in der Literatur häufig zu finden, bietet aber den Nachteil, dass nicht immer dieselbe Menge an Datenpunkten für die Regression zur Verfügung stehen. Gerade bei Polynomen höherer Ordnung kann das dazu führen, dass zu wenig Punkte für den Fit zur Verfügung stehen. Eine feste Anzahl nächster Nachbarn hat dagegen den Nachteil, dass das Gebiet aus der die Nachbarn stammen, räumlich nicht begrenzt ist. Wird allerdings, wie in dieser Arbeit, ein mit dem Abstand gewichteter Fit benutzt, haben weit entfernte Nachbarn nur einen sehr geringen Einfluss. Ein Vergleich zeigt, dass mit beiden Methoden etwa die gleiche Präzision erreicht werden kann. Allerdings muss bei der erstgenannten der feste Suchradius an die Datendichte angepasst werden, wohingegen bei der letzteren die optimale Anzahl der Nachbarn etwa konstant bleibt. Im Folgenden werden daher nur Interpolationen mit einer festen Anzahl nächster Nachbarn durchgeführt. Dabei werden Gitterpunkte ausgelassen, bei denen der erste der nächsten Nachbarn weiter entfernt ist als eine festgelegte Distanz, die kleiner oder gleich dem Gitterabstand ist. Die Interpolation wird an den drei Datensätzen getestet, die in Abbildung 4.7 dargestellt sind. Die ersten Daten (a) stammen von den Messungen an der sphärisch kollabierenden Blase (siehe Abb. 4.4). Der mittlere Abstand der Vektoren beträgt hier etwa 29 Pixel. Die anderen beiden Datensätze (b und c) sind von Messungen an Blasen, die vor einer festen Grenzfläche kollabieren. Diese Messungen werden im nächsten Kapitel eingehender diskutiert, daher wird hier auf die genaue Angabe der Versuchsparameter verzichtet. Die mittleren Abstände der Datenpunkte sind 15 Pixel (b) und 22 Pixel (c). Der letzte Datensatz fällt dabei durch hohes Rauschen und große Geschwindigkeitsgradienten auf.

An den Daten wird eine Kreuzvalidierung durchgeführt, bei der immer ein Vektor aus der Datenmenge weggelassen und dann mit dem lokalen Modell geschätzt wird (Leave-one-out Cross-Validation). Die quadratische Abweichung zum Messwert wird dann über alle Punkte gemittelt. Außerdem wird der mittlere quadratische Fehler beider Felder, also in X- und in Y-Richtung, mit der jeweiligen Varianz normiert und dann über beide Felder gemittelt. Eine eins entspricht dann gerade der Schätzung der Werte mit dem Mittelwert

a)



b)

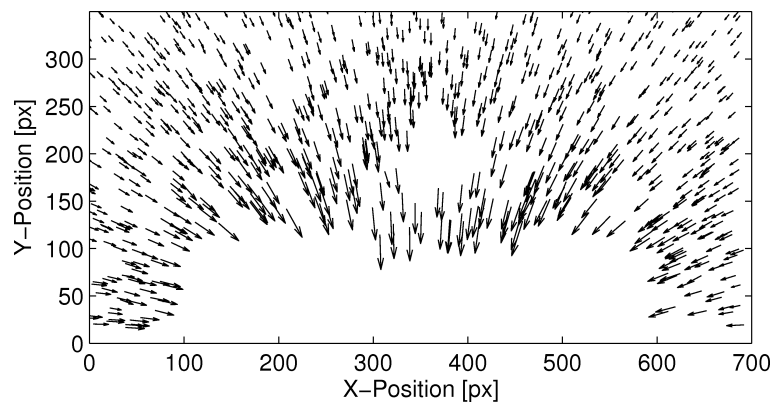


Abbildung 4.7: Zum Test der Interpolation herangezogene Datensätze aus verschiedenen Messungen (Beschreibung im Text). Die Länge der Vektoren ist in willkürlichen Einheiten.

c)

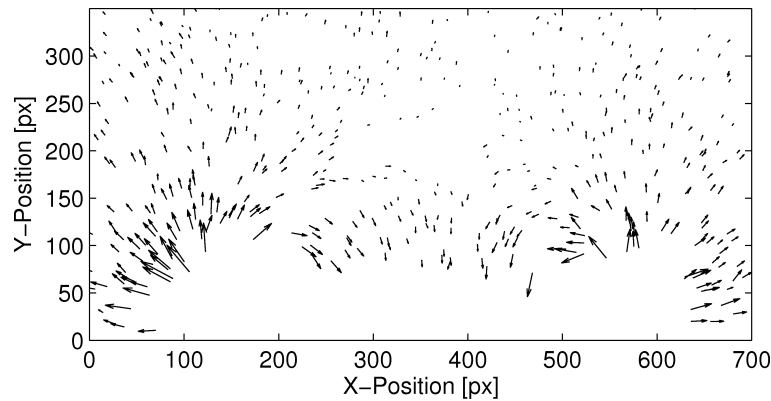


Abbildung 4.8: Fortsetzung von Abb. 4.7

der Felder. Abbildung 4.9 zeigt für die drei Datensätze den Vergleich zwischen Polynomen nullter, erster und zweiter Ordnung bei einer variablen Anzahl nächster Nachbarn. Bei Satz a) sind die lineare und quadratische Interpolation etwa doppelt so gut wie die nullter Ordnung. Polynome zweiter Ordnung schneiden hier etwas besser ab, als die erster Ordnung, allerdings werden auch mehr als doppelt so viele Nachbarn für eine optimale Modellierung benötigt. Bei b) ist die Situation ähnlich, wobei hier die lineare Interpolation leicht dominiert. In beiden Fällen, a) und b), steigt der Fehler der Modelle nach Erreichen des Minimums nur sehr langsam zur größeren Anzahl nächster Nachbarn hin an. Dies gilt besonders für das quadratische Modell. Die biquadratische Gewichtung sorgt dafür, dass weit entfernte Punkte nur noch wenig Einfluss auf das Ergebnis der Regression haben. Ganz anders ist die Situation in Fall c). Insgesamt ist hier der Fehler der Modelle sehr viel größer als bei a) und b), was durch das relativ große Rauschniveau zu erklären ist. Hier gibt es für das quadratische Modell auch nur einen schmalen Bereich, bei dem der Fehler klein bleibt. Die Geschwindigkeitsgradienten sind so groß, dass auch mäßig weit entfernte Punkte die Regression zum Negativen beeinflussen. In diesem Fall ist auch das Modell nullter Ordnung am besten, da ja hier nur wenig Daten für den Fit benötigt werden. Die beiden anderen Modelle sind allerdings nicht viel schlechter, wobei das lineare Modell jedoch über einen weiten Bereich nächster Nachbarn konstant gute Ergebnisse liefert.

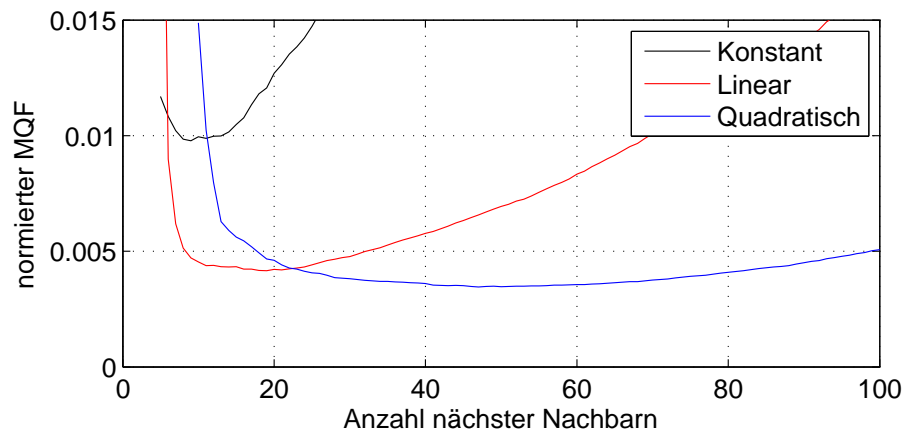
Berechnungen mit Polynomen der Ordnung drei wurden hier nicht aufgeführt. Tests ergaben ähnliche oder schlechtere Ergebnisse als bei den quadratischen Modellen.

Als Kompromiss wird im Folgenden immer das lineare Modell zur Interpo-

lation benutzt, da es bei allen Datensätzen relativ erfolgreich ist. Im Gegensatz zu den anderen Modellen ist es recht unempfindlich gegenüber der Anzahl der Nachbarn. Vor allem erhält man aber auch bei unterschiedlichen Datendichten mit ca. 20-30 Nachbarn immer eine gute Interpolation. Dies ist bedeutend, da in manchen Regionen die zufällig verteilten Datenpunkten weniger dicht oder dichter liegen als im Durchschnitt.

In Abbildung 4.11 ist als Beispiel ein Ausschnitt aus Datensatz c) zusammen mit den Ergebnissen der Gitterinterpolation dargestellt. Insgesamt passen die berechneten Vektoren gut in die Menge der gemessenen Vektoren. An Stellen, wo nahe beieinander liegende Vektoren voneinander abweichen, bildet der Algorithmus einen Mittelwert. Dort, wo nur wenige Daten in der unmittelbaren Umgebung liegen, liefert die Methode eine vernünftige Extrapolation.

a)



b)

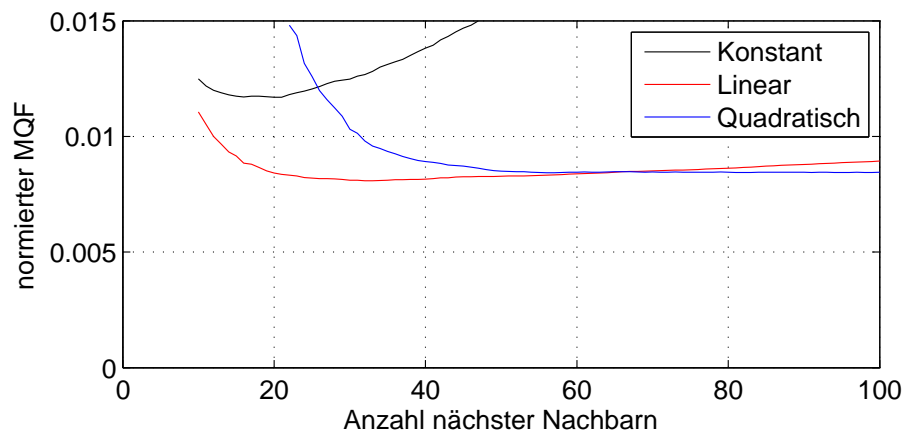


Abbildung 4.9: Vergleich verschiedener Interpolationen der PTV-Daten aus Abb. 4.7 mittels Leave-one-out Cross-Validation. Aufgetragen ist der mit der Varianz normierte, mittlere quadratische Fehler.

c)

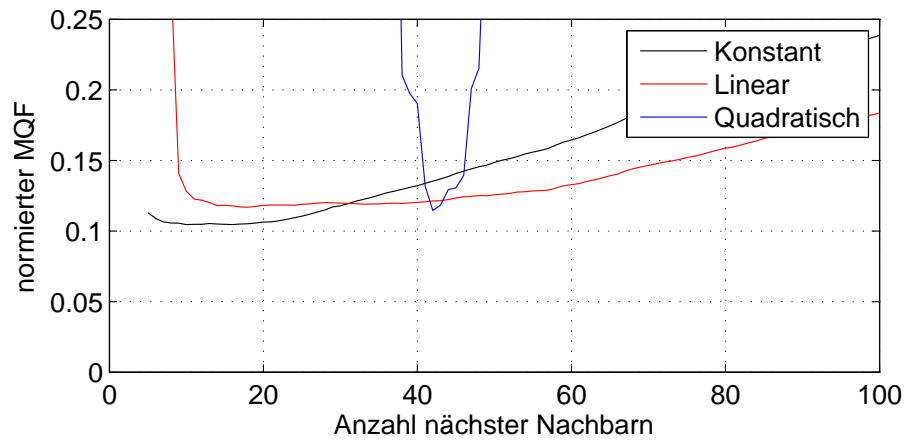


Abbildung 4.10: Fortsetzung von Abb. 4.9.

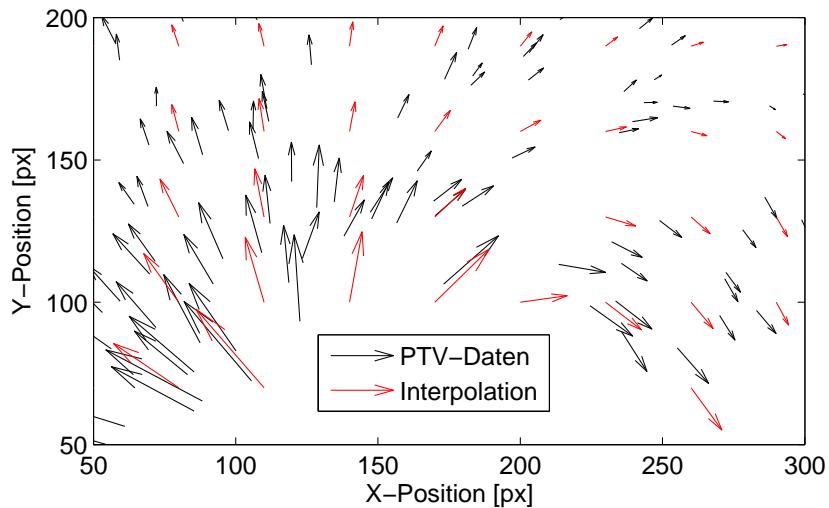


Abbildung 4.11: Ausschnitt der Gitterinterpolation von den Messdaten aus Abb. 4.7 c) mit dem linearen Modell.

Kapitel 5

Blasen kollaps auf einer ebenen Grenzfläche

Im Folgenden werden Blasen untersucht, die oberhalb einer ebenen Glasplatte erzeugt werden. Drei verschiedene Abstände werden diskutiert: $\gamma = 0.7$, $\gamma = 0.6$ und $\gamma = 0.5$. Im Gegensatz zum Fall $\gamma > 1$ findet hier der Kollaps auf der Grenzfläche statt. Da der Abstand γ mit dem Maximalradius normiert ist, wird für die verschiedenen Messungen der Abstand des Laserfokus von der Grenzfläche gleich gelassen und nur die Pulsenergie variiert, so dass sich unterschiedliche Maximalradien und Kollapszeiten ergeben. Es ist daher sinnvoll, eine skalierte Zeit einzuführen, wie sie auch in den numerischen Simulationen benutzt wird:

$$T = \frac{t}{R_{\max}} \left(\frac{p_0}{\rho_f} \right)^{1/2}. \quad (5.1)$$

5.1 Blasenwanddynamik

Abbildung 5.1 zeigt für drei verschiedene Abstandsparameter Schattenaufnahmen der Blasen im aufgeschwungenem Zustand, also mit $R_b = R_{\max}$. Die gestrichelte, weiße Linie markiert die Position der Grenzfläche. In allen drei Fällen liegt die Blase bereits auf der Glasplatte auf, die Kontaktfläche nimmt jedoch zu kleinerem γ hin zu. Bei $\gamma = 0.7$ (links) ist die Form der Blase bis auf die Abplattung an der Grenzfläche relativ sphärisch. Im Fall $\gamma = 0.6$ (Mitte) bildet die obere Hälfte der Blase eine Halbkugel, während die untere Hälfte bis zur Abplattung einem Zylinder gleicht. Ähnlich ist die Situation bei $\gamma = 0.5$ (rechts), wobei hier der untere Teil der Blase eher kegelförmig ist, also das unterste Ende der Blase breiter ist als der obere Teil. Bei allen Fällen ist die Abplattung an der Grenzfläche nicht eben sondern zu den Rändern der Blase hin leicht gekrümmt. Diese Kante wird für kleineres γ bzw. größeres R_{\max} schärfer, da ja das Wasser von einem größer werdenden Druck verdrängt wird

und immer weniger Platz zum ausweichen vorhanden ist. Die Maximalradien der Blasen, also die Radien einer Kugel mit dem selben Volumen wie die zylindersymmetrischen Blasen, sind von links nach rechts 0.93(1) mm, 1.07(1) mm und 1.3(1) mm¹. Die Kollapszeiten sind jeweils 220 μs , 250 μs und 300 μs . Die nach Gleichung (5.1) skalierten Zeiten sind hingegen nahezu gleich und betragen 2.37(3), 2.34(2) und 2.31(2). Die Prolongationen der Kollapszeiten gegenüber $2 \cdot T_c$ (Gl.2.2) errechnen sich zu 1.28, 1.26 und 1.25.

In den Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.4 werden Ausschnitte der Blasendynamik für die verschiedenen Abstände präsentiert. Die Bilderserien beginnen jeweils 50 μs vor dem Kollaps der Blase. Die Aufnahmen für $\gamma = 0.7$ in Abbildung 5.2 ähneln denen für $\gamma = 0.6$ in Abbildung 5.3. Die Blase hat zunächst die Form eines abgerundeten Kegels, wobei der Rand der Blase deutlich gegenüber der Kontaktfläche aufgestellt ist. Etwa 25 μs (Abb. 5.2) bzw. 30 μs (Abb. 5.3) vor dem Kollaps beginnt sich eine Einstülpung an der oberen Blasenwand zu bilden, die sich zu einem Jet entwickelt. In Abbildung 5.4 beginnt die Jetbildung 40 μs vor dem Kollaps. Die eben aufgeführten Zeitabstände entsprechen nach Gleichung (5.1) $\Delta T = 0.22$, 0.23 und 0.31 in dimensionslosen Einheiten. Die Jetbildung beginnt also bei $\gamma = 0.5$ deutlich früher.

Kurz vor dem Kollaps der Blase, wird die Oberfläche rauh, wobei diese Instabilität bei $\gamma = 0.5$ etwas weniger stark ausgeprägt ist.

Während des ringförmigen Kollaps zerfällt die Blase in Filamente die einzeln kollabieren [59, 50]. Dies ist bei den hier gezeigten Aufnahmen an der Stoßwellenemission im Kollaps ersichtlich, die aus vielen Einzelwellen von verschiedenen Quellen zu bestehen scheint (siehe jeweils vorletztes Bild Abb. 5.2, 5.3 und 5.4). Nach dem Kollaps erfolgt das Wiederaufschwingen in Form einer Blasenwolke. Ein merklicher Unterschied zwischen dem Fall $\gamma = 0.7$ und $\gamma = 0.6$ ist kurz vor dem Kollaps der Blase bemerkbar: In Abbildung 5.3 hat der vorher

¹Der Fehler bezieht sich hier nur auf die Ungenauigkeit der Längenbestimmung am Computer.

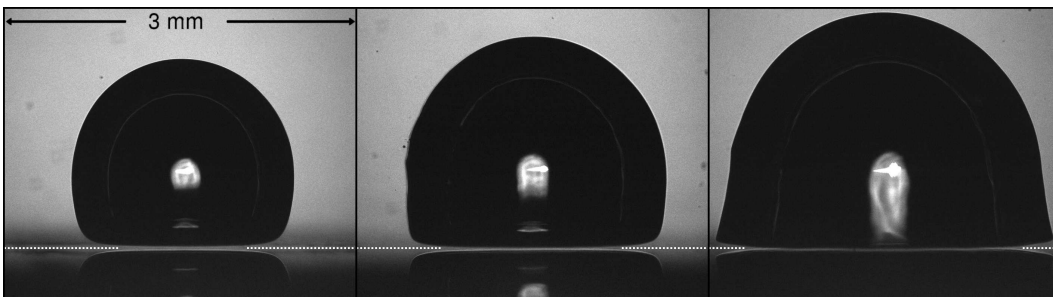


Abbildung 5.1: Schatten-Aufnahmen von Blasen im aufgeschwungenen Zustand. Linkes Bild: $\gamma = 0.7$, mittleres Bild: $\gamma = 0.6$, rechtes Bild: $\gamma = 0.5$.

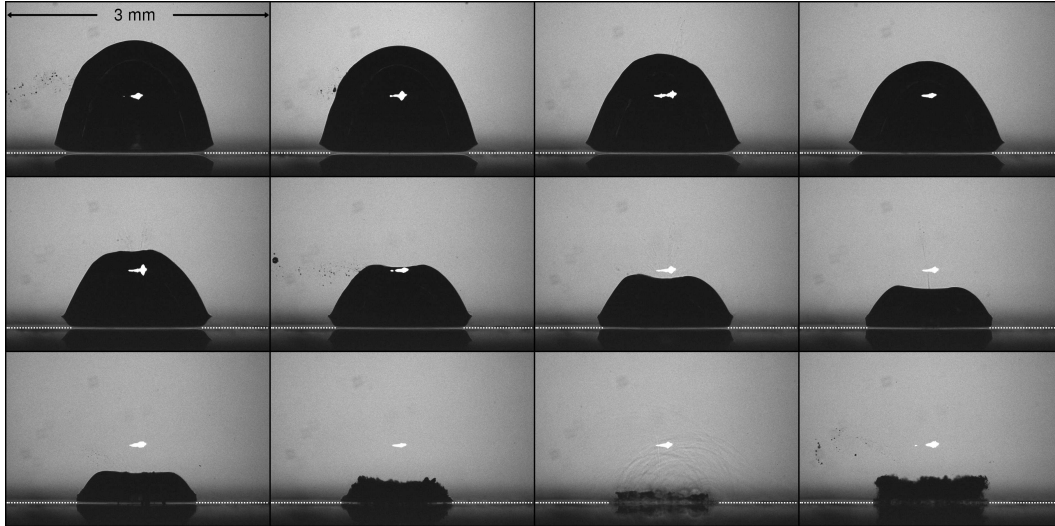


Abbildung 5.2: Schatten-Aufnahmen eines Blasenkollaps an einer Glaswand (weiße, gestrichelte Linie); $\gamma = 0.7$, $R_{\max} = 0.93$ mm. Erstes Bild: $t = 170 \mu\text{s}$; Bildabstand $5 \mu\text{s}$.

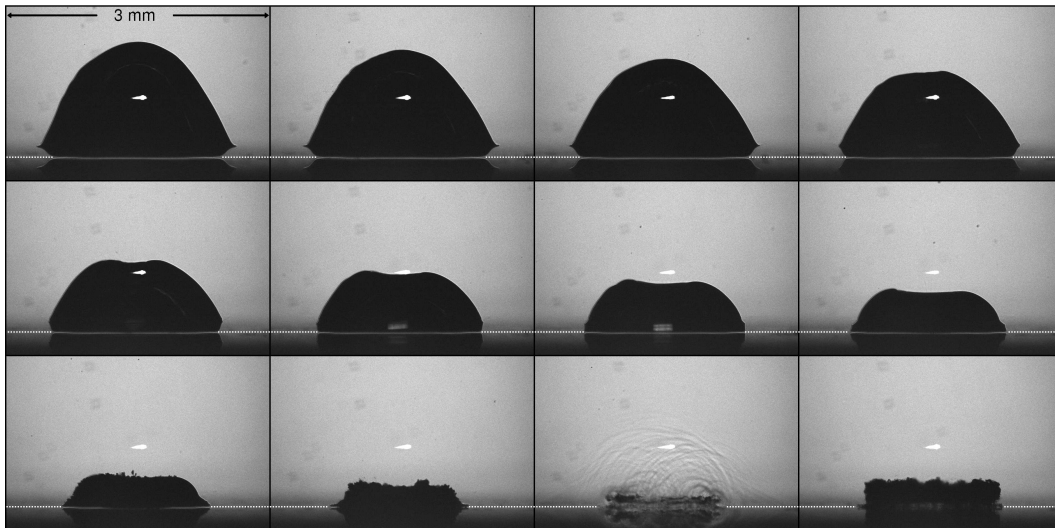


Abbildung 5.3: Schatten-Aufnahmen eines Blasenkollaps an einer Glaswand (weiße, gestrichelte Linie); $\gamma = 0.6$, $R_{\max} = 1.07$ mm. Erstes Bild: $t = 200 \mu\text{s}$; Bildabstand $5 \mu\text{s}$.

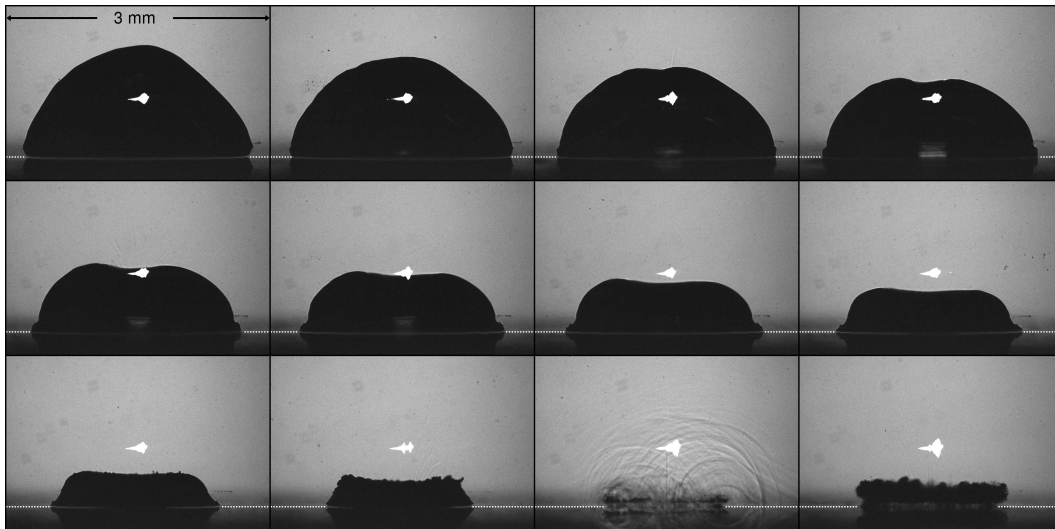


Abbildung 5.4: Schatten-Aufnahmen eines Blasen kollaps an einer Glaswand (weiße, gestrichelte Linie); $\gamma = 0.5$, $R_{\max} = 1.3$ mm. Erstes Bild: $t = 250 \mu\text{s}$; Bildabstand $5 \mu\text{s}$.

hochgezogene Rand der Blase $15 \mu\text{s}$ vor dem Kollaps begonnen, sich an die Glaswand anzuschmiegen. Ein Teil der Blase bleibt also während des Kollaps an der Wand zurück. Dasselbe Verhalten ist in Abbildung 5.2 erst $5 \mu\text{s}$ vor dem Kollaps zu erkennen. Da die Blase bei $\gamma = 0.5$ viel näher an der Wand anliegt, ist in Abbildung 5.4 das oben beschriebene Verhalten noch deutlicher ausgeprägt.

In der Arbeit von Lindau *et al.* [50] werden Aufnahmen von Blasen mit $\gamma < 0.8$ vorgestellt, die von unten durch das Glas aufgenommen wurden. In den Bildern sind dunkle Ringe erkennbar, die von den Autoren nicht abschließend gedeutet werden können. Die hier vorgestellten Aufnahmen legen nun nahe, dass diese durch das eben beschriebene Phänomen des Anschmiegens an die Wand zustande kommen. Von unten gesehen sind dann die Bereiche dunkel, an denen die Blasenwand etwa senkrecht zur Beobachtungsrichtung liegt.

5.2 Strömungsfeld

Mit dem vorgestellten PTV-System wird das Strömungsfeld um die Blasen für die verschiedenen Abstände untersucht. Die Ergebnisse werden dafür mit dem linearen Modell interpoliert, um eine einheitliche Darstellung zu erhalten. Hinter die farbcodierten Geschwindigkeitsvektoren ist die zum betrachteten Zeitpunkt korrespondierende Aufnahme der Blase gesetzt. Die Glaswand befindet sich am unteren Rand bei $y = 0$. Die Abbildungen 5.5, 5.6 und 5.7 zeigen

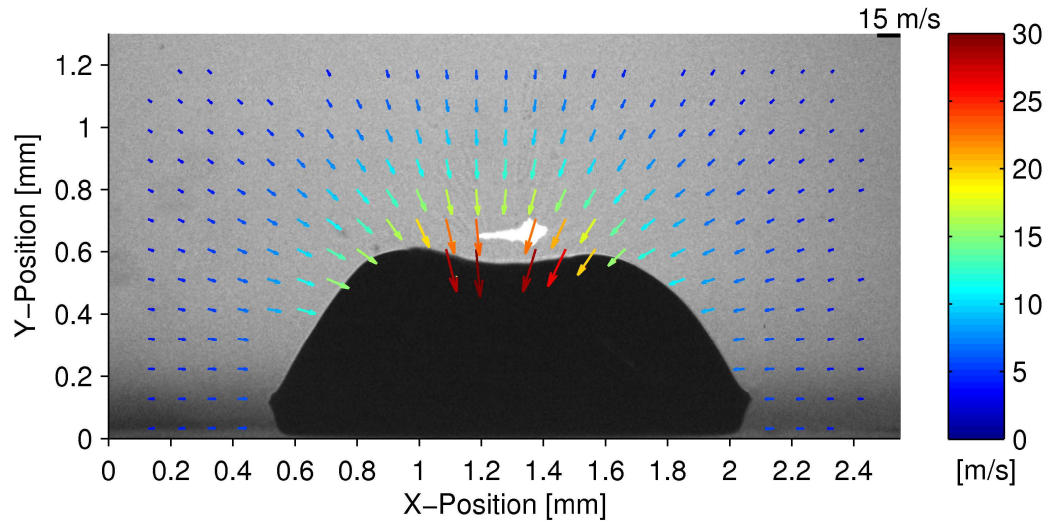


Abbildung 5.5: Interpolierte PTV-Messwerte. Zeitpunkt der Messung: $t = 200 \mu\text{s}$ bzw. $T = 2.15$, $\gamma = 0.7$, $t_{\text{kol}} = 220 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 0.93 \text{ mm}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

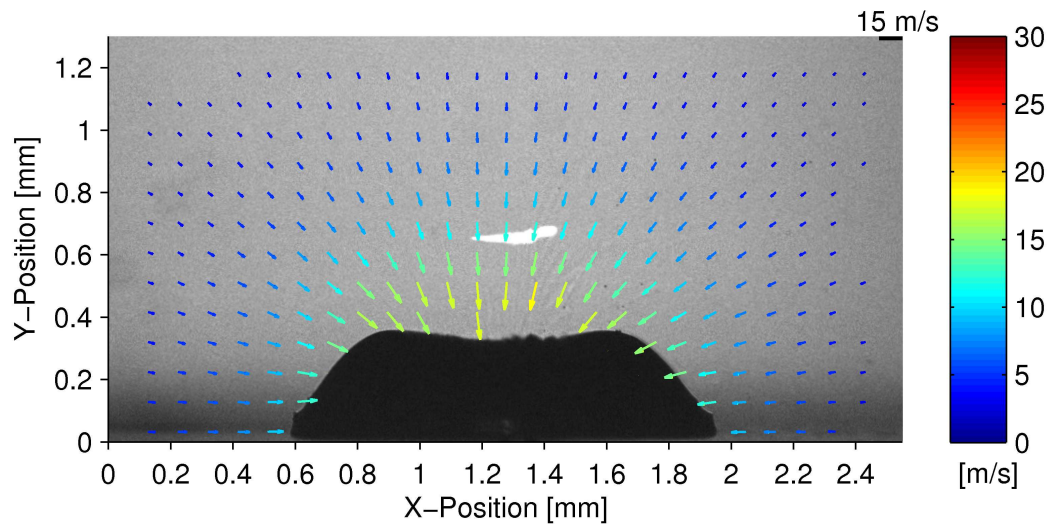


Abbildung 5.6: Interpolierte PTV-Messwerte. Zeitpunkt der Messung: $t = 210 \mu\text{s}$ bzw. $T = 2.26$, $\gamma = 0.7$, $t_{\text{kol}} = 220 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 0.93 \text{ mm}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

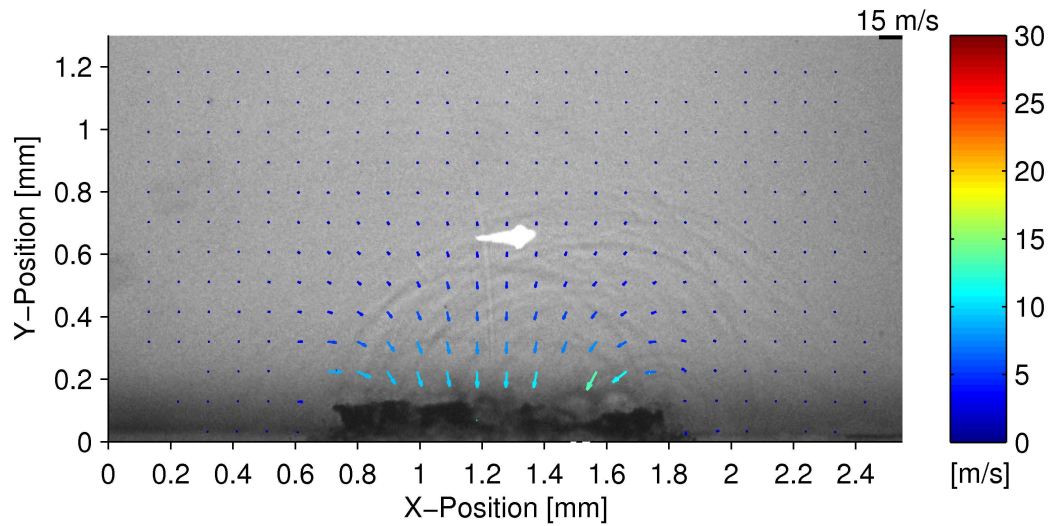


Abbildung 5.7: Interpolierte PTV-Messwerte. Zeitpunkt der Messung: $t = 220 \mu\text{s}$ bzw. $T = 2.37$, $\gamma = 0.7$, $t_{\text{kol}} = 220 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 0.93 \text{ mm}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

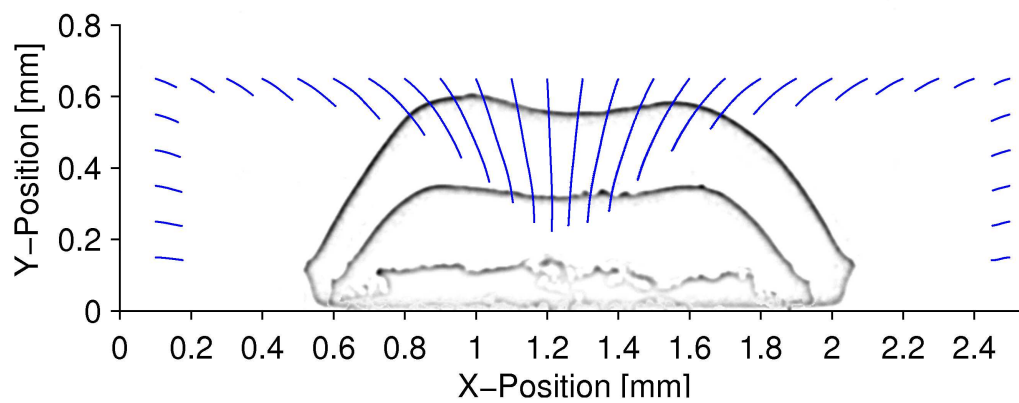


Abbildung 5.8: Bahnlinienportrait zur Visualisierung der Jetströmung; $\gamma = 0.7$, $t_{\text{kol}} = 220 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 0.93 \text{ mm}$;

die Strömung bei einem Abstand von $\gamma = 0.7$ vor und während des Kollaps der Blase. 20 μs vor dem Kollaps, also bei $T = 2.15$, ist die Geschwindigkeit oberhalb der Blase am größten. Vor der Einstülpung des Jets wird eine Geschwindigkeit von ca. 30 m/s interpoliert. Die Geschwindigkeit der Jet Spitze muss jedoch größer sein. Philipp [58] gibt bei diesem Abstand eine maximale Jetgeschwindigkeit von etwa 100 bis 140 m/s an. 10 μs später ($T = 2.26$) hat der Jet vermutlich bereits die Glasoberfläche erreicht und sich merklich verbreitert und verlangsamt. Seitlich strömt die Flüssigkeit jedoch mit zunehmender Geschwindigkeit auf die Blase. Lindau [49, 50] berichtet, dass sich im Regime $\gamma > 0.6$ nach dem Auftreffen des Jets auf der Grenzfläche ein Flüssigkeitsschwall, der sogenannte Splash, bildet. Die Flüssigkeit des Jets wird dabei von der Grenzfläche zur Seite gelenkt und strömt radial unter die Blase. Sie trifft dann auf die hier nachgewiesene Strömung der noch kollabierenden Blase und bildet einen Schwall. Dieser bewegt sich radial nach außen und rauht dabei die Oberfläche auf, was schon in Abbildung 5.6 ansatzweise zu erkennen ist. Die Schwallbildung tritt auch bei den numerischen Simulationen der Blasendynamik von Tong *et al.* [73] oder Pearson *et al.* [57] auf.

Während des Kollaps (Abb. 5.7) strömt immer noch Wasser durch die nun torusförmige Blase, allerdings ist die Geschwindigkeit nun auf etwa 10-12 m/s abgefallen. Der Betrag ändert sich über der Breite der Blase nicht stark. Im Gegensatz zum Fall der sphärischen Blase kehrt sich in diesem Fall das Geschwindigkeitsfeld nicht zu plötzlich um, da die Blase eher von innen nach außen kollabiert und sich ein Wirbel bildet. Daher sollte hier auch die Trägheit der Marker nicht zu den in Kapitel 3.5 geschilderten Problemen führen. Um die Jetbildung zu visualisieren, sind in Abbildung 5.8 Bahnlinien von Fluidpartikeln gezeigt. Zur Berechnung werden die PTV-Daten zu den Zeitpunkten 20, 10, 2 und 0 μs vor dem Kollaps genutzt. Die Position der Fluidteilchen wird durch Integration der lokalen Geschwindigkeit ermittelt. Die Messdaten werden dafür sowohl räumlich als auch zeitlich linear interpoliert. Im Hintergrund sind die Ränder der Blase zu den bereits vorgestellten Zeiten gezeigt. Diese wurden mit einer Bandpassfilterung (Difference of Gaussians [37]) aus den Aufnahmen extrahiert. Deutlich ist zu erkennen, wie die anfänglich ebene Flüssigkeitszeile durch die Jetströmung ein glockenförmiges Profil erhält.

Das Strömungsfeld bei $\gamma = 0.6$, dargestellt in den Abbildungen 5.9 bis 5.11, unterscheidet sich leicht von dem im eben diskutierten Fall. Die hohen Geschwindigkeiten von bis zu 30 m/s vor der Einstülpung sind hier sowohl 20 als auch 10 μs vor dem Kollaps ($T = 2.15$ und $T = 2.25$) zu finden. Weiterhin ist die Strömung am unteren, seitlichen Rand der Blase leicht aufwärts gerichtet. Sie streicht also leicht an der Blasenwand entlang. Dies passt zu der beobachteten Abplattung der Blasenkannte. Leider ist die Auflösung der Methode zu gering, um zuverlässige Daten in unmittelbarer Nähe der Blase zu liefern. Das Geschwindigkeitsfeld in Abb. 5.9 und 5.10 zeigt eine leichte

Asymmetrie: Auf der rechten Seite wird eine etwas geringere Geschwindigkeit gemessen als auf der linken Seite. Die Blase ist zur rechten auch etwas kleiner als zur linken und kollabiert vermutlich dort etwas früher. Dies kommt wahrscheinlich durch die Methode der Blaserzeugung zustande. Das durch den Laser erzeugte Plasma ist nicht sphärisch, sondern hat, besonders zu höheren Pulsenergien, eine leichte Kegelform und führt somit auch zu einer leichten Asymmetrie der Blasendynamik auf der optischen Achse.

Während des Kollaps (Abb. 5.11) ist die Zirkulation der Flüssigkeit um die toroidale Blase zu beobachten. In der Mitte der Strömung durch die Blase ist die Geschwindigkeit etwas kleiner als zu den inneren Rändern der Blase hin. Genau in der Mitte auf der Glasoberfläche befindet sich der Staupunkt, an dem die Geschwindigkeit null sein muss, während die umgebende Flüssigkeit radial abgelenkt wird. Die Bahnlinien in Abbildung 5.12 zeigen ein etwas breiteres Profil als bei $\gamma = 0.6$.

Im Falle $\gamma = 0.5$ (Abbildungen 5.13 bis 5.15) rückt der Zeitpunkt, zu dem die maximale Einströmgeschwindigkeit erreicht wird, näher an den Kollaps. Hier werden erst $10 \mu\text{s}$ vor dem Kollaps bzw. bei $T = 2.23$ Geschwindigkeiten bis zu 30 m/s gemessen. Die Strömung während des Kollaps in Abbildung 5.15 ähnelt in Richtung und Betrag der in Abbildung 5.11. Am äußeren Rand der Blase strömt die Flüssigkeit jedoch nicht so stark nach oben wie bei $\gamma = 0.6$. Die Blase kollabiert allerdings auch stärker in radialer Richtung; das Verhältnis von maximalem Radius auf der Grenzfläche bei $T = 2.16$ zum äußeren Torusradius im Kollaps ist größer als bei den anderen Fällen. Die Jetströmung ist hier auch deutlich breiter als in den anderen Fällen. Das Profil der Bahnlinien in Abbildung 5.16 hat auch keine runde Spitze mehr sondern ist flach. Dies liegt daran, dass der Jet hier schon früher auf der Glaswand aufgetroffen ist, so dass die Flüssigkeit in der Jetspitze abgebremst wird, während die seitlichen Anteile noch aufholen können.

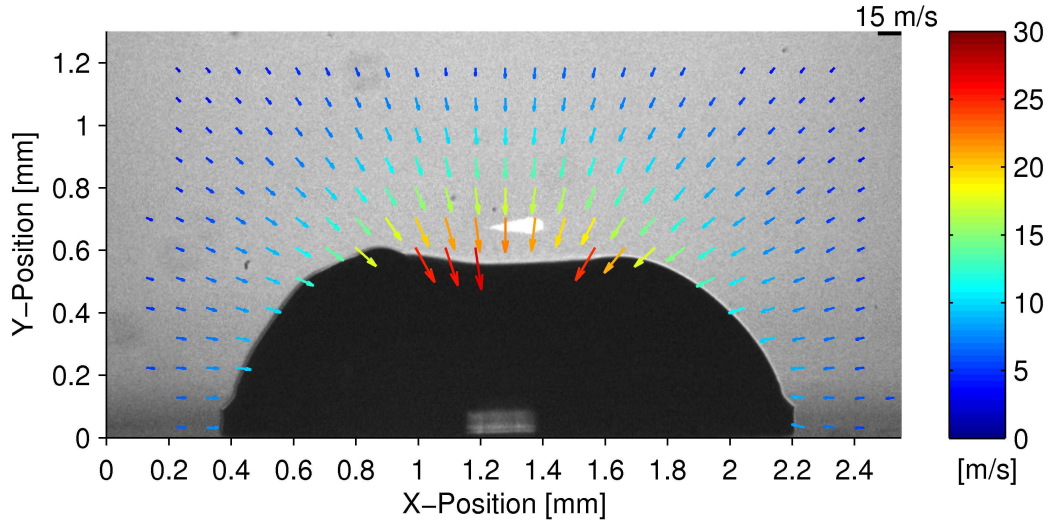


Abbildung 5.9: Interpolierte PTV-Messwerte. Zeitpunkt der Messung: $t = 230 \mu\text{s}$ bzw. $T = 2.15$, $\gamma = 0.6$, $t_{\text{kol}} = 250 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 1.07 \text{ mm}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

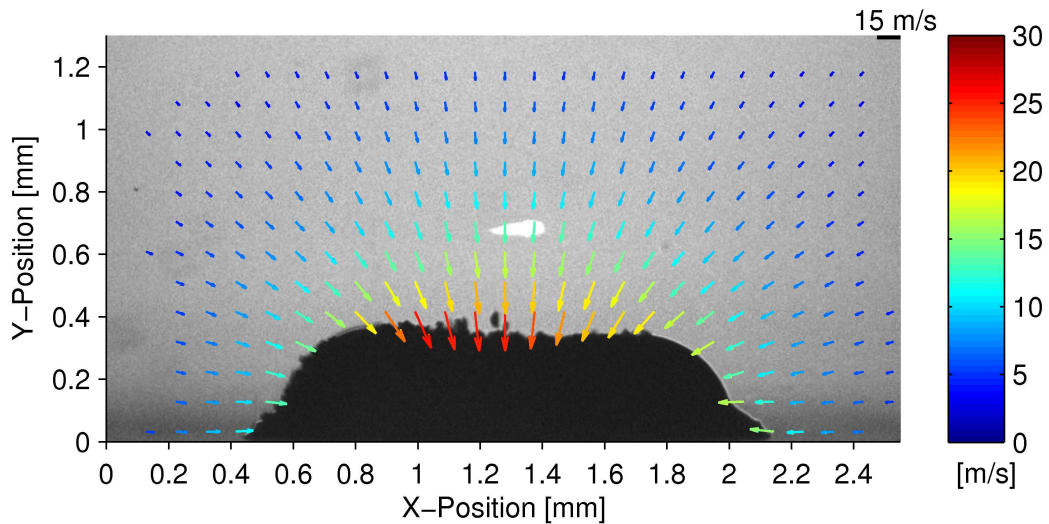


Abbildung 5.10: Interpolierte PTV-Messwerte. Zeitpunkt der Messung: $t = 240 \mu\text{s}$ bzw. $T = 2.25$, $\gamma = 0.6$, $t_{\text{kol}} = 250 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 1.07 \text{ mm}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

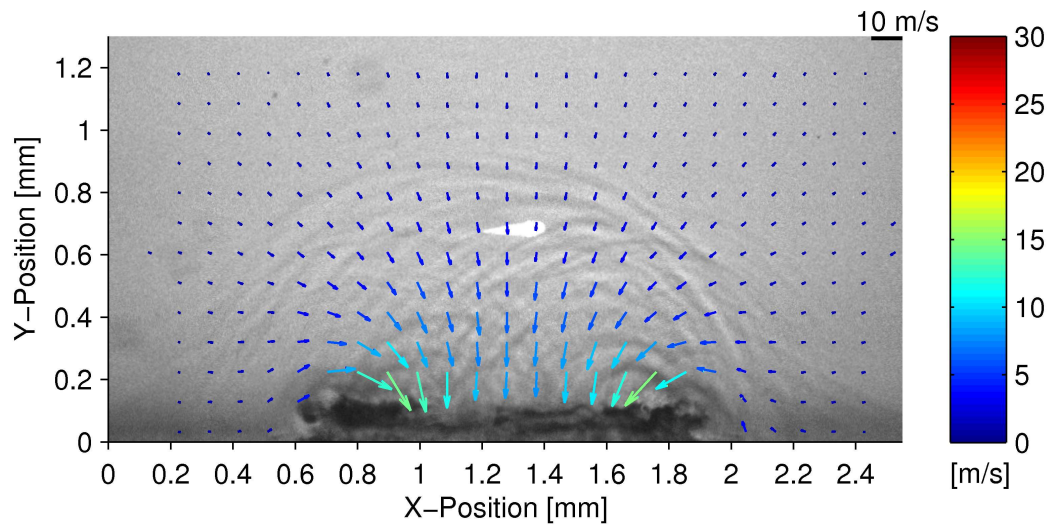


Abbildung 5.11: Interpolierte PTV-Messwerte. Zeitpunkt der Messung: $t = 250 \mu\text{s}$ bzw. $T = 2.34$, $\gamma = 0.6$, $t_{\text{kol}} = 250 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 1.07 \text{ mm}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

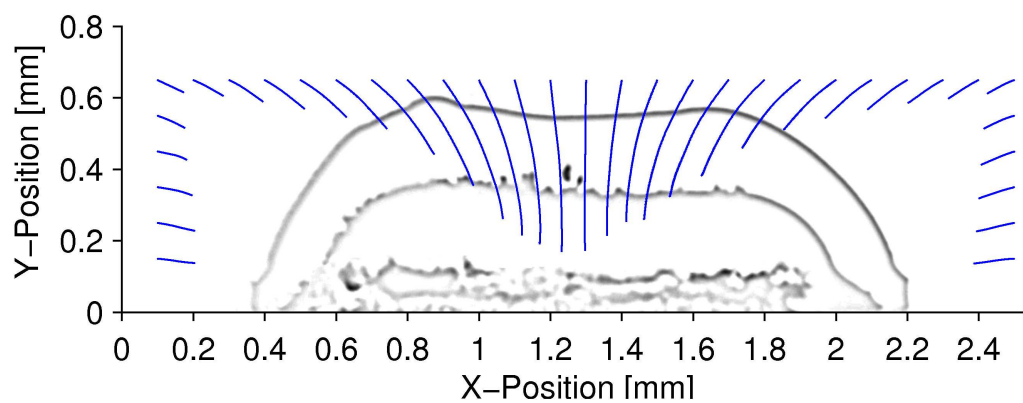


Abbildung 5.12: Bahnlinienportrait zur Visualisierung der Jet-Strömung; $\gamma = 0.6$, $t_{\text{kol}} = 250 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 1.07 \text{ mm}$.

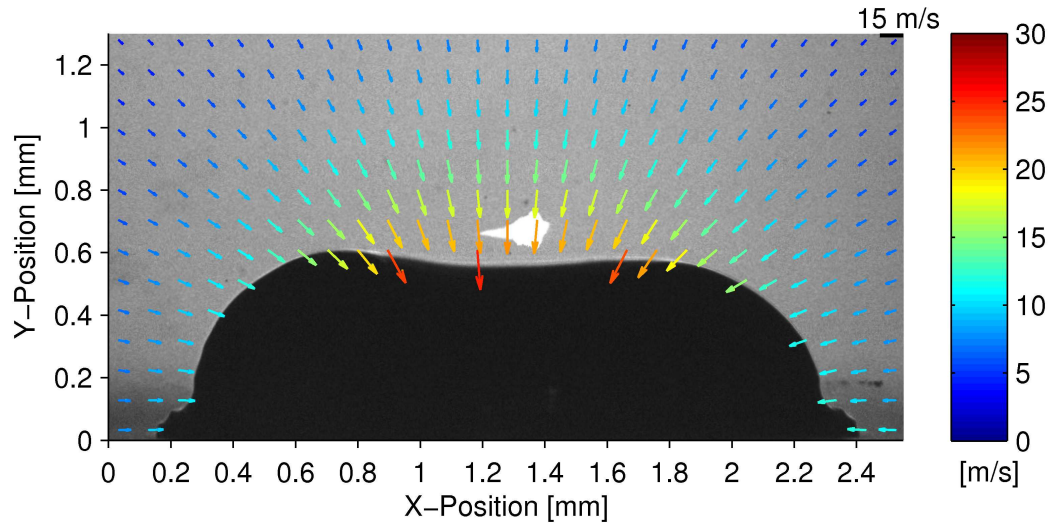


Abbildung 5.13: Interpolierte PTV-Messwerte. Zeitpunkt der Messung: $t = 280 \mu\text{s}$ bzw. $T = 2.16$, $\gamma = 0.6$, $t_{\text{kol}} = 300 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 1.3 \text{ mm}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

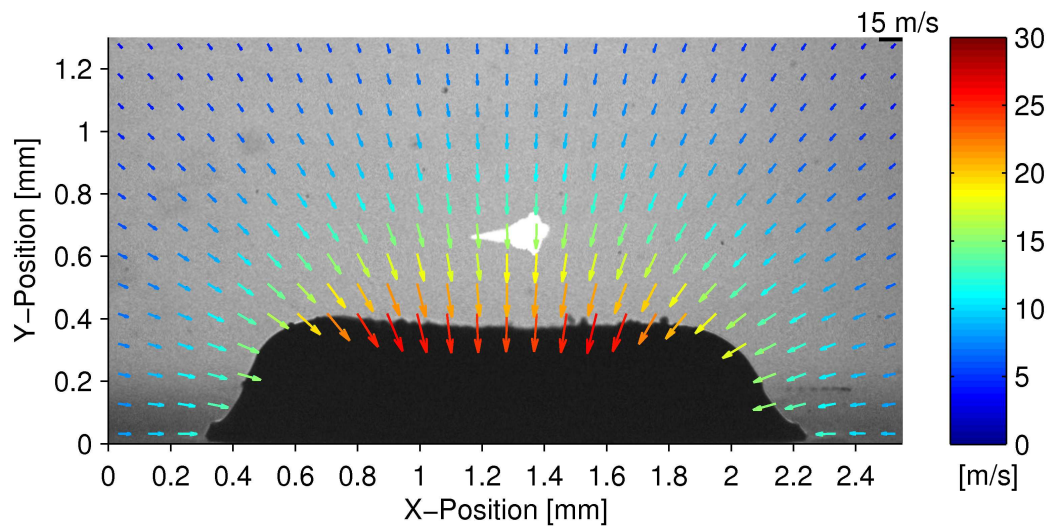


Abbildung 5.14: Interpolierte PTV-Messwerte. Zeitpunkt der Messung: $t = 290 \mu\text{s}$ bzw. $T = 2.23$, $\gamma = 0.5$, $t_{\text{kol}} = 300 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 1.3 \text{ mm}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

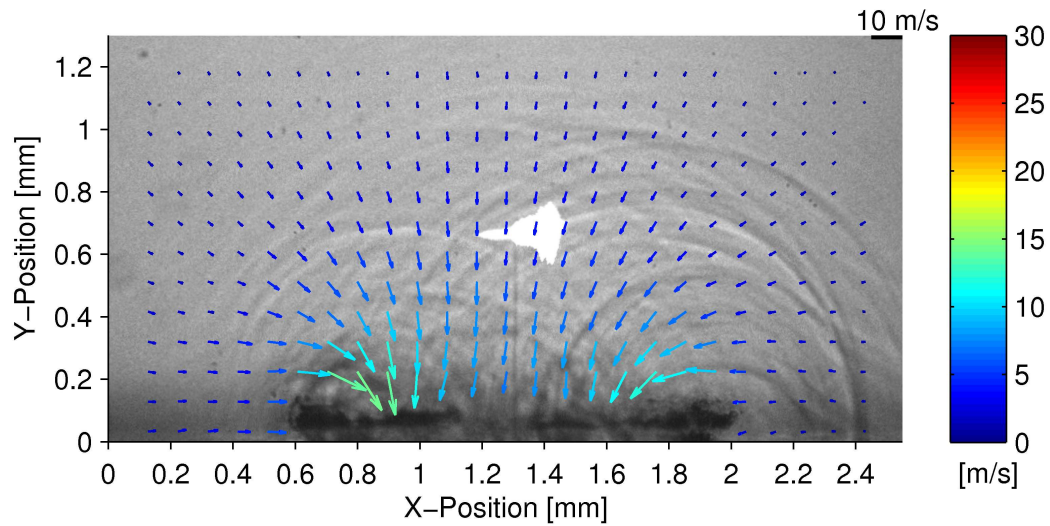


Abbildung 5.15: Interpolierte PTV-Messwerte. Zeitpunkt der Messung: $t = 300 \mu\text{s}$ bzw. $T = 2.31$, $\gamma = 0.5$, $t_{\text{kol}} = 300 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 1.3 \text{ mm}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

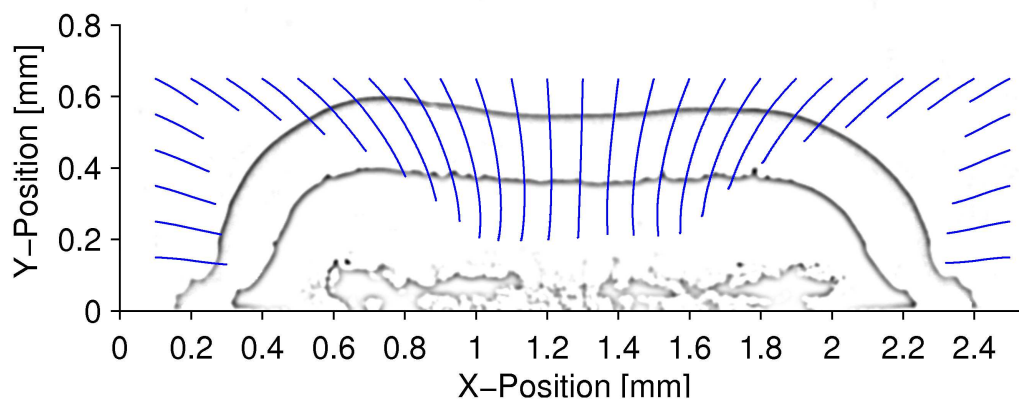


Abbildung 5.16: Bahnlinienportrait zur Visualisierung der Jetströmung; $\gamma = 0.5$, $t_{\text{kol}} = 300 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 1.3 \text{ mm}$.

5.3 Wirbelstärke

Aufgrund der Erhaltung des Kelvin-Impulses muss die Zirkulation (Gleichung 3.4) bei der Änderung der Blasentopologie zur Torusform einen Wert ungleich Null annehmen. Dies bedeutet, dass irgendwo innerhalb eines geschlossenen Pfades durch den Blasentorus eine endliche Wirbelstärke herrschen muss.

Um diesen Wirbelring nachzuweisen werden die Strömungsfelder der Blasen 2 μ s vor dem Kollaps (Abb. 5.17) und während des Kollaps (Abb. 5.18) untersucht. Zu diesen Zeitpunkten hat der Jet bereits die gegenüberliegende Blasenwand erreicht. Aus den interpolierten Geschwindigkeiten wird mit Gleichung (3.5) die Wirbelstärke berechnet. Die benötigten Ableitungen werden direkt aus der Steigung des verwendeten lokalen Modells bezogen. Gegenüber Methoden, welche finite Differenzen benutzen, hat dies zwei Vorteile: Die Werte sind unabhängig vom Gitterabstand und es werden auch am Rand des Gitters Werte erhalten, wo ja gerade die interessantesten Ergebnisse vorliegen. Da die Ergebnisse aus Interpolationen von mehreren Messungen generiert wurden, ist das Rauschniveau relativ hoch. Trotzdem können qualitative Aussagen gemacht werden.

Abbildung 5.17 zeigt die Wirbelstärken für die drei betrachteten Abstände $\gamma = 0.7$ bis $\gamma = 0.5$ (a - c) kurz vor dem Kollaps der Blase. Es zeigen sich bei allen Fällen am seitlichen oberen Rand der Blase Werte über dem Rauschniveau. Wie erwartet sind die Wirbel links und rechts gegenläufig. Die erhaltenen Maximalwerte liegen bei plus oder minus $1 \cdot 10^5$ 1/s.

Bei $\gamma = 0.5$ ist zwischen den Hauptwirbeln, also in der Strömung durch die torusförmige Blase, eine schwache, jeweils zu den starken Wirbeln gegenläufige Wirbelstärke zu erkennen. Diese wird durch den Geschwindigkeitsabfall zur Mitte des Jets hin verursacht. Gleichung 3.5 zeigt, dass schon bei einer einfachen Scherströmung mit $\frac{\partial v}{\partial x} \leq 0$ und $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$ die Wirbelstärke ungleich null wird. Dies ist auch während des Kollaps (Abb. 5.18) bei $\gamma = 0.6$ und $\gamma = 0.5$ zu sehen. Man beachte hier die andere Farbskala. Zu diesem Zeitpunkt werden bei diesen Abständen höhere Wirbelstärken erreicht. Die maximalen Beträge für $\gamma = 0.6$ und $\gamma = 0.5$ liegen etwa bei $1.2 \cdot 10^5$ 1/s. Bei $\gamma = 0.7$ ist jedoch die maximale Wirbelstärke auf etwa $0.8 \cdot 10^5$ 1/s abgefallen. Ob sich hier der Wirbelring näher an die Wand und damit außerhalb des Messbereichs bewegt hat, oder ob die Energie hier schneller dissipiert wurde, kann nicht eindeutig bestimmt werden.

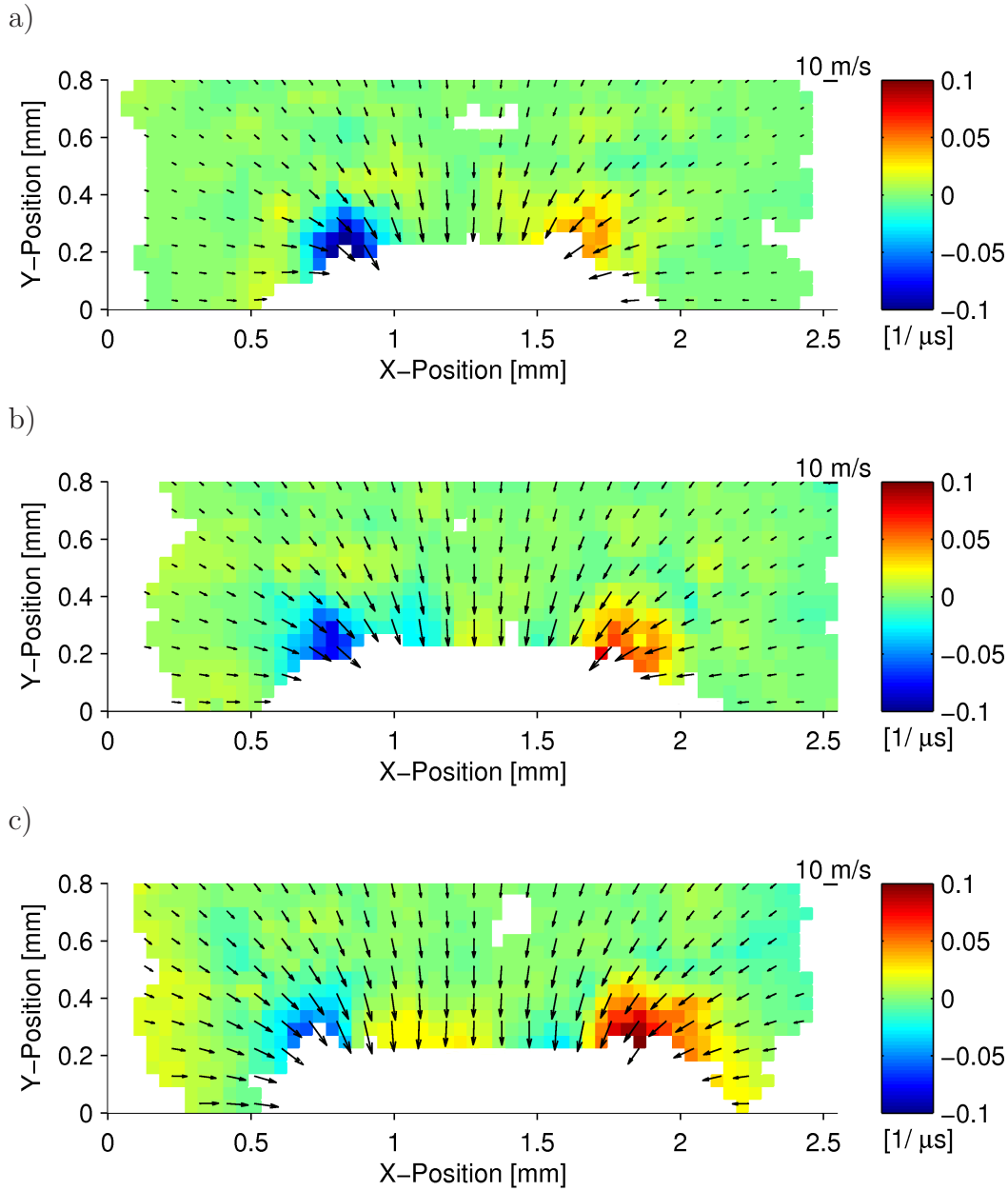


Abbildung 5.17: Wirbelstärke 2μ s vor dem Kollaps für: a) $\gamma = 0.7$;
b) $\gamma = 0.6$; c) $\gamma = 0.5$.

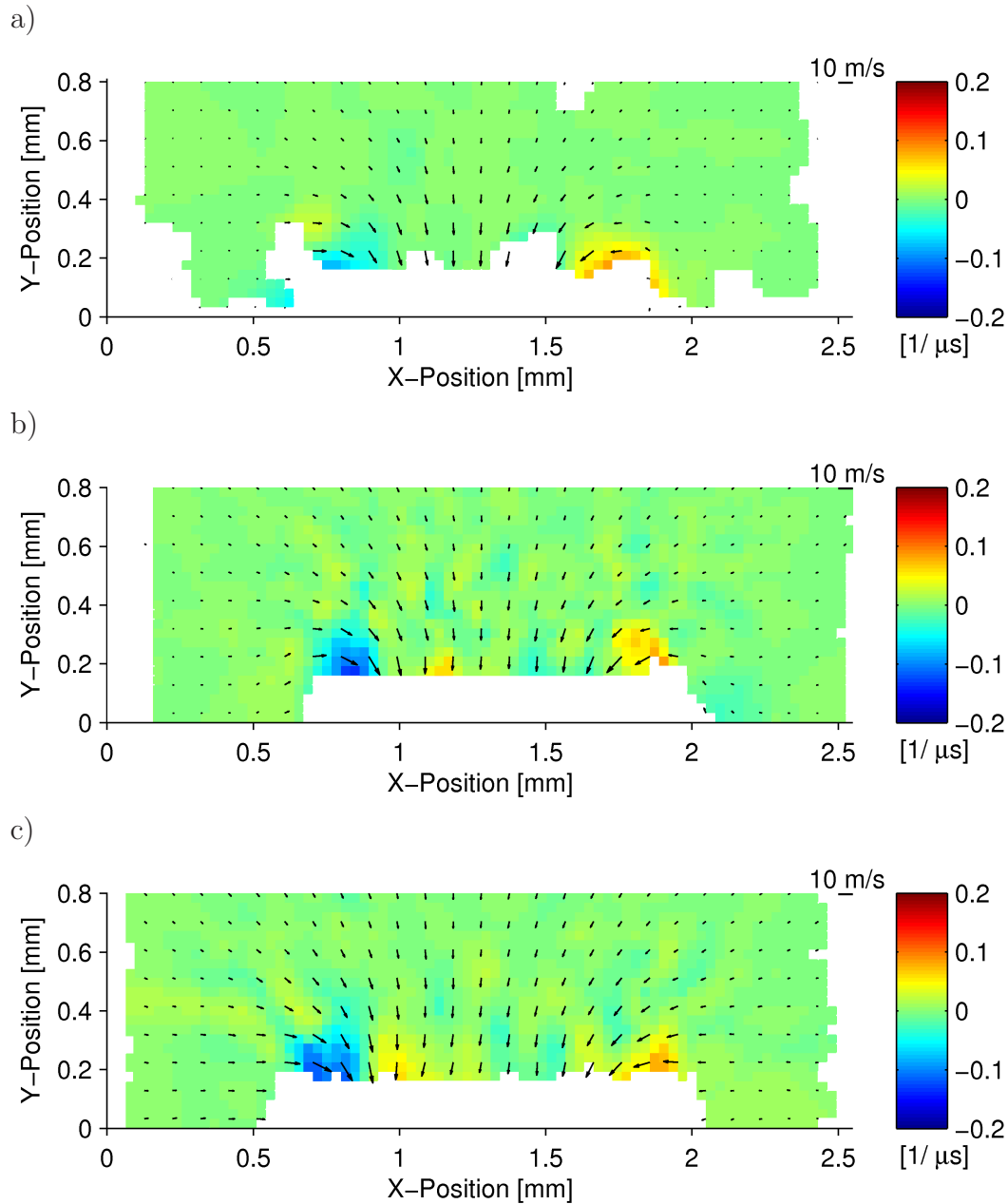


Abbildung 5.18: Wirbelstärke während des Kollaps für: a) $\gamma = 0.7$; b) $\gamma = 0.6$; c) $\gamma = 0.5$.

Kapitel 6

Blasen kollaps vor einer Ecke

In diesem Kapitel wird der Kollaps einer Blase in der Nähe einer Ecke untersucht. Die begrenzenden Wände bestehen wieder aus Glas. Die Blase wird 1.66 mm von der linken und 0.93 mm von der unteren Wand erzeugt und erreicht einen Maximalradius von 0.78 mm. Der Zeitpunkt des Kollaps ist $t_{\text{kol}} = 200 \mu\text{s}$ ($T = 2.57$). Die errechnete Prolongation der Kollapszeit von 1.39 ist wesentlich größer als bei den Blasen vor einer ebenen Grenzfläche.

6.1 Blasenwanddynamik

Das erste Bild der Schatten-Aufnahmen in Abbildung 6.1 zeigt die Blase 90 μs nach der Entstehung. Die Glaswand befindet sich am linken und unteren Bildrand¹. In der ersten Zeile ist die Blase im aufgeschwungenem Zustand und noch relativ sphärisch. Sie beginnt dann jedoch, sich nierenförmig zu verformen. Der Blasenschwerpunkt wandert auf die Grenzflächen zu, wobei die Bewegung zur näheren Grenzfläche (unten) ausgeprägter ist. Am oberen rechten Rand bildet sich eine Einstülpung, die auf eine Jetbildung schließen lässt (5. Bild, 2. Reihe). Die Momente kurz vor dem Kollaps sind in Abbildung 6.2 mit höherer zeitlicher Auflösung gezeigt. Im ersten Bild, also 5 μs vor Erreichen des minimalen Volumens, zeigt sich am linken Rand der Blase eine Ausfransung, die im Folgenden anwächst. Vermutlich hat der Jet hier die linke untere Blasenwand erreicht. Bei einem ungleichmäßigen Kontakt können sich dann kleine Gaseinschlüsse bilden, die hier als Filamente sichtbar sind. Die Blase kollabiert nun von links oben nach rechts unten. Die Form der Blase gleicht nun der eines verzerrten Torus, der auf der einen Seite dicker ist, als auf der anderen. Die Torusebene ist dabei um ca. 30° gegenüber der Bodenplatte geneigt. Im letzten Bild kann man die Konturen einer Stoßwelle erkennen, die ihren Ursprung im rechten, als letztes kollabierenden Teil des Torus hat. Nach dem Kollaps

¹Der Schatten auf der linken Seite entstand durch eine leicht verkippte Beleuchtung.

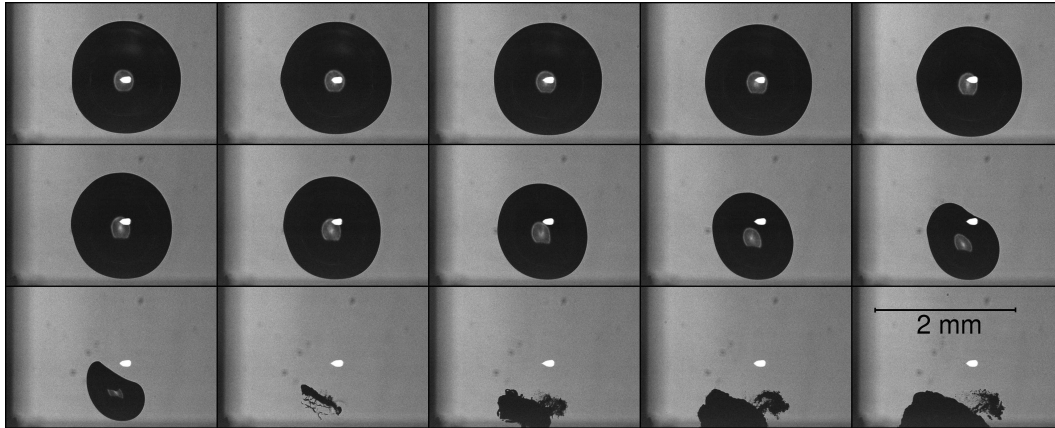


Abbildung 6.1: Schatten-Aufnahmen des Blasen kollaps vor einer Ecke (linke und unter Bildkante); Blasen erzeugung in 1.66 mm Entfernung von der linken und 0.92 mm von der unteren Wand; $R_{\max} = 0.78$ mm. Erstes Bild: $t = 90 \mu\text{s}$; Bildabstand $10 \mu\text{s}$.

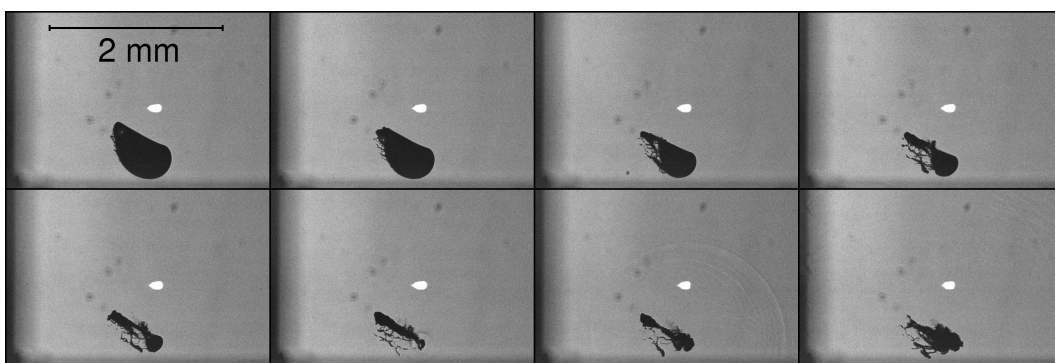


Abbildung 6.2: siehe Abb. 6.1. Erstes Bild: $t = 195 \mu\text{s}$; Bildabstand $1 \mu\text{s}$.

schießt die erneut expandierende Blase als Wolke schräg auf die Wand zu. Dabei ist deutlich die Entstehung eines Counterjets zu erkennen

(3. bis 5. Bild, 3. Zeile in Abb. 6.1 und letztes Bild in Abb. 6.2), der jedoch nicht in der Torusmitte entsteht, wie es bei den zylindersymmetrischen Blasen der Fall ist, sondern fast an dem Rand der Blase, welcher als letztes kollabiert. Der Counterjet steht auch nicht senkrecht zur Torusebene, sondern ist leicht dagegen verkippt. Dieses Verhalten kann nur bedingt durch die vorhandenen Theorien zur Counterjetentstehung erklärt werden. Angenommen, die beiden Seiten des Torus senden nacheinander im Kollaps eine Stoßwelle aus. Durch die Zeitverzögerung ergibt sich dann als Schnittpunkt dieser Wellen eine Gerade die gegen die Torusebene verkippt ist. Dies spricht durchaus für die Erzeugung des Counterjets durch lokales Aufreißen der Flüssigkeit. Dagegen spricht allerdings, dass auf keinem der gemachten Bilder auf der linken Seite eine Stoßwelle sichtbar ist. Zweitens ist schon vor dem Kollaps der rechten Seite eine kleine Blasenwolke oberhalb des Torusrandes zu erkennen ist (Bilder 4-6 in Abb. 6.2). Eine andere mögliche Erklärung ist, dass sich beim Zerfall der linken Blasen-seite ein Teil der Blase abschnürt und dann durch eine von der rechten Seite kommenden Stoßwelle getroffen wird. Durch die Stoßwellen-Blasen Wechselwirkung und den Druck der komprimierten Gase expandiert die Blasenwolke schließlich.

6.2 Strömungsfeld

Wie im letzten Kapitel werden PTV-Messungen zu ausgewählten Zeitpunkten durchgeführt und die Ergebnisse interpoliert. Abbildung 6.3 zeigt das Strömungsfeld $15 \mu\text{s}$ vor dem Kollaps der Blase. Deutlich ist die Formierung eines Jets rechts über der Blase zu erkennen. Die Maximalgeschwindigkeit liegt bei etwa 12 m/s . Auffällig ist, dass die Richtung des Jets nicht in den bauchigen Teil der Blase sondern eher nach links unten zeigt. Beim Ausbreiten des Jettrichters geht dadurch die Ausbuchtung am obersten Teil der Blase verloren. Weiterhin wird klar, dass der Jet bei dieser Ausbreitungsrichtung die linke Blasenseite früher erreichen muss als die untere. Dies ist $3 \mu\text{s}$ vor dem Kollaps schon geschehen (Abb. 6.4). Hier ist die linke untere Hälfte der Blase schon zerfallen und die Einströmgeschwindigkeit ist dort relativ niedrig. Vor dem rechten Teil des Trichters ist die Geschwindigkeit dagegen noch sehr hoch und liegt in der Mitte bei circa 29 m/s . Die Geschwindigkeitsvektoren zeigen auf einen Punkt an der unteren Blasenwand, wo der Jet die Blase gerade noch nicht durchstoßen hat. $2 \mu\text{s}$ später (Abb. 6.5) verringert sich hier die Strömungsgeschwindigkeit etwas, da der Jet die Blase nun fast vollständig durchdrungen hat und durch den Wasser-auf-Wasser Aufprall abgebremst wird. Die Richtung der Strömung ist auch nicht mehr auf einen Punkt fokussiert, da die Jetströmung

sich jetzt aufspaltet und um den Torus zu zirkulieren beginnt. Dies erkennt man besonders gut am linken Rand. Noch deutlicher ist dies nach dem Kollaps (Abb. 6.6). Zu diesem Zeitpunkt hat sich auf beiden Seiten, also um den gesamten Torus, ein Wirbelring entwickelt. In diesem Fall ist die Strömung unter der Blase nun stärker als oberhalb. Dem Überdruck in der Blase steht daher auf der linken unteren Seite der kleinste Gegendruck entgegen und die Blase beginnt sich zur Wand hin auszudehnen, wie es in den letzten Bildern der Abbildung 6.1 zu sehen ist.

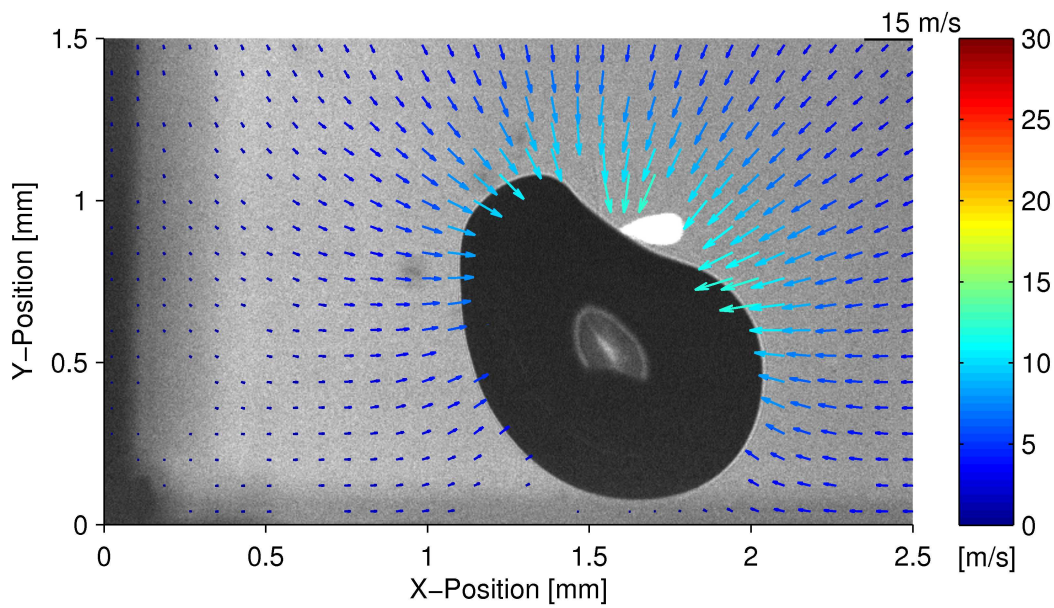


Abbildung 6.3: Interpolierte PTV-Messwerte. Blasenerzeugung in 1.66 mm Entfernung von der linken und 0.92 mm von der unteren Wand; Zeitpunkt der Messung: $t = 185 \mu\text{s}$, $t_{\text{kol}} = 200 \mu\text{s}$; $R_{\text{max}} = 0.78 \text{ mm}$; $\Delta t = 5 \mu\text{s}$.

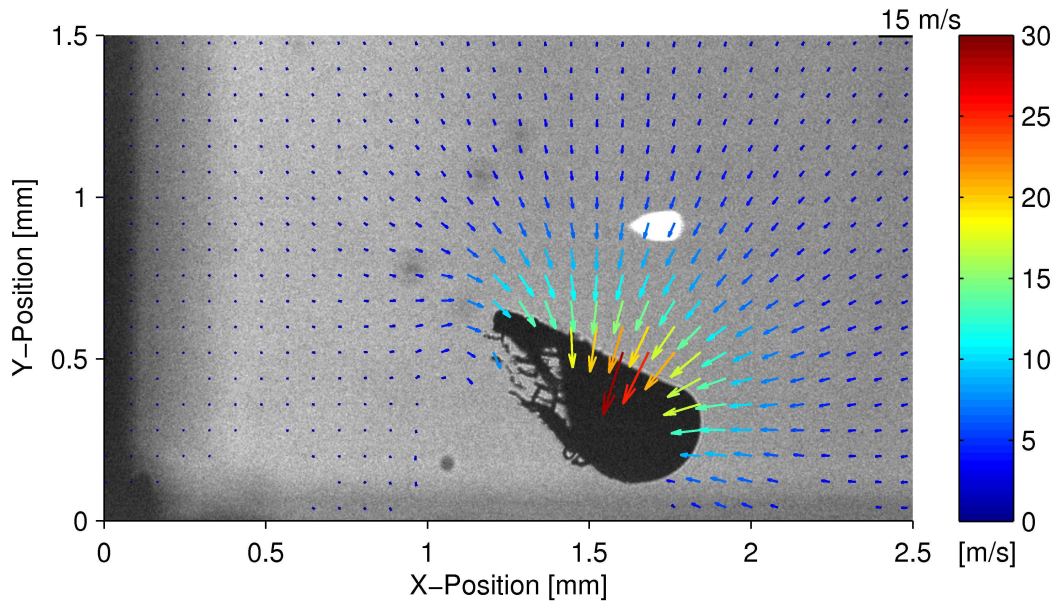


Abbildung 6.4: siehe Abb. 6.3. Zeitpunkt der Messung: $t = 197 \mu\text{s}$;
 $\Delta t = 3 \mu\text{s}$.

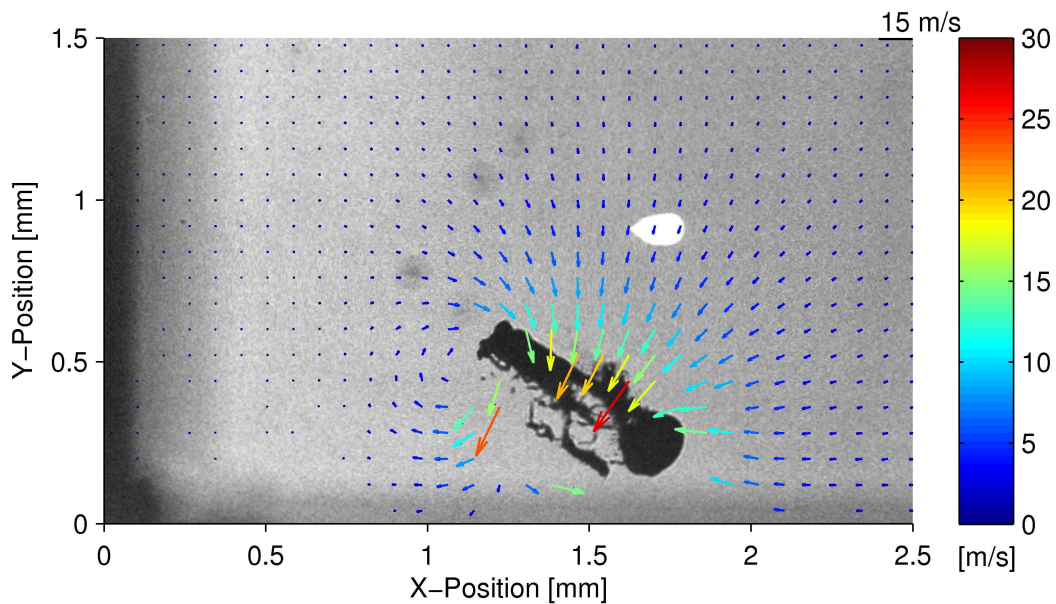


Abbildung 6.5: siehe Abb. 6.3. Zeitpunkt der Messung: $t = 199 \mu\text{s}$;
 $\Delta t = 3 \mu\text{s}$.

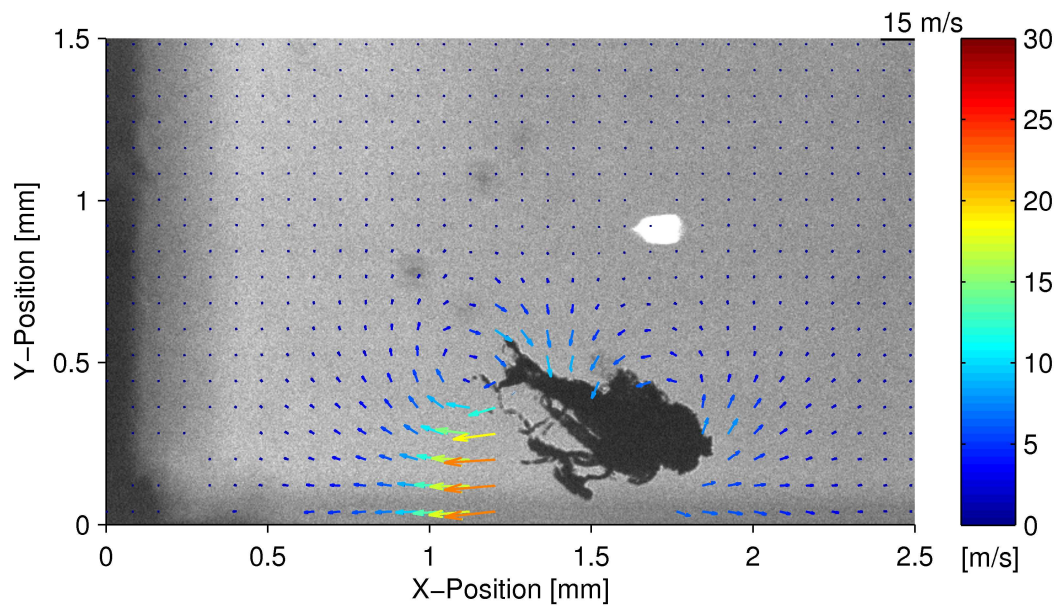


Abbildung 6.6: siehe Abb. 6.3. Zeitpunkt der Messung: $t = 202 \mu\text{s}$;
 $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

6.3 Wirbelstärke

Die Asymmetrie beim Kollaps des Blasenortus zeigt sich auch bei der Wirbelbildung. In den Abbildungen 6.7, 6.8 und 6.9 ist die Wirbelstärke für verschiedene Zeitpunkte dargestellt. Die Ergebnisse für den Zeitpunkt $t = t_{\text{kol}} - 15 \mu\text{s}$ werden hier nicht gezeigt, da der Betrag der Wirbelstärke hier unter $24 \cdot 10^3 \text{ 1/s}$, also im Rauschniveau bleibt. $3 \mu\text{s}$ vor dem Kollaps (Abb. 6.7) zeigt sich an der linken Blasenseite eine rechtsdrehende Verwirbelung, während die Wirbelstärke auf der rechten Seite kaum über dem Rauschniveau liegt. Links, wo die Flüssigkeit bereits um den Blasenrand zu zirkulieren beginnt, beträgt sie minimal etwa $-1 \cdot 10^5 \text{ 1/s}$. $2 \mu\text{s}$ später (Abb. 6.8) kann dort schon eine Stärke von ca. $-1.5 \cdot 10^5 \text{ 1/s}$ nachgewiesen werden, obwohl natürlich der Bereich nahe der Blasenwand für die Messung unzugänglich bleibt. Auch rechts, wo sich die Blase nun einschnürt, beginnt sich ein Wirbel auszubilden. Nach dem Kollaps (Abb. 6.9) wird dieser jedoch von dem Counterjet verdeckt, so dass nicht gezeigt werden kann, ob die Wirbelstärke in die gleiche Größenordnung gelangt wie auf der linken Seite. Dort zirkuliert die Flüssigkeit mit etwa unveränderter Wirbelstärke.

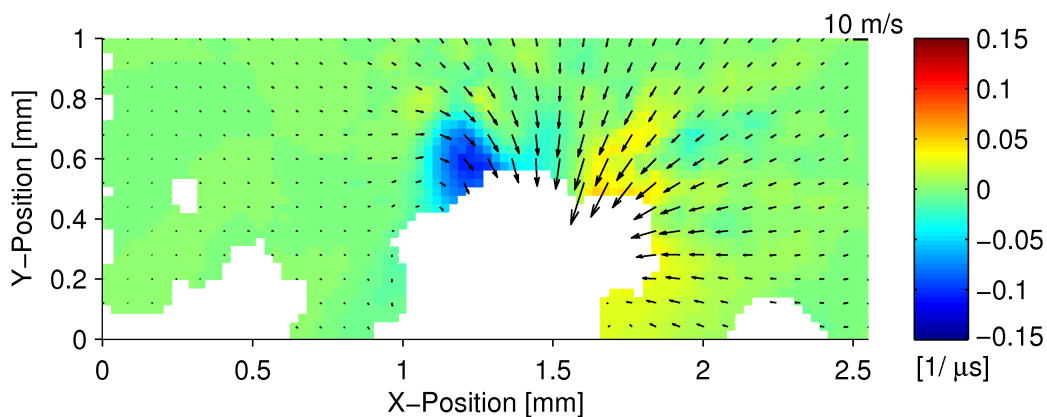


Abbildung 6.7: Wirbelstärke zur Zeit $t = t_{\text{kol}} - 3 \mu\text{s}$.

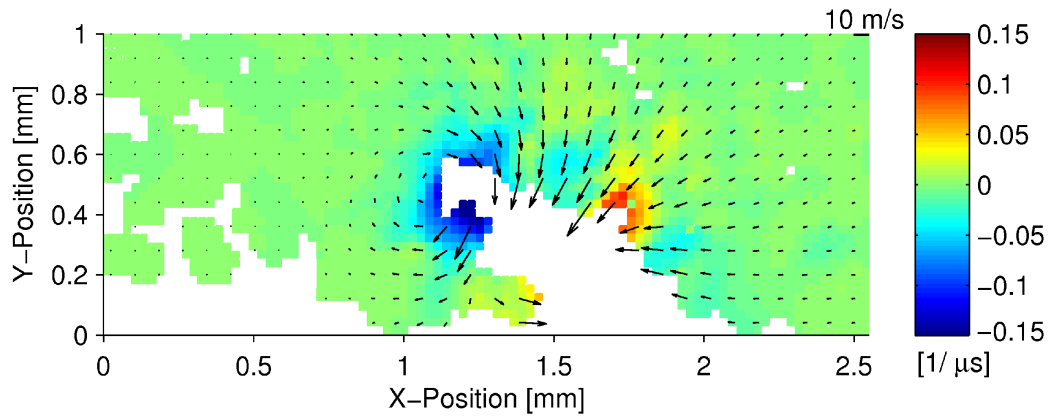


Abbildung 6.8: Wirbelstärke zur Zeit $t = t_{\text{kol}} - 1 \mu\text{s}$.

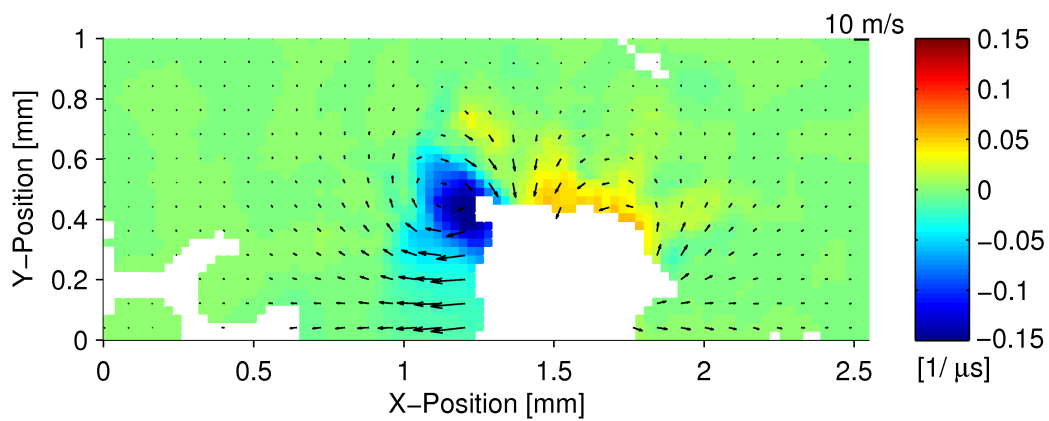


Abbildung 6.9: Wirbelstärke zur Zeit $t = t_{\text{kol}} + 2 \mu\text{s}$.

Kapitel 7

Blasen kollaps vor dem Rand einer Platte

7.1 Aufbau

Im Folgenden wird der Kollaps einer Blase an verschiedenen Positionen vor dem Rand einer Glasplatte untersucht. Um die dreidimensionale Dynamik zu erfassen, wird eine zweite Kamera in den Aufbau integriert. Für die Messungen wurde daher eine Küvette konzipiert, die Beobachtungen aus zwei Richtungen zulässt. In Abbildung 7.1 ist der erweiterte Aufbau dargestellt. Die Vorgehensweise der Messung bleibt wie in Kapitel 4.5 beschrieben¹. Allerdings können jetzt durch Drehung des Lichtschnittes zwei senkrecht zu einander stehende Ebenen mittels PTV untersucht werden. Die Lichtschnittebenen verlaufen dabei immer durch den Ort der Blasenenerzeugung und sind parallel zur jeweiligen Bildebene ausgerichtet. Zur Beobachtung der Blasenwanddynamik aus jeweils einer Perspektive wird ein Spiegel in die Küvette gesenkt, welcher das Licht der Blitzlampe umlenkt, so dass eine diffuse Beleuchtung von hinten ermöglicht wird (hier nicht gezeigt). Für die Aufnahmen aus der anderen Perspektive wird der Spiegel in die andere Küvettenecke gebracht.

Für die folgenden Untersuchungen wird eine 1 mm dicke Glasplatte in der Küvette befestigt. Diese ist so orientiert, dass eine Kamera eine Seitenansicht und die andere eine frontale Sicht auf die Platte hat (siehe Abb. 7.2). Die Blase

¹Ursprünglich war der Aufbau für stereoskopische Messungen, also dreidimensionales Particle-Tracking gedacht. Testmessungen zeigen jedoch, dass bei der geringen Tiefenschärfe der Abbildung das Messvolumen recht klein bleibt. Da bei einem 2-Kameraaufbau die Markerdichte relativ gering sein muss, ist die Ausbeute an Datenpunkten daher bei weitem zu gering. Ein kleinerer Winkel zwischen den Kameras würde Abhilfe verschaffen, verringert jedoch auch die Auflösung der dritten Geschwindigkeitskomponente. Außerdem sind die Beobachtungsdistanzen so klein und die Objektive so groß, dass die Kameras sich nicht nebeneinander positionieren lassen.

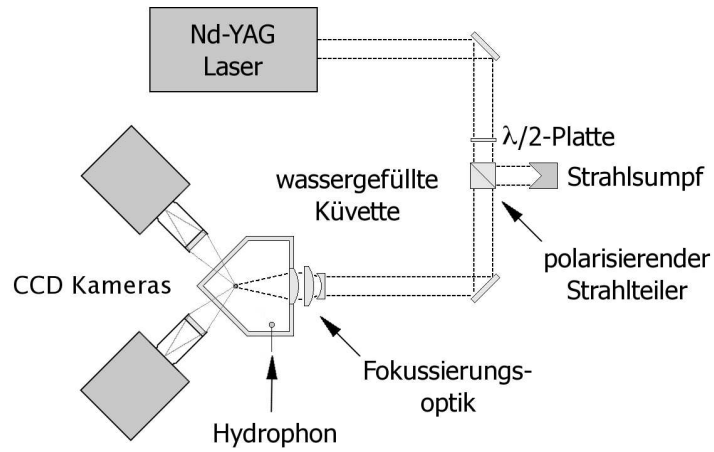


Abbildung 7.1: Erweiterter Aufbau zur Beobachtung aus zwei Richtungen.

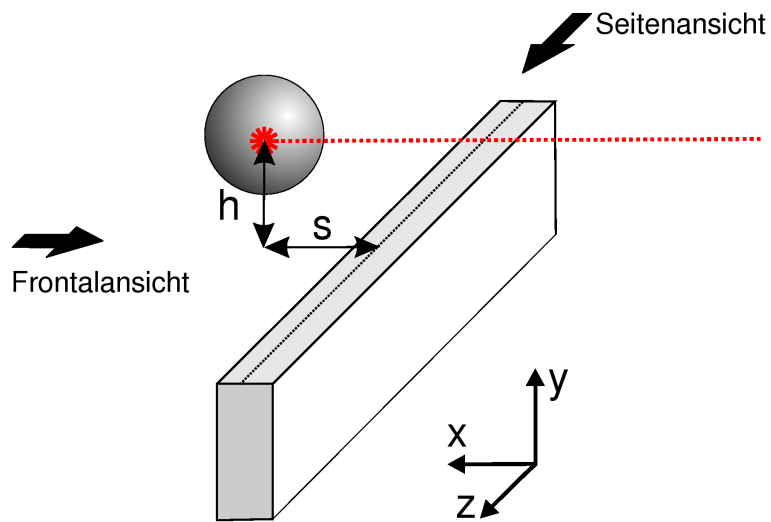


Abbildung 7.2: Orientierung der in die Küvette eingebrachten Glasplatte.

wird im Abstand h über und s seitlich der Platte erzeugt. Im Folgenden wird h konstant bei $0.75(1) \text{ mm}$ gelassen. Es werden zwei verschiedene Fälle von s diskutiert, wobei die Zeit zum ersten Kollaps t_{kol} immer $200 \mu\text{m}$ beträgt. Der Maximalradius kann nur für $s = 1.29 \text{ mm}$ bestimmt werden und beträgt $1.03(1) \text{ mm}$.

7.2 Abstand $s = 1.3 \text{ mm}$

In der Abbildung 7.3 wird der Kollaps einer Blase für $s = 1.3 \text{ mm}$ in der Seitenansicht gezeigt. Die Ränder der Platte sind mit einer gestrichelten, weißen Linie nachgezogen. Die im aufgeschwungenen Zustand noch fast sphärische Blase (erstes Bild) wird während des Kollaps zur näherliegenden Kante hin elongiert (zweite Zeile). Die der Kante abgewandte Seite bleibt dabei etwas voluminöser als die der Kante zugewandte Seite. Der Schwerpunkt bewegt sich währenddessen auf der Geraden zwischen dem Ort der Blasenerzeugung und der rechten Kante zur Grenzfläche hin. Hätte die Platte eine unendliche Dicke nach links, würde diese Gerade eine Symmetrieachse darstellen, und die Dynamik wäre spiegelsymmetrisch. Die Asymmetrie durch die endliche Dicke der Platte tritt allerdings erst nach dem Kollaps deutlich hervor. Aus der Form der Blase beim Rebound wird ersichtlich, dass der Jet nicht genau auf die rechte Kante, sondern etwas nach unten gerichtet ist. In der Frontalansicht (Abb. 7.4) erkennt man vor dem Kollaps nur eine leichte Abweichung von der Kugelsymmetrie. Die Blase ist im vierten Bild leicht prolat elongiert. Beim Rebound bleibt die Blase dann relativ symmetrisch um eine in Y -Richtung liegende Achse. In beiden Abbildungen ist ein Counterjet in Form einer kleinen Blasenwolke oberhalb der Blase erkennbar.

In den Abbildungen 7.5 bis 7.8 ist das Strömungsfeld zu verschiedenen Zeiten dargestellt. Wie im letzten Kapitel, werden die interpolierten PTV-Messergebnisse zusammen mit den Photos der Blase gezeigt. Betrachtet werden die senkrecht zueinander stehenden Ebenen bei $X = 2.3 \text{ mm}$ (Frontalansicht) und $Z = 1.5 \text{ mm}$ (Seitenansicht). In der Seitenansicht erhöhen sich die Geschwindigkeiten in der direkten Umgebung der Blase von ca. 15 m/s (Abb. 7.5) und 20 m/s (Abb. 7.6) bis auf etwa 30 m/s zur Zeit $t = t_{\text{kol}} - 2 \mu\text{s}$ (Abb. 7.7). Wieder treten die Maximalgeschwindigkeiten auf der der Grenzfläche abgewandten Seite auf, wo sich schließlich ein Jet entwickelt. Dort zeigen die Geschwindigkeitsvektoren in Abbildung 7.7 (oben) auf einen Punkt an der Blasenwand und nicht auf den Schwerpunkt der Blase. Durch das Geschwindigkeitsgefälle von rechts oben nach links unten verschiebt sich zudem der Schwerpunkt der Blase zur Kante hin. Die Strömung verliert mit der Zeit zunehmend ihre Spiegelsymmetrie. Dies wird durch die Strömung verursacht die

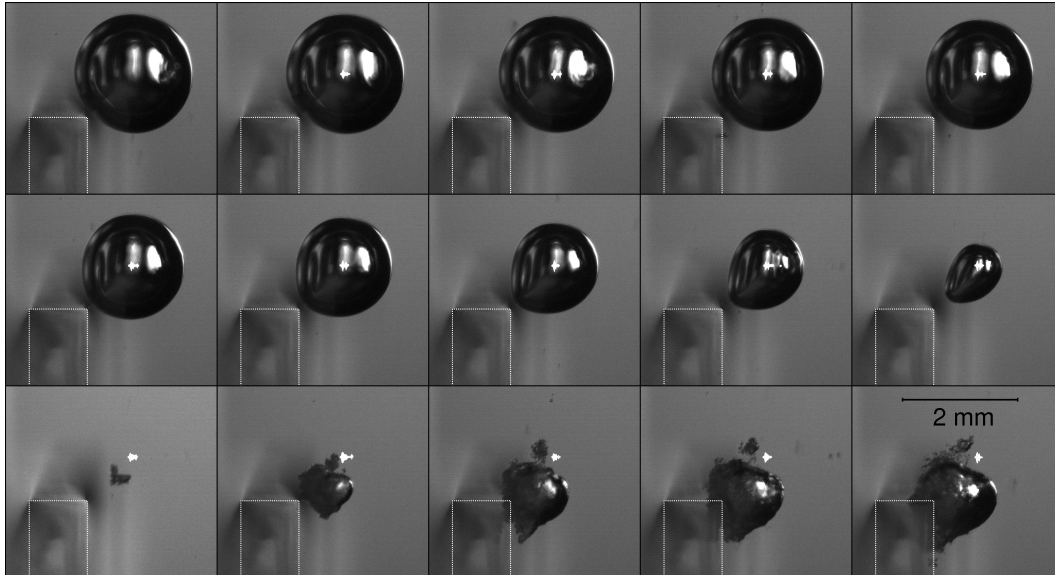


Abbildung 7.3: Blasen kollaps in der Seitenansicht. $s = 1.3$ mm; $h = 0.75$ mm; $R_{\max} = 1$ mm; erstes Bild bei $t = 100$ μ s; Bildabstand 10 μ s.

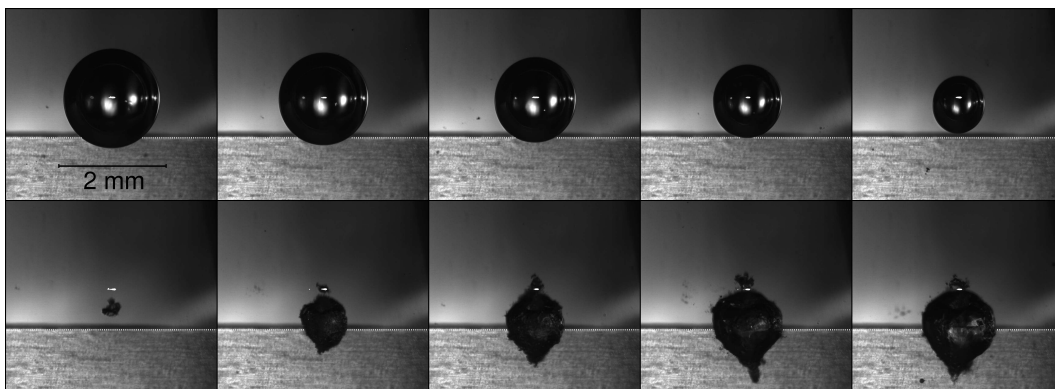


Abbildung 7.4: Blasen kollaps in der Frontalansicht. $s = 1.3$ mm; $h = 0.75$ mm; $R_{\max} = 1$ mm; erstes Bild bei $t = 150$ μ s; Bildabstand 10 μ s.

links neben der Platte nach oben strömt (Abb. 7.5 und Abb. 7.6 oben). Durch das zusätzliche, von links kommende Wasser wird die Blase aus der Symmetrieachse der Kante gedrückt. Außerdem wird die Blase auf der linken Seite etwas weniger rund als auf der unteren Seite.

Frontal gesehen bleibt das Strömungsfeld um die Blase zunächst recht symmetrisch. Nur um den oberen Teil der Blase ist die Geschwindigkeit leicht erhöht (Abb. 7.5 und 7.6 unten). Hier bildet sich dann der Jet aus, welcher natürlich aus dieser Perspektive nicht erkennbar ist. $2 \mu\text{s}$ vor dem Kollaps (Abb. 7.7 unten) sind die Reflektionen von der Blasenwand leider sehr stark, so dass große Bereiche ausmaskiert werden müssen und die Anzahl der Datenpunkte relativ gering ausfällt. Auf der rechten Seite ist jedoch eine starke Strömung in Richtung Jettrichter zu erkennen. Weiterhin ist, genau wie in der Seitenansicht, die Geschwindigkeit über der Blase größer als unterhalb.

Abbildung 7.8 zeigt die Blase und das Strömungsfeld $10 \mu\text{s}$ nach dem Kollaps. Die Blase hat jetzt die Form eines Zapfens, der fast senkrecht nach unten zeigt. Das momentane Strömungsfeld in der Seitenansicht zeigt jedoch eher eine Symmetrie bezüglich einer Achse die diagonal durch die Blase verläuft. In der Tat wächst die Blase in den nächsten $30 \mu\text{s}$ im unteren Bereich eher nach links zur Wand hin, anstatt gleichmäßig zu wachsen. Sie scheint daher zur Wand hin zu kippen (3. Zeile, 3-5. Bild in Abb. 7.3). Eine mögliche Erklärung ist, dass die schnelle Jetspitze, welche auf einen Punkt etwas unterhalb der Kante zielt (1. Bild, 3. Zeile in Abb. 7.3), von der Glaswand nach unten abgelenkt wird. Die Trägheit der weiter entfernten Flüssigkeit sorgt dann jedoch dafür, dass die Blase in der ursprünglichen Jetrichtung expandiert und sich dann am linken Rand an die Kante anschmiegt. In der Frontale sind die Geschwindigkeiten deutlich geringer, da die Blase jetzt schon relativ weit aus der Lichtschnittebene bei $X = 2.3 \text{ mm}$ herausgewandert ist. Trotzdem ist zu erkennen, dass die Strömung unter der Blase stärker ist als oberhalb. Allerdings zeigt sich in der Richtung der Vektoren eine leichte Tendenz nach oben.

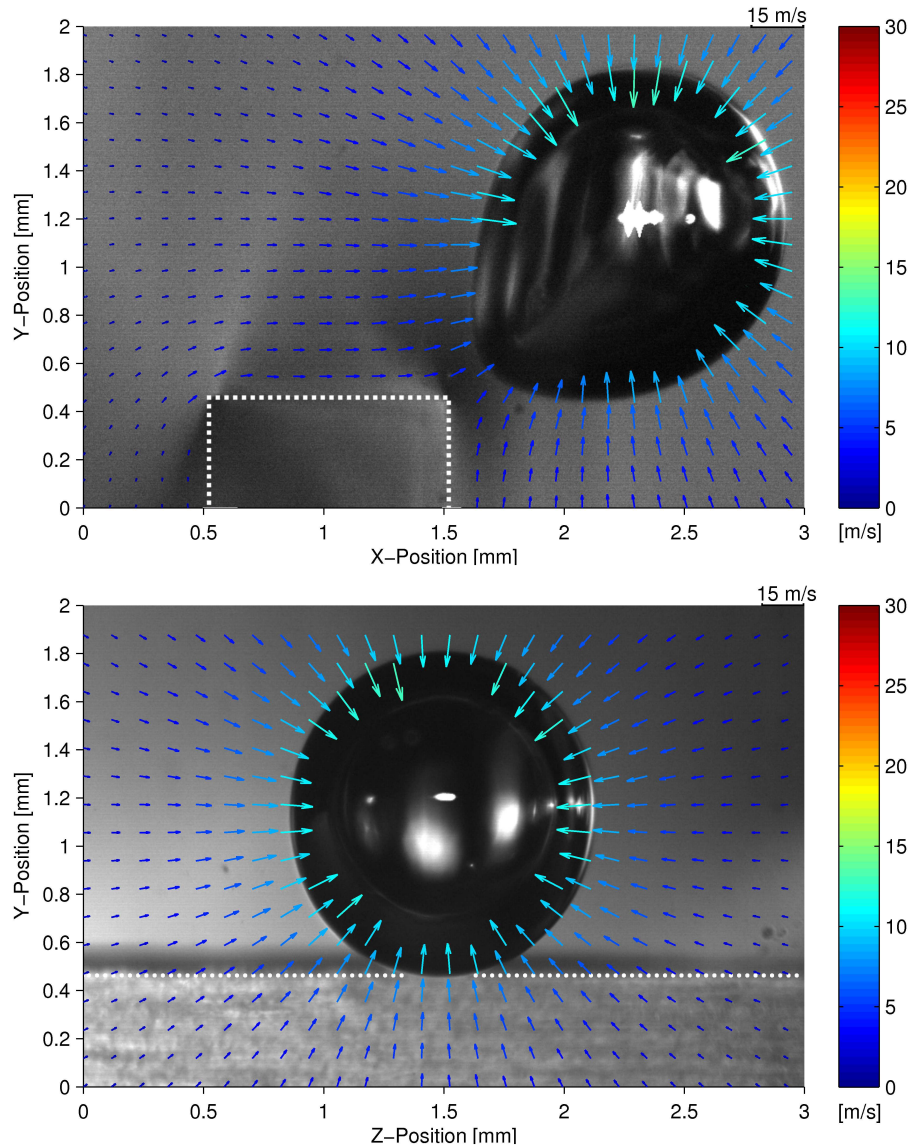


Abbildung 7.5: Interpolation der PTV-Messwerte für $s = 1.3 \text{ mm}$; oben: Seitenansicht, unten: Frontalansicht bei $X = 2.3 \text{ mm}$. Zeitpunkt der Messung: $t = 180 \text{ } \mu\text{s}$; $t_{\text{kol}} = 200 \text{ } \mu\text{s}$; $\Delta t = 6 \text{ } \mu\text{s}$.

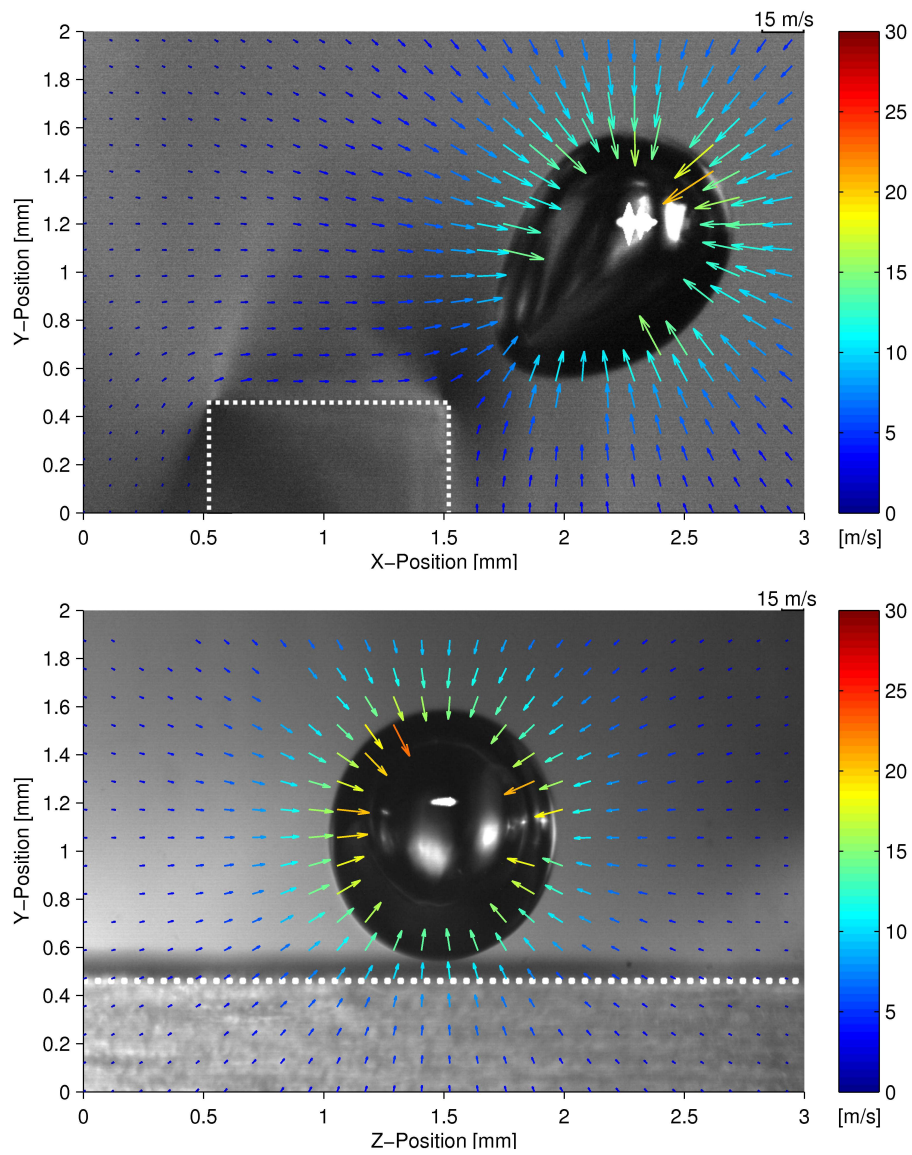


Abbildung 7.6: siehe Abb. 7.5. Zeitpunkt der Messung: $t = 190 \mu\text{s}$; $t_{\text{kol}} = 200 \mu\text{s}$; $\Delta t = 4 \mu\text{s}$.

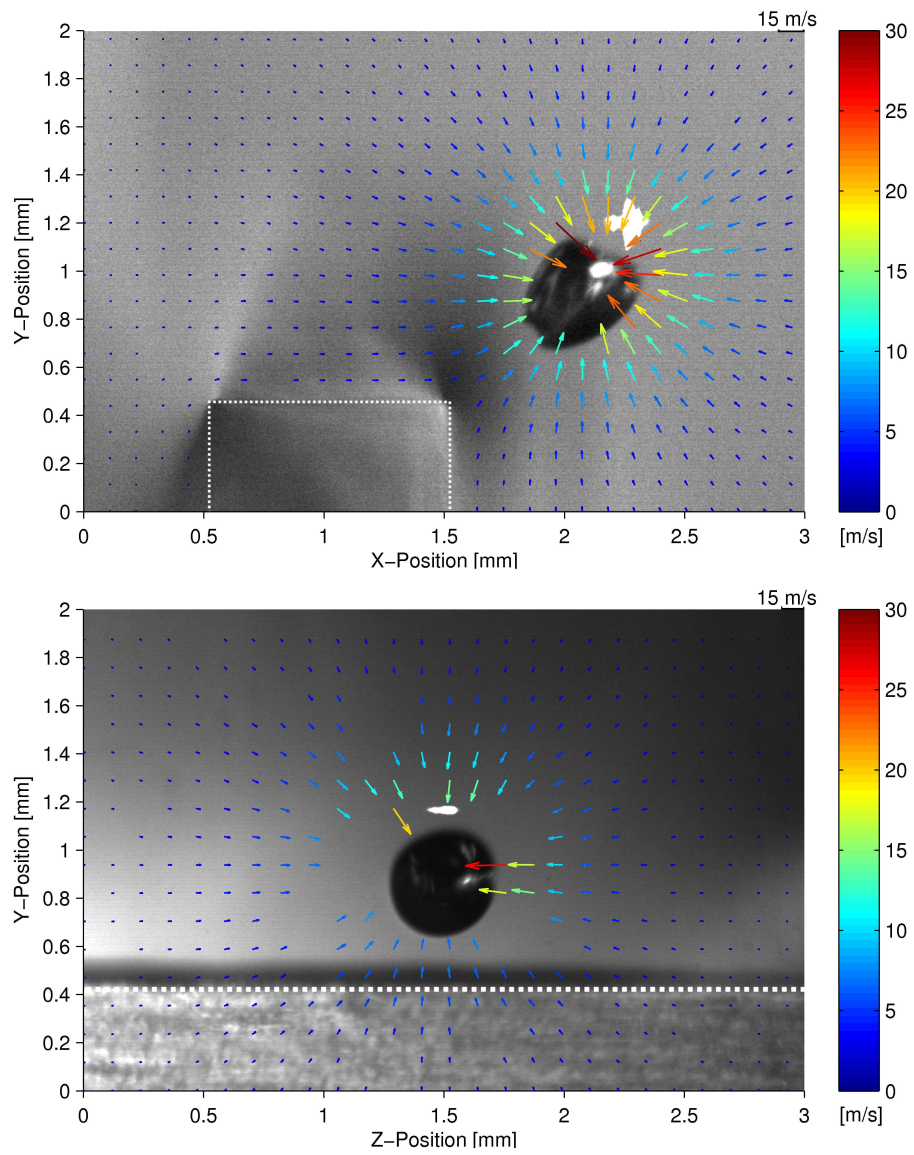


Abbildung 7.7: siehe Abb. 7.5. Zeitpunkt der Messung: $t = 198 \mu\text{s}$; $t_{\text{kol}} = 200 \mu\text{s}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

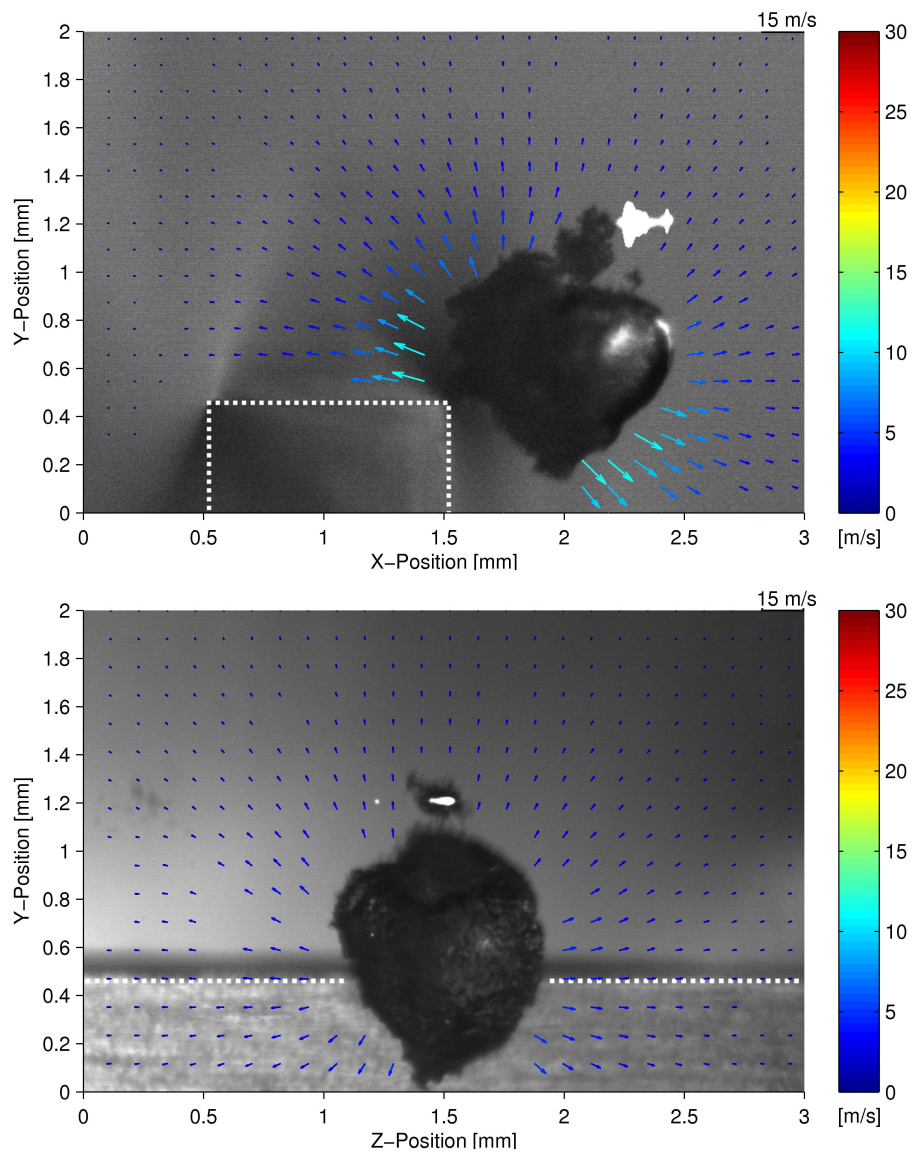


Abbildung 7.8: siehe Abb. 7.5. Zeitpunkt der Messung: $t = 210 \mu\text{s}$; $t_{\text{kol}} = 200 \mu\text{s}$; $\Delta t = 4 \mu\text{s}$.

7.3 Abstand $s = 0.27 \text{ mm}$

Bei diesem Abstand befindet sich die Blase bereits oberhalb des Randes der Glasplatte. Die Seitenansicht (Abb. 7.9) zeigt, dass die Blasendynamik früh gestört wird, da der Abstand h kleiner ist als der Maximalradius (entspricht etwa $\gamma = 0.75$). Bis auf die rechte Seite flacht sich der untere Teil der Blase beim Anwachsen ab. Der rechte Teil kann sich jedoch an der Kante vorbei ausdehnen. Dieser überstehende Teil ist in der Frontalansicht (Abb. 7.10) nicht abgerundet, sondern ist unten relativ flach und die Oberfläche rauh (2. Zeile). Diese kleinen Ausbuchtungen sind in der Seitenansicht nur schwer zu erkennen (2. Zeile, Abb. 7.9). Beim Kollaps der Blase erscheinen wiederum Instabilitäten auf der linken Seite der Blase: Die Kontaktfläche zur Wand bleibt erhalten, während der Rest der Blase schrumpft. Dabei wird die Seite schein-

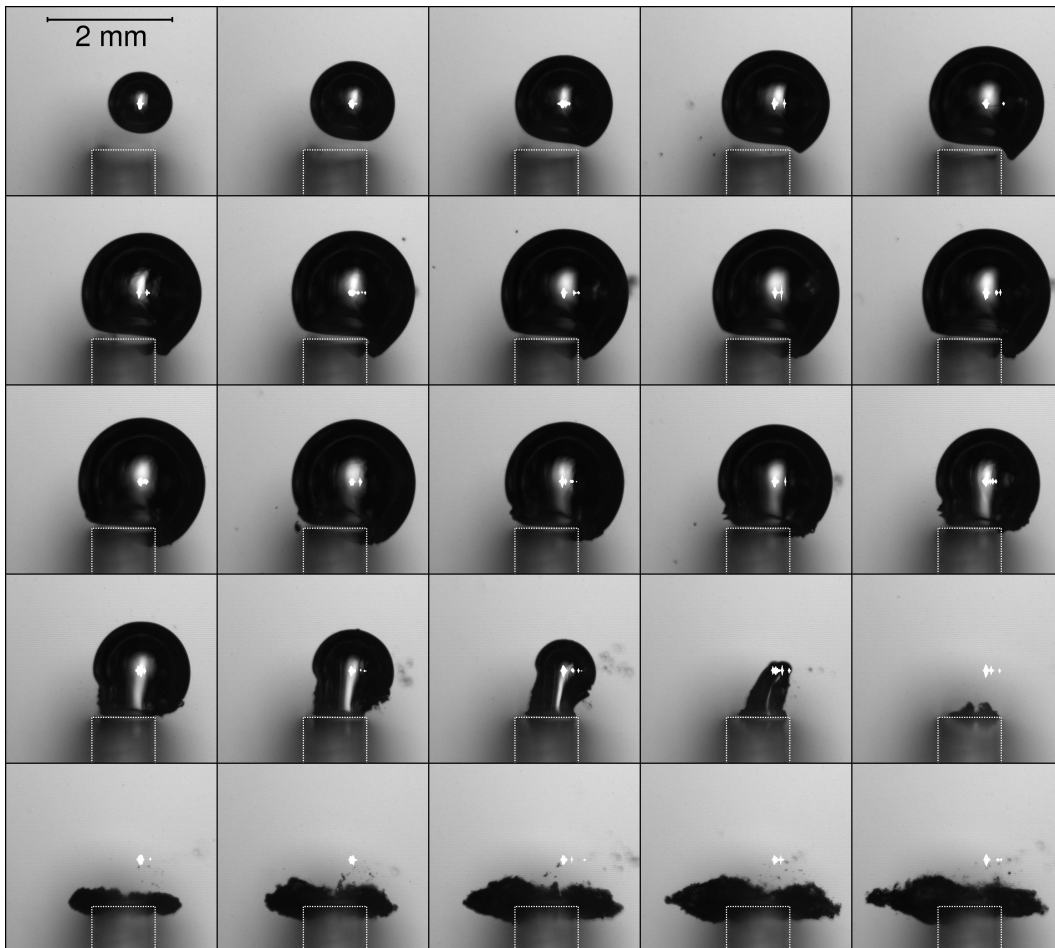


Abbildung 7.9: Blasen kollaps in der Seitenansicht. $s = 0.27 \text{ mm}$; $h = 0.75 \text{ mm}$; erstes Bild bei $t = 10 \mu\text{s}$; Bildabstand $10 \mu\text{s}$.

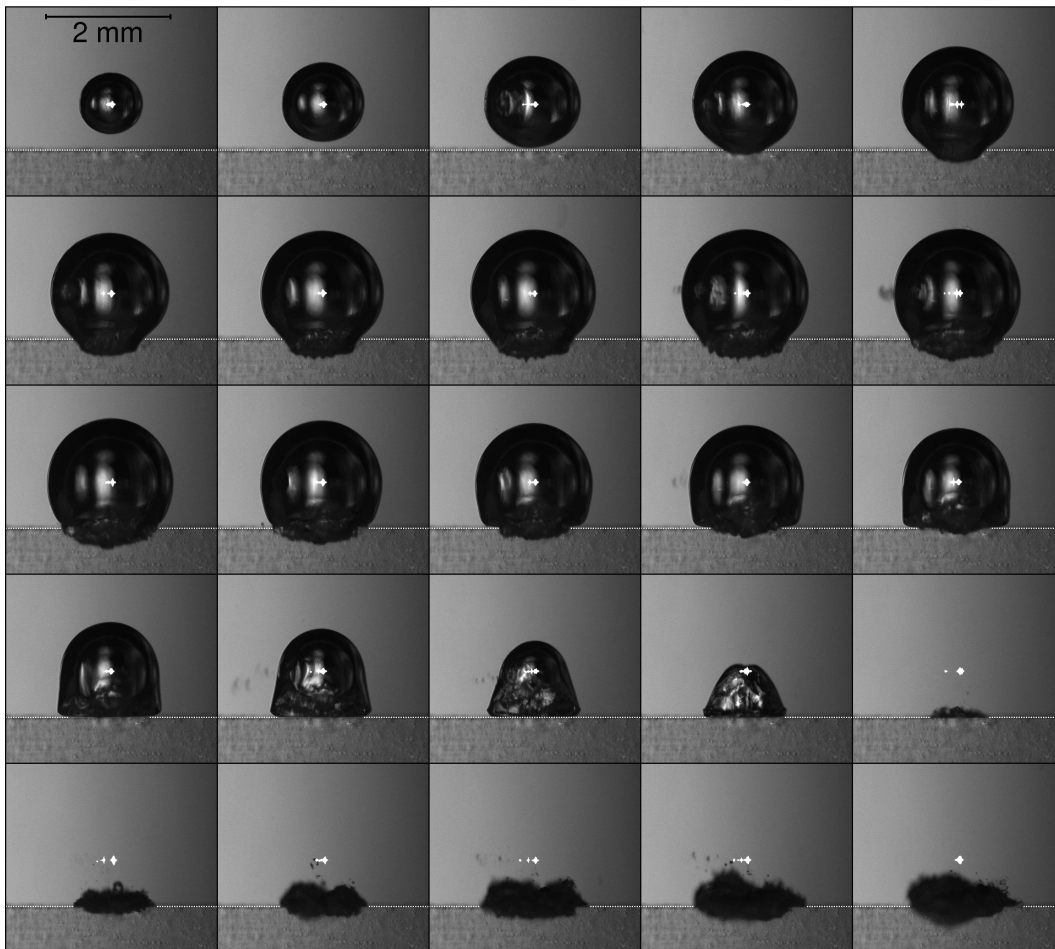


Abbildung 7.10: Blasen kollaps in der Frontalansicht. $s = 0.27$ mm; $h = 0.75$ mm; erstes Bild bei $t = 10$ μ s; Bildabstand 10 μ s.

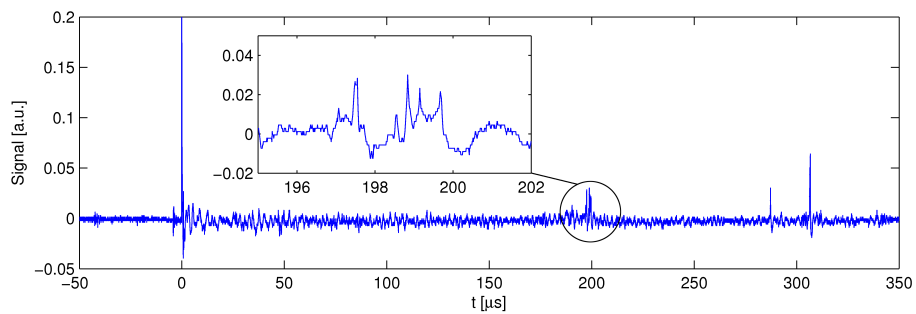


Abbildung 7.11: Exemplarisches Hydrophonsignal eines Blasen kollaps vor dem Rand einer Ecke für $s = 0.27$ mm und $h = 0.75$ mm.

bar aufgefaltet (3. Zeile, Abb. 7.9). Diese Falten glätten sich im letzten Teil des Kollaps wieder. Der obere Teil der Blase kollabiert etwa auf den Ort der Blasenzeugung zu, während der untere Teil jetzt aus einer Art Schlauch zur Kontaktfläche besteht. Dabei entstehen nun auf der rechten Seite Falten (4. Zeile, 3. Bild). In der Frontalansicht zeigt sich, dass der Schlauch in Z-Richtung nach unten recht breit ist. Aus dieser Perspektive ähnelt der Kollaps in der Form dem einer Blase vor einer Ebene mit $\gamma \approx 0.7$ (siehe Abb. 5.2). Die Einbuchtung am oberen Blasenrand (4. Bild der 4. Zeile) deutet darauf hin, dass auch in diesem Fall ein Jet geformt wird. Weiterhin findet auch hier eine Aufsteilung des unteren Blasenrandes nahe der Grenzfläche statt (4. Zeile). In X-Richtung öffnet sich der Jettrichter, so dass die Blase während des Kollaps gespalten wird. Die entstehenden Blasenwolken sind unterschiedlich groß und lose miteinander verbunden. An einem exemplarischen Hydrophonsignal (Abb. 7.11) erkennt man, dass der Kollaps der beiden Hälften nicht notwendigerweise gleichzeitig stattfindet. Es besteht eine Zeitdifferenz von bis zu $2 \mu\text{s}$ zwischen den Stoßwellen die jeweils beim Erreichen des minimalen Volumens abgesandt werden². Weiterhin fällt in Abbildung 7.11 der Doppelpuls um $300 \mu\text{s}$ auf. Die nach der Spaltung vorhandenen Blasen vollführen einen Rebound. Aufgrund des unterschiedlichen Volumens findet ihr zweiter Kollaps dann auch zu jeweils unterschiedlichen Zeiten statt. Ein solches Aufspalten der Blase durch den Einfluss einer asymmetrischen Grenzfläche wurde auch schon von Lauterborn [39] berichtet. In diesem Fall wurde der Kollaps einer Blase am Rande einer Kante untersucht. Die gezeigte Blase spaltete sich jedoch erst im Verlauf des Rebounds auf.

Abbildung 7.12 zeigt das Strömungsfeld zur Zeit $t = t_{\text{kol}} - 20 \mu\text{s}$ in der X-Y Ebene (oben) und der Y-Z Ebene (unten). Letztere Ebene schneidet die Blase nicht mehr in der Mitte sondern befindet sich bei $X = 1.5 \text{ mm}$, geht also durch den Punkt der Blasenentstehung. Da direkt unter der Blase kein Wasser nachströmen konnte, hat sich ein Blasenschlauch gebildet, der die Grenzfläche mit dem „Kopf“ der Blase verbindet. Die Maximalgeschwindigkeiten liegen zu dieser Zeit bei 15 m/s . In der Seitenansicht strömt das Wasser relativ sphärisch auf den Mittelpunkt des Blasenkopfes zu. An der linken Kante der Platte strömt das Wasser schräg nach oben, also nicht senkrecht auf den Blasenschlauch zu sondern eher an ihm entlang.

In der Y-Z Ebene kollabiert der obere Teil der Blase relativ sphärisch. Unten, also am Rande des Schlauches, zeigen die Geschwindigkeiten jedoch zu einem Punkt etwas unterhalb der Mitte des Blasenkopfes. Dies erklärt die oben angesprochene Aufsteilung des Randes. Eine Jetformierung ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht zu erkennen. Dies ändert sich jedoch in den nächsten

²Zur Selektion der Ergebnisse wurde immer die Position des zweiten Kollaps gemessen.

10 μs . Der Kopf der Blase ist mittlerweile auf die Größe des Schlauches geschrumpft, so dass die Flüssigkeit nun in den Rest der Blase getrieben wird (siehe Abbildung 7.13, oben). Sowohl in der Seitenansicht als auch in der Frontalansicht zeigt sich die Bildung eines Jets, der durch den Schlauch schräg auf die Grenzfläche zeigt. An der Einstülpung herrschen Geschwindigkeiten von bis zu 30 m/s. Der Jet ist wahrscheinlich nicht trichterförmig, sondern, wie der Blasenschlauch auch, in Z-Richtung elongiert. In Abbildung 7.14 ist zu erkennen, wie er sich öffnet und die Blase dadurch im Kollaps in zwei Hälften teilt. Die Geschwindigkeit der Flüssigkeit hat sich hier bereits wieder verringert. Wie im Fall der Blase vor einer Ebene, verschiebt sich also für kleinere Abstände von der Grenzfläche der Moment, bei dem die Flüssigkeitgeschwindigkeit um die Blase maximal wird, zu kleineren Zeiten.

Die Strömung drückt nun rundum relativ senkrecht auf die Blasenwand. Nur die Kontaktzone der Blase mit der Wand wird „überspült“, so dass dieser Teil auch im folgenden Kollaps kaum schrumpft.

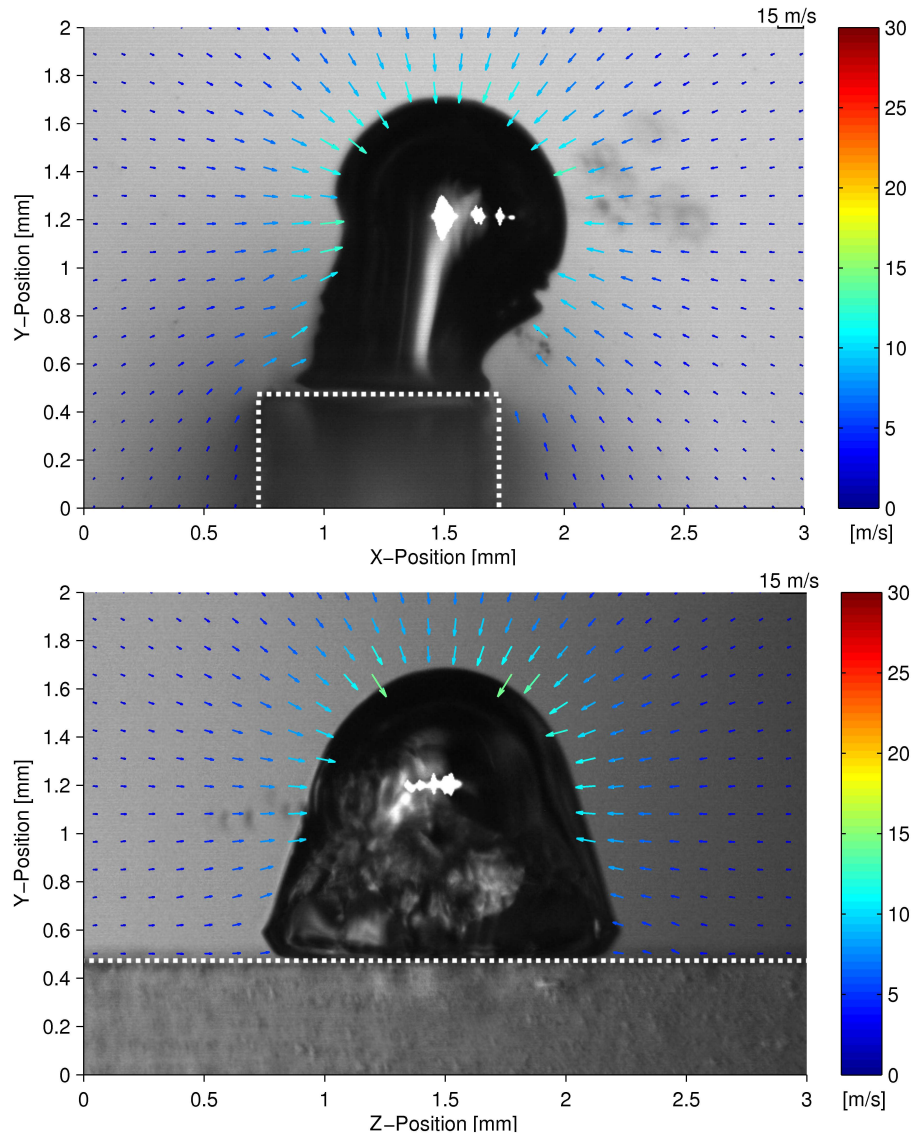


Abbildung 7.12: Interpolation der PTV-Messwerte bei $s = 0.27$ mm; oben: Seitenansicht, unten: Frontalansicht bei $X = 1.5$ mm. Zeitpunkt der Messung: $t = 180 \mu\text{s}$; $t_{\text{kol}} = 200 \mu\text{s}$; $\Delta t = 6 \mu\text{s}$.

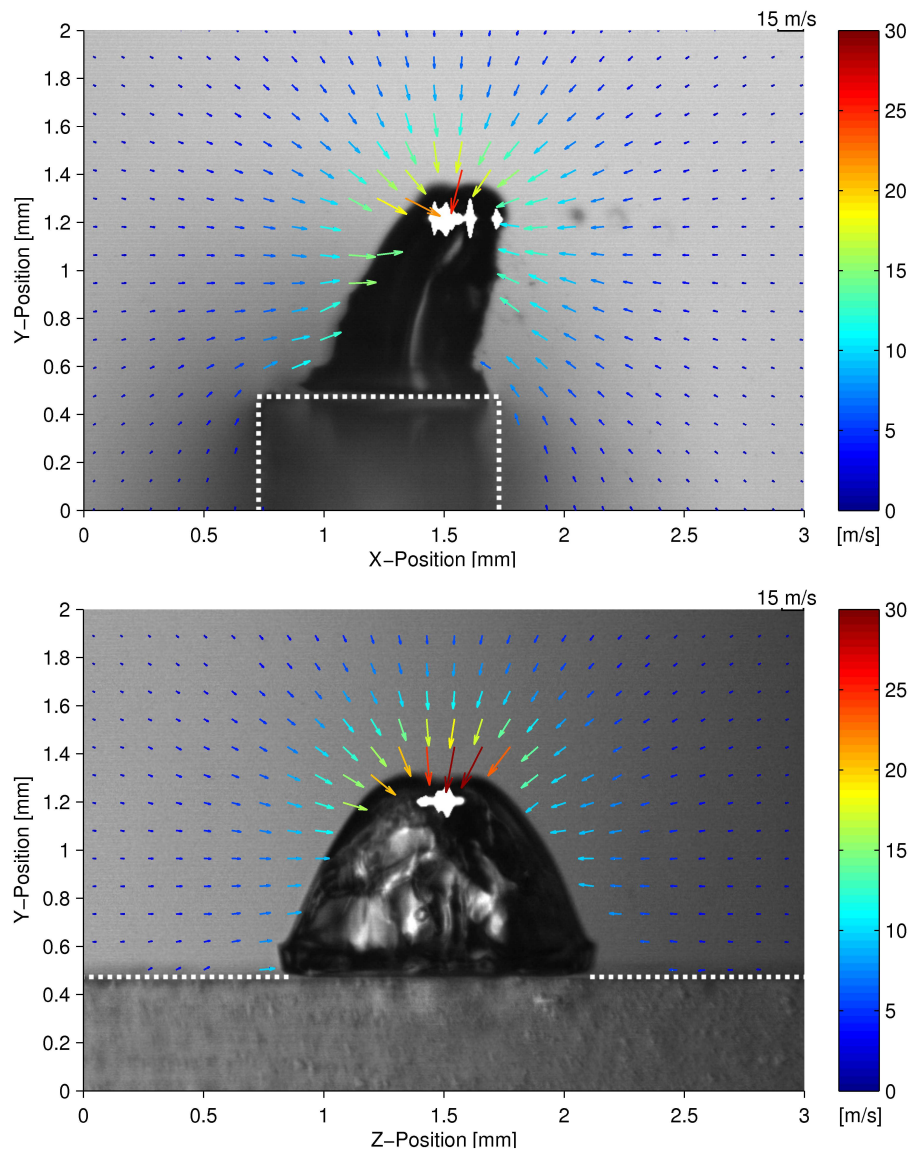


Abbildung 7.13: Interpolation der PTV-Messwerte bei $s = 0.27 \text{ mm}$; Zeitpunkt der Messung: $t = 190 \text{ } \mu\text{s}$; $t_{\text{kol}} = 200 \text{ } \mu\text{s}$; $\Delta t = 4 \text{ } \mu\text{s}$.

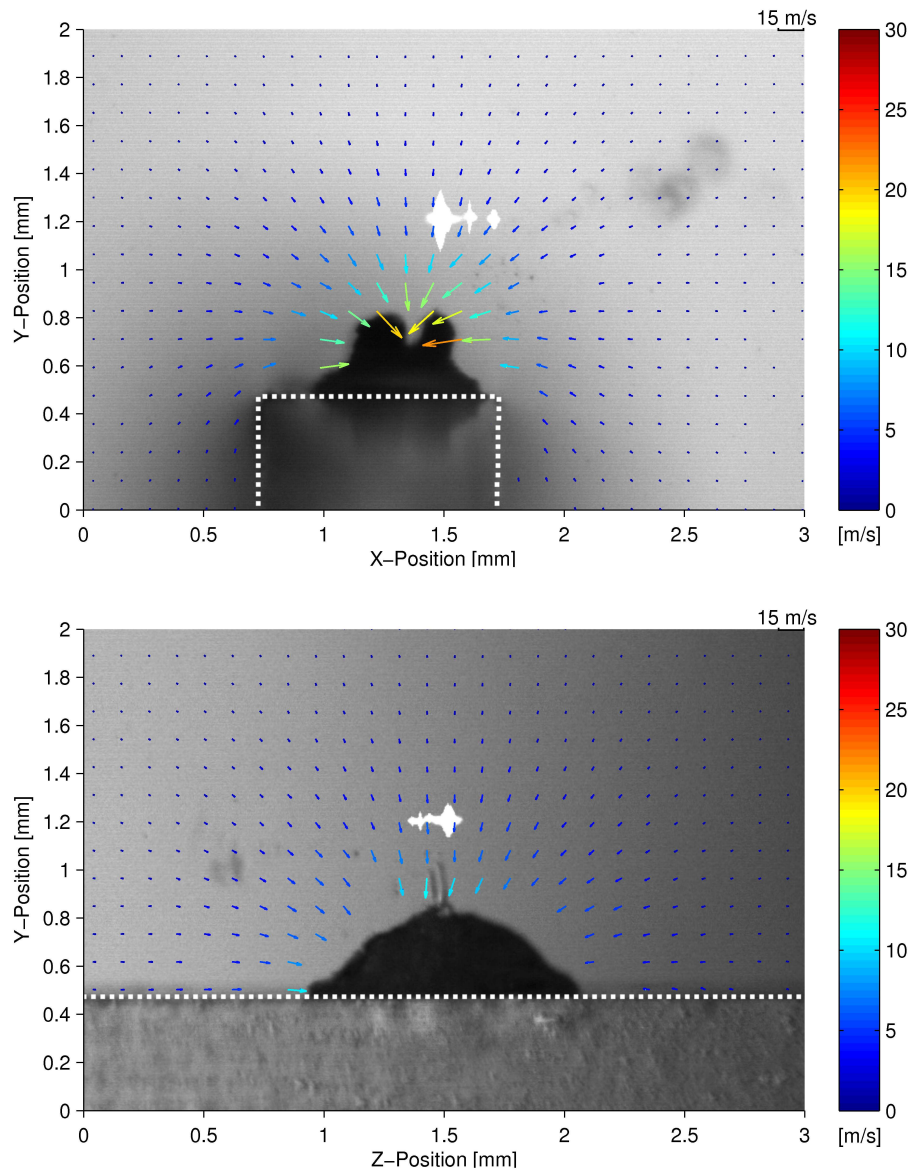


Abbildung 7.14: Interpolation der PTV-Messwerte bei $s = 0.27$ mm; Zeitpunkt der Messung: $t = 198 \mu\text{s}$; $t_{\text{kol}} = 200 \mu\text{s}$; $\Delta t = 2 \mu\text{s}$.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Diskussion

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erfolgreich ein Particle-Tracking-Velocimetry-Messsystem zur Untersuchung von Kavitationsblasen entwickelt. Die durchgeführten Tests und die theoretischen Berechnungen der Markerdynamik (Kapitel 3.5) zeigen, dass es nur ein kleines „Fenster“ von experimentellen Parametern gibt, bei denen Messungen sinnvoll sind, da diese nicht unabhängig voneinander gewählt werden können. So sollte der Abbildungsmaßstab, M , der Ausdehnung der Blasen angepasst sein, darf aber andererseits nicht zu klein gewählt werden, um einen genügend großen Versatz der Marker von Bild zu Bild zu gewährleisten. Dieser kann nicht einfach durch Erhöhung des Zeitversatzes, Δt , vergrößert werden, da sonst die Fehler durch das Sampling dominant werden. Auch die Größe der Markerpartikel kann nicht unabhängig von der Vergrößerung gewählt werden. Die Bildgröße eines Markerpartikels sollte einige Pixel betragen und es muss vor allem genug Licht abstrahlen, um es noch gut gegen das Hintergrundrauschen zu erkennen.

Die Arbeitsweise des Algorithmus bestimmt wiederum, bei gegebenem M , die Dichte der Markerpartikel in der Flüssigkeit, also den mittleren Abstand. Dieser darf auch nicht zu klein gewählt werden, da sonst die Reproduzierbarkeit der Blasenzeugung leidet. Der Vergleich mit einem theoretischen Modell für den sphärischen Blasenkolaps (Kapitel 4.3) zeigt, dass ein akzeptabler Kompromiss gefunden wurde.

Bei dem Blasenkolaps vor einer ebenen Grenzfläche liefern Rechnungen mit der Randintegral-Methode für $\gamma \geq 0.8$ gute Ergebnisse. Dies wurde in Kapitel 4.4 nochmal beispielhaft für $\gamma = 1.3$ bestätigt, indem das experimentell ermittelte Strömungsfeld mit numerischen Ergebnissen verglichen wurde. In Kapitel 5.3 wurde nun der Kollaps einer Blase auf einer ebenen Glaswand für drei Abstände untersucht, bei denen die herkömmlichen numerischen Metho-

den versagen ($\gamma \leq 0.7$). Mit Hilfe der zu verschiedenen Zeitpunkten vor dem Kollaps gemessenen Geschwindigkeiten wurden Bahnlinien-Diagramme angefertigt, welche die Jetdynamik in den drei Fällen visualisieren. Es hat sich gezeigt, dass die Spitze des Jets umso breiter wird, je kleiner der Abstand zur Wand ist, obwohl die Blasen im Kollaps nahezu die gleichen Torusradien besitzen. Weiterhin wurde die Wirbelbildung kurz vor und während des Kollaps der Blasen nachgewiesen. Es zeigte sich auch eine endliche Wirbelstärke im Bereich zwischen den Hauptwirbeln, die durch eine Scherströmung zustande kommt. Um diese numerisch erfassen zu können, sollten neuere Methoden die Viskosität des Wassers mitberücksichtigen.

Der Kollaps einer Blase vor einer Ecke wurde in Kapitel 6 diskutiert. In diesem Fall wird das Strömungsfeld um die Blase von zwei Seiten gestört, so dass das Problem keine Zylindersymmetrie mehr besitzt. Es eignet sich also zum Test von dreidimensionalen numerischen Codes. Es wurden Schattenaufnahmen gemacht und Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt, womit auch die Wirbelstärke zu verschiedenen Zeitpunkten berechnet werden konnte.

Die Beobachtungen des Counterjets zeigen in diesem Fall, dass die gängigen Theorien zu seiner Entstehung hier nur eine unbefriedigende Erklärung bieten. Es bleibt die Frage, ob der Counterjet bei Überschneidung zweier Stoßwellen entsteht oder sich etwa durch Abschnüren eines Teils der Blase bildet. Erste These kann nicht erklären, wieso schon vor der Entsendung der sichtbaren Stoßwelle eine kleine Blasenwolke vorhanden ist. Eine zweite Stoßwelle konnte auch nicht visualisiert werden, ist jedoch nicht auszuschließen. Gegen die zweite These spricht, dass sich die kleine Blasenwolke in einem Bereich bildet, in welchem die Strömung sie durch den Blasentorus treiben müsste. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Abschnürung am Rand der Blase stattfindet und die Bläschen zunächst in die Mitte des Jettrichters gespült werden. Diese werden dann von der Unterdruckphase der Stoßwelle aufgezogen. Genauere Untersuchungen mit Hochgeschwindigkeitskameras (also keine pseudostroboskopischen Aufnahmen) und Aufnahmen unter verschiedenen Blickwinkeln versprechen hier eine Aufklärung des Problems.

Kapitel 7 befasste sich mit dem Blasen-kollaps vor dem Rand einer Glasplatte. Für die Untersuchung wurde ein erweiterter Aufbau konzipiert, der die Beobachtung aus zwei Richtungen erlaubt. So konnten auch in zwei Ebenen PTV-Messungen durchgeführt werden. Daher eignen sich die Ergebnisse noch besser als im vorherigen Kapitel zum Abgleich mit dreidimensionalen Rechnungen, da nun ein Vergleich in zwei senkrecht zueinander stehenden Ebenen möglich ist.

Die diskutierten Ergebnisse für die beiden verschiedenen Abstände unterscheiden sich vor allem dadurch, dass im ersten Fall (Kapitel 7.2) die Blase die Glas-

platte vor dem Kollaps nicht berührt. Erst während des Rebound schmiegt sie sich seitlich an die Wand an. Im zweiten Fall (Kapitel 7.3) kommt die Blase schon recht früh mit der Wand in Kontakt, was die Dynamik entscheidend ändert. Da hier von unten kaum Wasser nachströmen kann, saugt sich die Blase förmlich an der Grenzfläche fest, so dass der sich bildende Jet auch direkt auf dem Glas aufschlagen kann. Die Problemstellung, wann und wie sich Blasen an komplexeren Oberflächen festsetzen und auf ihnen kollabieren ist interessant für die Ultraschallreinigung. Beispielsweise ist es in der Chipindustrie wichtig zu wissen, unter welchen Umständen feine Strukturen auf Siliziumwafern von Kavitation nur gereinigt anstatt zerstört zu werden. Die genauen Oberflächenanalysen und Parameterstudien, die notwendig sind um dies zu klären, sprengen jedoch den Rahmen dieser Arbeit.

Physikalisch interessant ist im zweiten Fall auch das Auftreten von Falten bzw. Oberflächeninstabilitäten. Die räumliche Auflösung der Messung ist hier leider nicht hoch genug, um die Ursachen dafür zu klären.

Anhang A

Timing der Experimente

A.1 Blasenerzeugung und Photographie

In Abbildungen [A.1](#) und [A.2](#) ist die Synchronisation der Instrumente und der zeitliche Ablauf der Blasenerzeugung und Photographie schematisch dargestellt. Der gesamte Ablauf des Experiments liegt fest im Zeitraster eines 10-Hertz-Taktgebers. Dieser erzeugt das Trigger-Signal für den ersten Delay-Generator, der den Takt der Laser-Blitzlampe des Nd:YAG-Lasers vorgibt. Falls an der Steuerungselektronik ein Nachfragesignal vorliegt, wird zum nächst möglichen Zeitpunkt (logisches UND) die Pockelszelle des Lasers unter Spannung gelegt und so ein Puls ausgekoppelt. Dieser erzeugt zum Zeitpunkt T_B eine Blase in der Küvette.

Zu einer festen Zeit vor der Auskoppelung eines Pulses, zur Zeit T_{Pre} , wird ein Trigger-Signal an den zweiten Delay-Generator geschickt. Dieser erzeugt die Start-Signale für das Feuern der Blitzlampe (T_{Flash}), die Belichtung der Kamera (T_{Exp}) und die Aufnahme des Hydrophonsignals.

Die Verzögerungen können bequem mit dem Messrechner via GPIB-Schnittstelle eingestellt werden.

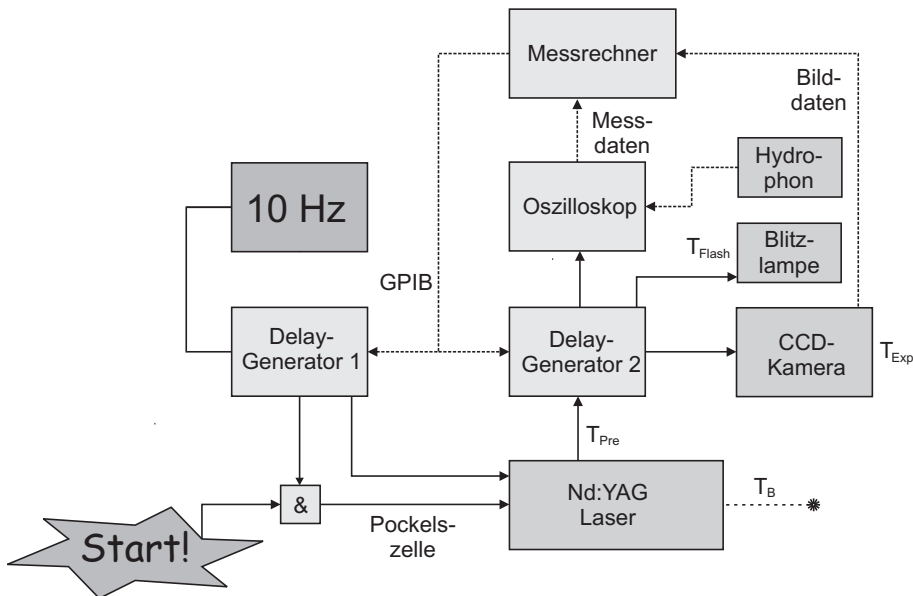


Abbildung A.1: Schema zur Blasenzeugung und Photographie.

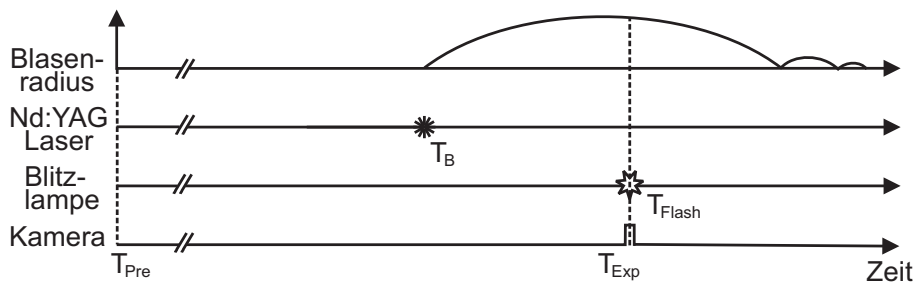


Abbildung A.2: Zeitablauf-Diagramm der Blasenzeugung und Photographie.

A.2 Particle-Tracking-Velocimetry

Bei den Messungen des Strömungsfeldes wird die Erzeugung der Blasen genauso gehandhabt wie im vorigen Abschnitt beschrieben. In [Abbildung A.3](#) ist nun dargestellt wie das Doppelpuls-Lasersystem (PIV-Laser) synchronisiert wird. Dieses feuert ständig zwei Pulse mit festem zeitlichen Abstand δ im zeitlichen Raster des Taktgebers. Werden die Verzögerungen der Delay-Generatoren richtig gewählt, so fallen die Pulse (zeitlich) in die zwei Belichtungsfenster der Kamera, welche im Doppelbelichtungs-Modus arbeitet.

Der zeitliche Ablauf findet sich in [Abbildung A.4](#).

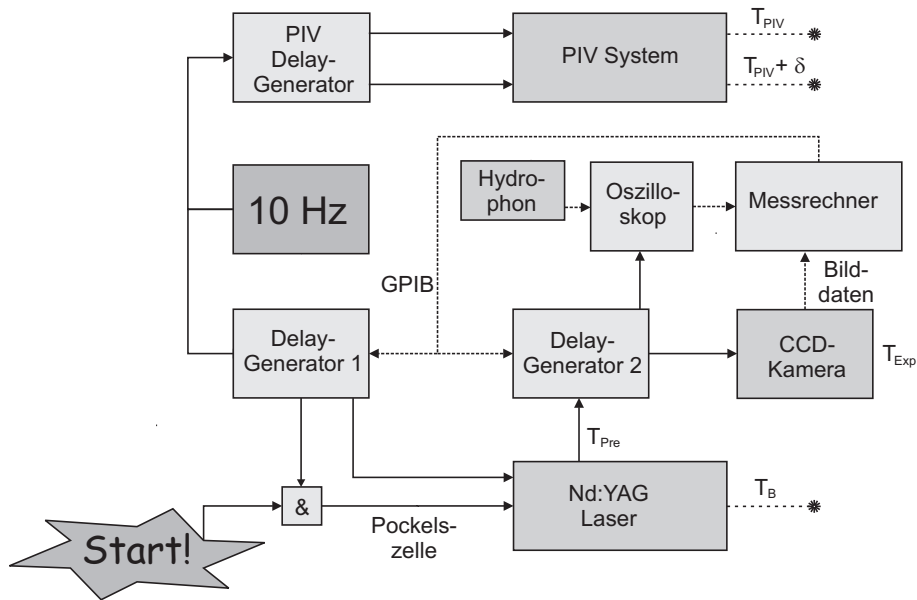


Abbildung A.3: Schema zu den Particle-Tracking-Velocimetry-Messungen.

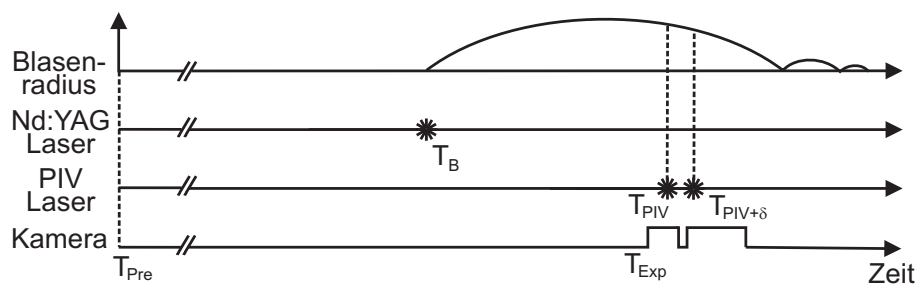


Abbildung A.4: Zeitablauf-Diagramm der Particle-Tracking-Velocimetry-Messungen.

Anhang B

Verwendete Konstanten

Dichte ρ_0	998 kg/m ³
Oberflächenspannung σ	0.0725 N/m
Viskosität μ	0.001 Ns/m ²
Statischer Druck p_0	100 kPa
Schallgeschwindigkeit c_0	1497m/s
Erster Van-der-Waals Koeffizient b	0.0016
Polytropenexponent κ	4/3
Dampfdruck des Wassers p_v	2330 Pa

Anhang C

Häufig verwendete Variablen

Markerdurchmesser	a_p
Van-der-Waals Koeffizient des Gases in der Blase	b
Schallgeschwindigkeit	C
dimensionsloser Abstandsparameter	γ
Polytropenexponent des Gases in der Blase	κ
maximal zugelassene Verschiebung	L
Abbildungsmaßstab	M
Viskosität der Flüssigkeit	μ
Druck in der Flüssigkeit	$p(\mathbf{r}, t)$
Geschwindigkeitspotential der Flüssigkeit	$\phi(\mathbf{r}, t)$
Umgebungsdruck	p_0
Dampfdruck	p_v
Druck an der Blasenwand	$p_R(t)$
Ortsvektor	$\mathbf{r} = [x \ y]'$
Blasenradius	$R(t)$
Maximaler Blasenradius	R_{\max}
Dichte der Flüssigkeit	ρ_f
Dichte der Marker	ρ_p
Oberflächenspannung	σ
Zeit	t
Dimensionslose Zeit	T
Zeitpunkt des ersten Kollaps	t_{kol}
Zeitabstand der PTV-Belichtungen	Δt
Blasenwandgeschwindigkeit	$U_b(t) = \dot{R}(t)$
Geschwindigkeit der Flüssigkeit	$\mathbf{U}_f(\mathbf{r}, t)$
Geschwindigkeit der Marker	$\mathbf{U}_p(\mathbf{r}, t)$
Wirbelstärke	ω

Literaturverzeichnis

- [1] R. J. Adrian. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23:261–304, 1991.
- [2] K. E. Afanasiev and I. V. Grigorieva. Numerical investigation of three-dimensional bubble dynamics. *J. Eng. Math.*, 55:65–80, 2005.
- [3] F. P. Agterberg. *Geomathematics*. Elsevier, Amsterdam, 1974.
- [4] J. C. Agüí and J. Jiménez. On the performance of particle tracking. *J. Fluid Mech.*, 185:447–468, 1987.
- [5] I. Akhatov, O. Lindau, A. Topolnikov, R. Mettin, N. Vakhitova, and W. Lauterborn. Collapse and rebound of a laser-induced cavitation bubble. *Phys. Fluids*, 13(10):2805–2819, 2001.
- [6] O. Baghdassarian, H.-C. Chu, B. Tabbert, and G. A. Williams. Spectrum of luminescence from laser-created bubbles in water. *Phys. Rev. Lett.*, 86(21):4934–4937, 2001.
- [7] T. B. Benjamin and A. T. Ellis. The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 260:221–240, 1966.
- [8] J. P. Best. The formation of toroidal bubbles upon the collapse of transient cavities. *J. Fluid Mech.*, 251:79–107, 1993.
- [9] J. P. Best and A. Kucera. A numerical investigation on non-spherical rebounding bubbles. *J. Fluid Mech.*, 245:137–154, 1992.
- [10] V. F. K. Bjerknes. *Hydrodynamische Fernkräfte*. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig, 1902.
- [11] D. Blair and E. Dufresne.
<http://www.deas.harvard.edu/projects/weitzlab/matlab/>.
- [12] J. R. Blake and D. C. Gibson. Growth and collapse of a vapor cavity near a free-surface. *J. Fluid Mech.*, 111:123–140, 1981.

-
- [13] J. R. Blake and D. C. Gibson. Cavitation bubbles near boundaries. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 19:99–123, 1987.
- [14] J. R. Blake, B. B. Taib, and G. Doherty. Transient cavities near boundaries. Part 1. Rigid boundary. *J. Fluid Mech.*, 170:479–497, 1986.
- [15] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 1999.
- [16] M. R. Bown, J. M. MacInnes, R. W. K. Allen, and W. B. J. Zimmerman. Three-dimensional, three component velocity measurements using stereoscopic micro-PIV and PTV. *Meas. Sci. Technol.*, 17:2175–2185, 2006.
- [17] T. Brendel. *Untersuchungen zur IR-Laser-Ablation in Wasser*. Dissertation, Universität Göttingen, 2004.
- [18] C. E. Brennen. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, 1995.
- [19] E.-A. Brujan, K. Nahen, P. Schmidt, and A. Vogel. Dynamics of laser-induced cavitation bubbles near an elastic boundary. *J. Fluid Mech.*, 433:251–281, 2000.
- [20] Y. A. Buevich. Motion resistance of a particle suspended in a turbulent medium. *Fluid Dynam.*, 1:119, 1966.
- [21] N. P. Cheremisinoff. *Instrumentation for Complex Fluid Flows*. Technomic Publishing, Lancaster, 1986.
- [22] R. K. Cohn and M. M. Koochesfahani. The accuracy of remapping irregularly spaced velocity data onto a regular grid and the computation of vorticity. *Exp. Fluids.*, 29:61–69, 2000.
- [23] E. A. Cowen and S. G. Monismith. A hybrid digital particle tracking velocimetry technique. *Exp. Fluids.*, 22:199–211, 1997.
- [24] J. C. Crocker and D. G. Grier. Methods of digital video microscopy for colloidal studies. *J. Colloid Interface Sci.*, 179:298–310, 1996.
- [25] J. C. Crocker, D. G. Grier, and E. Weeks.
<http://www.physics.emory.edu/%7EWeeks/idl/>.
- [26] S. Devasenathipathy, J. G. Santiago, S. T. Wereley, C. D. Meinhart, and K. Takehara. Particle imaging techniques for microfabricated fluidic systems. *Exp. Fluids*, 34(4):504–514, 2003.

-
- [27] H. Eckelmann. *Einführung in die Strömungsmesstechnik*. Teubner, Stuttgart, 1997.
- [28] I. Eick. *Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Dynamik sphärischer und asphärischer Kavitationsblasen*. Dissertation, Universität Göttingen, 1992.
- [29] D. Engster and U. Parlitz. Local and cluster weighted modeling for time series prediction. *in: Björn Schelter(Hrsg.), Handbook of Time Series Analysis, Wiley*, pages 39–64, 2006.
- [30] R. Geisler. *Untersuchungen zur laserinduzierten Kavitation mit Nanosekunden- und Femtosekundenlasern*. Dissertation, Universität Göttingen, 2003.
- [31] W. H. Graf. *Hydraulics of Sediment Transport*. McGraw-Hill, New York, 1971.
- [32] E. Guyon, J.-P. Hulin, L. Petit, and C. D. Mitescu. *Physical Hydrodynamics*. Oxford University Press Inc., New York, 2001.
- [33] T. Hastie, R. Tibshirani, and J. Friedman. *The Elements of Statistical Learning*. Springer-Verlag, New York, 2001.
- [34] K. Imaichi and K. Ohmi. Numerical processing of flow-visualization pictures-measurement of two-dimensional vortex flow. *J. Fluid Mech.*, 129:283–311, 1983.
- [35] J. B. Keller and M. Miksis. Bubble oscillations of large amplitude. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(2):628–633, 1980.
- [36] P. K. Kennedy. A first-order model for computations of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media: Part i-Theory. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31(12):2241–2249, 1995.
- [37] S. Kimball and P. Mattis. The gimp: The GNU image manipulation program. <http://www.gimp.org>.
- [38] K. Köhler. *Simulationen zur asphärischen Blasendynamik mit der Randintegralmethode*. Diplomarbeit, Universität Göttingen, 2004.
- [39] W. Lauterborn. Bubble generation by giant laser pulses and resonance curves of gas bubbles in water. *Non-steady flow of water at high speeds, Proceedings of the IUTAM symposium held in Leningrad*, pages 267–275, 1971.

-
- [40] W. Lauterborn. High-speed photography of laser-induced breakdown in liquids. *Appl. Phys. Lett.*, 21(1):27–&, 1972.
- [41] W. Lauterborn. Kavitation durch Laserlicht. *Acustica*, 31(2):51–78, 1974.
- [42] W. Lauterborn. *Cavitation and Inhomogenities*. Springer-Verlag, New York, 1980.
- [43] W. Lauterborn and H. Bolle. Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in the neighbourhood of a solid boundary. *J. Fluid Mech.*, 72:391–&, 1975.
- [44] W. Lauterborn, W. Hentschel, and R. Timm. Ist der Kollapszustand einer Kavitationsblase ein kurzlebiger Wirbelring? In: *Fortschritte der Akustik, DAGA '81, VDE-Verlag*, pages 457–460, 1981.
- [45] W. Lauterborn, T. Kurz, R. Mettin, and C. D. Ohl. Experimental and theoretical bubble dynamics. *Adv. Chem. Phys.*, 110:295–380, 1999.
- [46] W. Lauterborn and R. Timm. Bubble collapse studies at a million frames per second. In: *W. Lauterborn (Hrsg.), Cavitation and Inhomogenities in Underwater Acoustics, Springer-Verlag*, pages 42–46, 1980.
- [47] M. Lee, E. Klaseboer, and B. C. Khoo. On the boundary integral method for the rebounding bubble. *J. Fluid. Mech.*, 570:407–429, 2007.
- [48] T. G. Leighton. *The Acoustic Bubble*. Academic Press, 1994.
- [49] O. Lindau. *Untersuchungen zur lasererzeugten Kavitation*. Dissertation, Universität Göttingen, 2001.
- [50] O. Lindau and W. Lauterborn. Cinematographic observation of the collapse and rebound of a laser-produced cavitation bubble near a wall. *J. Fluid Mech.*, 479:327–348, 2003.
- [51] B. Lüthi, A. Tsinober, and W. Kinzelbach. Lagrangian measurement of vorticity dynamics in turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, 528:87–118, 2005.
- [52] M. R. Maxey. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids*, 26:883–889, 1983.
- [53] J. McNames. *Innovations in local modeling for time series prediction*. Dissertation, Stanford University, 1999.
- [54] S. Müller, M. Bachmann, D. Kröninger, T. Kurz, and P. Helluy. Comparison and validation of compressible flow simulations of laser-induced cavitation bubbles. *eingereicht in Computers and Fluids*, 2008.

-
- [55] J. Noack and A. Vogel. Laser-induced plasma formation in water at nano-second to femtosecond time scales: Calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density. *IEEE J. Quantum Electron.*, 35(8):1156–1167, 1999.
- [56] C. D. Ohl, M. Arora, R. Dijkink, V. Janve, and D. Lohse. Surface cleaning from laser-induced cavitation bubbles. *Appl. Phys. Lett.*, 89:074102, 2006.
- [57] A. Pearson, J. R. Blake, and S. R. Otto. Jets in bubbles. *J. Engng. Maths.*, 48:391–412, 2004.
- [58] A. Philipp. *Kavitationserosion durch lasererzeugte Einzelblasen*. Dissertation, Universität Göttingen, 1995.
- [59] A. Philipp and W. Lauterborn. Cavitation erosion by single laser-produced bubbles. *J. Fluid Mech.*, 361:75–116, 1998.
- [60] M. S. Plesset and R. B. Chapman. Collapse of an initially spherical vapour cavity in neighbourhood of a solid boundary. *J. Fluid. Mech.*, 47:283–&, 1971.
- [61] A. Prosperetti and A. Lezzi. Bubble dynamics in a compressible liquid. part 1. first-order theory. *J. Fluid. Mech.*, 168:457–478, 1986.
- [62] M. Raffel, C. Willert, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Springer-Verlag, Berlin, 1998.
- [63] J. J. Riley. *Computer simulations of turbulent dispersion*. Dissertation, The Johns Hopkins University, Baltimore, Maryland, 1971.
- [64] P. B. Robinson, J. R. Blake, T. Kodama, A. Shima, and Y. Tomita. Interaction of cavitation bubbles with a free surface. *J. App. Phys.*, 89(12):8225–8237, 2001.
- [65] J. G. Santiago, S. T. Werely, C. D. Meinhart, D. J. Beebe, and R. J. Adrian. A particle image velocimetry system for microfluidics. *Exp. Fluids*, 25(4):316–319, 1998.
- [66] G. S. Settles. *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. Springer-Verlag, Berlin, 2001.
- [67] S. J. Shaw, H. Jin, W. P. Schiffers, and D. C. Emmony. The interaction of a single laser-generated cavity in water with a solid surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, 99(5):2811–2824, 1996.
- [68] S. L. Soo. *Fluid Dynamics of Multiphase Systems*. Blaisdell, Waltham, MA, 1967.

-
- [69] G. R. Spedding and E. J. M. Rignot. Performance analysis and application of grid interpolation techniques for fluid flows. *Exp. Fluids*, 15:417–430, 1993.
- [70] Y. Tomita and T. Kodama. Interaction of laser-induced cavitation bubbles with composite surfaces. *J. Appl. Phys.*, 94(5):2809–2816, 2003.
- [71] Y. Tomita and A. Shima. Mechanisms of impulsive pressure generation and damage pit formation by bubble collapse. *J. Fluid Mech.*, 169:535–564, 1986.
- [72] Y. Tomita and A. Shima. High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water. *Acustica*, 71(3):161–171, 1990.
- [73] R. P. Tong, W. P. Schiffers, S. J. Shaw, J. R. Blake, and D. C. Emmony. The role of ‘splashing’ in the collapse of a laser-generated cavity near a rigid boundary. *J. Fluid Mech.*, 380:339–361, 1999.
- [74] D. J. Tritton. *Physical Fluid Dynamics*. Oxford Science Publications, 1988.
- [75] A. Vogel, S. Busch, and U. Parlitz. Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water. *J. Acoust. Soc. Am.*, 100(1):148–165, 1996.
- [76] A. Vogel and W. Lauterborn. Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries. *J. Acoust. Soc. Am.*, 84(2):719–731, 1988.
- [77] A. Vogel and W. Lauterborn. Time-resolved particle image velocimetry used in the investigation of cavitation bubble dynamics. *Appl. Opt.*, 27:1869–1875, 1988.
- [78] A. Vogel, W. Lauterborn, and R. Timm. Optical and acoustic investigations of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary. *J. Fluid Mech.*, 206:299–337, 1988.
- [79] A. Vogel, J. Noack, G. Hüttman, and G. Paltauf. Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues. *Appl. Phys. B*, B81(8):1015–1047, 2005.
- [80] F. Williams, S. P. Varma, and S. Hillenius. Liquid water as lone-pair amorphous semiconductor. *J. Chem. Phys.*, 64(4):1549–1554, 1974.
- [81] F. R. Young. *Cavitation*. Imperial College Press, London, 1999.

-
- [82] S. Zhang, J. H. Duncan, and G. L. Chahine. The final stage of the collapse of a cavitation bubble near a rigid wall. *J. Fluid. Mech.*, 257(3):147–181, 1993.
- [83] E. Zwaan, S. L. Gac, K. Tsuji, and C.-D. Ohl. Controlled cavitation in microfluidic systems. *Phys. Rev. Lett.*, 98(25):254501, 2007.

Danksagung

Ein Dankeschön an alle, die mich bei der Anfertigung meiner Arbeit unterstützt haben:

Herr Prof. W. Lauterborn hat diese Arbeit erst ermöglicht. Sein unermüdlicher Einsatz hat dafür gesorgt, dass mir und der Arbeitsgruppe immer die beste Ausrüstung zur Verfügung stand und im Institut eine angenehme, kreative Atmosphäre herrschte. In der schweren Zeit des Umzugs in den Neubau hat er „den Regenschirm über uns gehalten“ und für unsere Räumlichkeiten gekämpft. Auch nach seinem offiziellen Ruhestand ist bei Prof. Lauterborn noch lange nicht von Ruhe und Stillstand zu sprechen.

Ich bedanke mich bei Herrn Univ.-Doz. Dr. Martin Rein für die Übernahme des Korreferats.

Herrn Dr. Thomas Kurz danke ich für die Betreuung und die Diskussion physikalischer Fragestellungen.

Mein Mitstreiter und Freund Karsten Köhler hatte immer ein offenes Ohr für meine beruflichen und persönlichen Probleme. Bereitwillig hat er mir auch seine Simulation zur Verfügung gestellt und sie mir (immer wieder) erklärt. Ohne ihn im Büro hätte die Arbeit auch nur halb soviel Spaß gemacht.

Danke an die Mitglieder der Arbeitsgruppe für das freundliche Arbeitsklima und die hilfreichen und lustigen Gespräche. Dies gilt insbesondere auch für die Ehemaligen Alexander Ahlborn und Tobias Wilken.

Die Mitarbeiter der elektronischen und mechanischen Werkstätten haben immer schnell und unkompliziert Hilfe bei den technischen Problemen der Arbeit geleistet.

Ich danke meiner lieben Familie für die Unterstützung und seelische Betreuung, speziell meinem Bruder Kevin, der die Arbeit Korrektur gelesen hat.

Danke an alle meine Freunde und speziell an meine Mitbewohner, die mir das Leben in Göttingen so angenehm gemacht haben.

