

Diss. ETH Nr. 9665

Digitale Photogrammetrie in der dreidimensionalen Strömungsmeßtechnik

Dr. sc. techn. Hans-Gerd Maas

Zürich, 1992

Diss. ETH Nr. 9665

Digitale Photogrammetrie in der dreidimensionalen Strömungsmeßtechnik

Abhandlung zur Erlangung des Titels
Doktor der technischen Wissenschaften
der **Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich**

vorgelegt von
Hans-Gerd Maas
Dipl.-Ing. Universität Bonn
geboren am 7. 8. 1959
in Kleve (Bundesrepublik Deutschland)

Angenommen auf Antrag von:
Prof. Dr. A. Grün, Referent
Prof. Dr. T. Dracos, Korreferent

Zürich, 1992

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 1.1 Ziel der Arbeit | 1 |
| 1.2 Bedeutung der Arbeit | 1 |
| 1.3 Methoden zur Messung von Geschwindigkeitsfeldern | 2 |
| 1.3.1 Hitzdraht- oder Heißfilmanemometrie | 2 |
| 1.3.2 Laser Doppler Anemometrie | 3 |
| 1.3.3 Particle Imaging Velocimetry / Laser Speckle Velocimetry | 5 |
| 1.3.4 Methoden mit kontinuierlicher Visualisierung | 6 |
| 1.3.5 Particle Tracking Velocimetry | 7 |
| 1.3.6 Vergleich der Methoden | 7 |
| 1.4 Kurzer Abriß eines dreidimensionalen photogrammetrischen Particle Tracking Velocimeters | 8 |
| 2. Hardware | 11 |
| 2.1 Einzelkomponenten | 11 |
| 2.1.1 Versuchskanal | 11 |
| 2.1.2 Markierung der Strömung | 12 |
| 2.1.3 Beleuchtung | 15 |
| 2.1.4 Kameras | 19 |
| 2.1.5 Objektive | 21 |
| 2.1.6 Bewegungssystem | 22 |
| 2.1.7 Bilddatenspeicherung | 22 |
| 2.1.8 Digitalisierung von analog gespeicherten Sequenzen | 24 |
| 2.2 Gesamtsystem | 25 |
| 3. Mathematisches Modell der Punktbestimmung | 29 |
| 3.1 Kollinearitätsbedingung mit Zusatzparametern | 29 |
| 3.2 Mehrmediengeometrie | 30 |
| 3.2.1 Entwicklung eines Mehrmedienmoduls | 31 |
| 3.2.2 Direkte Lösung für den Vorwärtsschnitt | 35 |
| 3.2.3 Weitere Einflüsse der Mehrmedienproblematik | 37 |
| 3.2.4 Problematik bei Dichteströmungen | 39 |
| 3.3 Linearisierung der Beobachtungsgleichungen, Ausgleichung | 42 |
| 3.4 Statistische Analyse der Daten | 44 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 3.4.1 | Untersuchung der Qxx-Matrix des räumlichen Vorwärtsschnittes | 44 |
| 3.4.2 | Untersuchung der Qvv-Matrix | 45 |
| 4. | Kalibrierung des Systems | 49 |
| 4.1 | Kalibrierungsprozedur | 49 |
| 4.2 | Erzielbare Ergebnisse im praktischen Einsatz | 52 |
| 4.2.1 | Bestimmbarkeit des Brechungsindex | 55 |
| 4.2.2 | Vergleich von Kalibrierungsergebnissen in verschiedenen Medien | 56 |
| 4.3 | Einfluß der analogen Zwischenspeicherung der Bilddaten | 60 |
| 4.3.1 | Rauschen | 60 |
| 4.3.2 | Synchronisationseffekte | 60 |
| 4.3.2.1 | H-sync | 62 |
| 4.3.2.2 | V-sync | 63 |
| 4.3.3 | Einfluß auf die Resultate | 64 |
| 5. | Bildverarbeitung und Bildanalyse | 67 |
| 5.1 | Bildverbesserung | 68 |
| 5.2 | Bildsegmentierung | 72 |
| 5.2.1 | Konnektivitätsanalyse | 72 |
| 5.2.2 | Nicht-sequentielle Implementation | 73 |
| 5.3 | Überdeckungen | 74 |
| 5.3.1 | Wahrscheinlichkeit von Überdeckungen | 75 |
| 5.3.2 | Differential-Operatoren | 77 |
| 5.3.3 | Methoden der Bildinterpretation zur Detektion von Überlappungen | 80 |
| 5.3.3.1 | Fourier-Deskriptoren | 81 |
| 5.3.3.2 | Momente | 84 |
| 5.3.3.3 | Hough Transformation | 86 |
| 5.3.3.4 | Morphologische Operatoren | 86 |
| 5.3.3.5 | Voronoi-Diagramme | 86 |
| 5.4 | Genauigkeit der Bildkoordinatenbestimmung | 91 |
| 6. | Zuordnung im Bildpaar bzw. Bildtripel | 93 |
| 6.1 | Berechnung von Kernlinien in der Mehrmediengeometrie | 93 |
| 6.2 | Kandidatensuche im Kernlinienfenster | 96 |
| 6.2.1 | Wahrscheinlichkeit von Mehrdeutigkeiten | 97 |
| 6.2.2 | Auflösbarkeit von Mehrdeutigkeiten beim Zweikameramodell | 98 |
| 6.3 | Zuordnung unter Verwendung einer dritten Kamera | 101 |

| | |
|--|------------|
| 6.3.1 Kernlinienschnittverfahren | 101 |
| 6.3.2 Kollineare Anordnung von drei Kameras | 104 |
| 6.4 Wahrscheinlichkeit von Mehrdeutigkeiten mit drei Kameras | 107 |
| 6.4.1 Verbleibende Mehrdeutigkeiten beim Kernlinienschnitt | 107 |
| 6.4.2 Verbleibende Mehrdeutigkeiten beim kollineareren Kameraanordnung | 110 |
| 6.5 Weitere Reduktion der Mehrdeutigkeiten | 112 |
| 6.6 Vergleich der Verfahren | 113 |
| 6.7 Verallgemeinerung des Kernlinienschnittverfahrens | 115 |
| 7. Tracking | 117 |
| 7.1 Diskrete Implementierung | 117 |
| 7.2 Lang- und Mehrpulstechniken | 120 |
| 8. Resultate | 123 |
| 8.1 Anzahl bestimmbarer Partikel und erzielte Genauigkeit | 123 |
| 8.2 Vergleich der erzielten Ergebnisse mit der Literatur | 125 |
| 9. Fazit und Ausblick | 131 |
| Literaturverzeichnis | 133 |

1. Einleitung

Dreidimensionale Particle Tracking Velocimetry (3D-PTV) ist eines der vielseitigsten Instrumente in der Strömungsmeßtechnik zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in Strömungen. Das Verfahren beruht auf einer diskreten Visualisierung von Strömungen durch Zugabe einer möglichst großen Anzahl kleiner, reflektierender, auftriebsneutraler Partikel und der Auswertung von stereoskopischen Bildsequenzen dieser Partikel. Mit elektronischen Bildaufnehmern und Methoden der digitalen Bildverarbeitung und der digitalen Photogrammetrie können heute vollautomatische 3D-PTV Systeme entwickelt werden, die vielfältige Untersuchungen von Strömungserscheinungen erlauben.

1.1 Ziel der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist, die aktuellen Probleme der dreidimensionalen Particle Tracking Velocimetry aus photogrammetrischer Sicht zu analysieren, Lösungen vorzuschlagen, ein leistungsfähiges, hochauflösendes 3D-PTV System zu entwickeln und auf seine Praktikabilität zu testen. Es werden Algorithmen entwickelt zur vollautomatischen Bestimmung von dreidimensionalen Partikelkoordinaten aus Videobildaten, wobei eine strenge geometrische Modellierung der Problemstellung und eine Analyse der Daten im Sinne der geodätischen Statistik von großer Bedeutung sind. Besonderes Gewicht soll auf eine Maximierung der Anzahl zuverlässig bestimmbarer Partikel gelegt werden, was eine vorsichtige Behandlung von Mehrdeutigkeiten und spezielle Aufnahmekonfigurationen erfordert.

Da sich die Arbeit mit der Entwicklung und Analyse eines photogrammetrischen Werkzeugs für die Particle Tracking Velocimetry beschäftigt, sollen Anwendungen und Resultate nur den Charakter von Beispielen haben. Praktische Erfahrungen, welche der Autor im Rahmen der vom Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung geförderten Forschungsprojekte "Photogrammetrische Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in turbulenten Strömungen" (NF 20-5316.87) sowie "Messung turbulenter Geschwindigkeitsfelder durch digitalphotogrammetrische Bildanalyse neutral schwebender Partikel" (NF 20-26441.89) des Instituts für Hydromechanik und Wasserwirtschaft und des Instituts für Geodäsie und Photogrammetrie der ETH Zürich sammeln konnte, werden vor allem in die Kapitel 'Hardware' und 'Resultate' eingehen.

1.2 Bedeutung der Arbeit

Die qualitative und quantitative Untersuchung von Strömungsvorgängen ist für viele Bereiche von Wissenschaft und Technik von großer Bedeutung. Vor allem die simultane quantitative Erfassung von dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldern ist eine wichtige Grundlage für das Verständnis vieler strömungstechnischer Erscheinungen, wie zum

Beispiel der Entstehung und Entwicklung von Turbulenzen oder Misch- und Sedimentationsvorgängen. Die Umgebungbedingungen können dabei sehr verschieden sein, Anwendungen der Strömungsmeßtechnik gibt es in verschiedensten Bereichen: In offenen Gerineströmungen, Strömungen in geschlossenen Rohren, bei Luftströmungen von der Raumklimatisierung über Windkanäle bis hin zum Überschallbereich, bei Feuerungen und in Verbrennungsmotoren, im medizinischen Bereich, in chemischen Reaktionen und in der Kernphysik, um nur einige Beispiele aus einer Reihe von Anwendungsgebieten zu nennen, die sich beliebig erweitern ließe.

Für die quantitative Erfassung dieser Strömungen sind leistungsfähige, der Problemstellung angepaßte Meßtechniken notwendig, welche in der Regel, um die Vorgänge selbst nicht zu beeinflussen, möglichst berührungslose Methoden sein sollten. Da bei instationären turbulenten Strömungen momentane Geschwindigkeitsbilder nur wenig Ähnlichkeit mit mittleren Zuständen aufweisen, sind hier jedenfalls Methoden notwendig, welche Geschwindigkeitsvektoren an vielen Stellen simultan bestimmen können. Turbulente Strömungen stellen dabei große Anforderungen hinsichtlich der Anzahl der simultan bestimm- baren Geschwindigkeitsvektoren, da einerseits das Beobachtungsvolumen groß genug sein muß, um kohärente Strukturen komplett erfassen zu können, andererseits aber die räumliche Auflösung so hoch sein muß, daß auch kleine Skalen erfaßt werden können. Für simultane Messungen bieten sich vor allem auf abbildenden Sensoren basierende Methoden an; die dadurch anfallenden meist sehr großen Datenmengen lassen dabei nur Systeme realistisch erscheinen, welche eine weitestgehend automatische Auswertung ermöglichen.

Die Arbeiten an der Entwicklung neuer und der Verfeinerung bestehender Meßmethoden der Strömungsmechanik gehen seit einigen Jahren einher mit Simulationsrechnungen mathematisch modellierter Strömungen auf Großrechenanlagen, welche der experimentellen Verifikation bedürfen.

1.3 Methoden zur Messung von Geschwindigkeitsfeldern

In der Strömungsmechanik sind eine ganze Reihe von Methoden zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten bekannt, die sich in ihren physikalisch-technischen Grundlagen, ihrer Anwendbarkeit und im Informationsgehalt ihrer Meßresultate beträchtlich unterscheiden. Im folgenden sollen einige der gebräuchlichsten dieser Methoden kurz dargestellt werden.

1.3.1 Hitzdraht- oder Heißfilmanemometrie

Dieses Verfahren beruht auf der Abhängigkeit des Wärmetransportes eines aufgeheizten Drahtes von dem ihn umströmenden kühlenden Medium. Ein möglichst dünner Draht

wird durch einen Regelkreis auf konstanter Temperatur gehalten; durch Strömungen in dem den Draht umgebenden Medium wird der Draht abgekühlt, was durch den Regelkreis zu einem stärkeren Strom durch den Draht führt. Dieser Strom kann als anliegende Spannung gemessen und aufgezeichnet werden und ist ein Maß für die Fließgeschwindigkeit des Umgebungsmediums (Klages, 1977). In elektrisch leitenden Medien wird statt des Drahtes ein dünner Metallfilm auf einen Träger aufgewickelt und von einer isolierenden Quarzschicht umwickelt; man spricht dann von Heißfilmanemometrie.

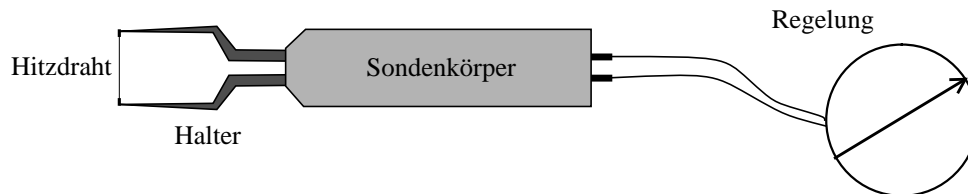


Abb. 1: Hitzdrahtsonde (Klages, 1977)

Um möglichst kurze Reaktionszeiten zu ermöglichen und um im Bereich der Meßstelle die Strömung möglichst geringfügig zu beeinflussen, wird angestrebt, die Drähte möglichst massearm zu halten; Durchmesser im Bereich weniger Mikrometer sind realisierbar. Ausgabe des Hitzdrahtanemometers ist eine analoge Spannung, welche digitalisiert werden kann; die zeitliche Auflösung der Messung (bis ca. 50 KHz) ist dabei weniger durch die Abtastrate des A/D-Wandlers begrenzt als durch die massebedingten Reaktionszeiten des Drahtes.

Die meisten Systeme erlauben eine parallele Erfassung mehrerer (z.B. 16) Sonden. Durch kreuzweise Anordnung mehrerer Drähte in der Sonde können auch zwei- oder dreidimensionale Hitzdrahtanemometer realisiert werden (z.B. Tsinober et al, 1991). Die Anpassung an die Bedingungen des Umgebungsmediums und die nicht-linearen Beziehungen zwischen den Spannungen an den Drähten und den Strömungsgeschwindigkeiten erfordern eine aufwendige Kalibrierung des Systems.

Hitzdrahtanemometer sind kommerziell in einer Vielzahl von Ausführungen verfügbar, sie gelten als ökonomisch und präzise (Genauigkeitsangabe: besser als 1 % der Strömungsgeschwindigkeit), die Methode kann jedoch nicht als berührungsloses Meßverfahren gelten und erlaubt nur beschränkt simultane Messungen von Fließgeschwindigkeiten an mehreren Orten.

1.3.2 Laser Doppler Anemometrie

Eines der am häufigsten angewandten Instrumente der Strömungsmeßtechnik ist die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), oft auch als Laser-Doppler-Velocimetry (LDV)

bezeichnet. Sie beruht auf Doppler-Effekten kleiner, im Wasser natürlich vorkommender Partikel in einem Interferenzmuster zweier gekreuzter Laserstrahlen.

Ein LDA besteht aus einem optischen Teil und einem elektronischen Signalprozessor. Im optischen System wird ein Laserstrahl geteilt und die beiden Einzelstrahlen werden an einer Stelle im zu untersuchenden Medium gekreuzt. Dabei entsteht durch Überlagerung in einem Volumen von typischerweise etwa $0.15 \cdot 0.15 \cdot 2 \text{ mm}^3$ ein Interferenzmuster heller und dunkler Streifen. Wird das Interferenzmuster von einem kleinen Partikel in der Strömung passiert, so wird dieses ein Streulichtsignal erzeugen, dessen Frequenz proportional ist zu seiner Geschwindigkeit und zum Abstand der Interferenzstreifen, welcher sich aus dem optischen Aufbau ergibt (z.B. Wiedemann, 1984). Dieses Lichtsignal wird über eine Photozelle detektiert und in einem Signalprozessor durch Korrelation oder Fouriertransformation analysiert. Die lineare Beziehung zwischen Frequenz und Partikelgeschwindigkeit vereinfacht dabei Auswertung und Kalibrierung.

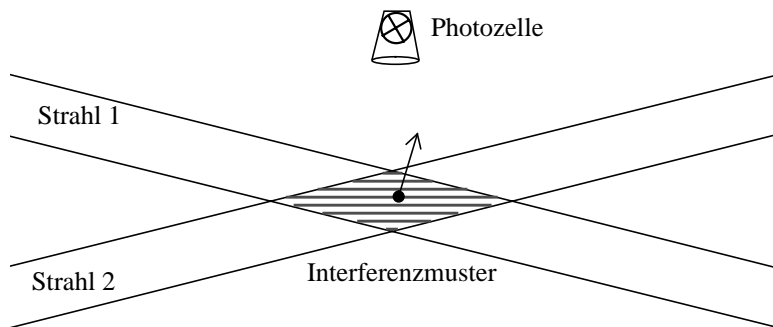


Abb. 2: Zweistrahl-Anordnung und Interferenzstreifen (Wiedemann, 1984)

Dreidimensionale Systeme können ebenfalls realisiert werden, beispielsweise durch Kreuzung von Laserstrahlen verschiedener Wellenlänge (z.B. der drei starken Linien 514, 488 und 476 nm eines Argon-Ionen Lasers) im Meßvolumen.

Die Genauigkeiten der LDA wird von Herstellern und Anwendern mit etwa 1 % der gemessenen Geschwindigkeit angegeben, die zeitliche Auflösung kann bis über 100 kHz gesteigert werden. Simultane Messungen sind nur sehr beschränkt (an 5 - 10 Punkten) und unter hohem technischen Aufwand möglich. Geschwindigkeits-profile können unter der Annahme stationärer Zustände durch Traversierung des Beobachtungsvolumens durch den Meßbereich realisiert werden. Komplette LDA Systeme sind von einer Reihe von Herstellern lieferbar, wobei sich die Anwendungsbereiche auf Strömungen in unterschiedlichsten Bereichen, z.B. auch auf Luftströmungen im Überschallbereich erstrecken.

1.3.3 Particle Imaging Velocimetry / Laser Speckle Velocimetry

Im Gegensatz zur Hitzdrahtanemometrie und LDA ist die Particle Imaging Velocimetry (PIV) eine echt simultane, optische Methode der Geschwindigkeitsmessung. Sie beruht auf der Korrelation von doppeltbelichteten Partikelkonfigurationen in einem Einzelbild (Adrian, 1986) und erlaubt eine zweidimensionale Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern auf einem regelmäßigen Raster hoher geometrischer Auflösung. Um diese hohe Auflösung zu erreichen, wird zur Aufnahme in der Regel großformatiger, sehr feinkörniger Film verwendet, auf den Partikel durch zweimaliges Blitzen einer Laserlichtebene doppelt abgebildet werden. Anschließend wird der Film in Teilflächen von etwa 1 mm^2 auf z.B. 512×512 Pixel digitalisiert. Die Partikeldichte wird so gewählt, daß in diesen Teilbildern je etwa zwischen 5 und 40 Partikel abgebildet sind, deren Verschiebung zwischen den beiden Lichtpulsen entweder mittels optischer Fouriertransformation und anschließender Digitalisierung und Auswertung der dabei entstehenden Youngs Fringes oder nach Digitalisierung des Partikelbildes durch rechnerische Fouriertransformation oder Kreuzkorrelation bestimmt wird (Abb. 3). Dabei wird Homogenität innerhalb der kleinen Probe vorausgesetzt, größere lokale Geschwindigkeitsgradienten erschweren die Messung.

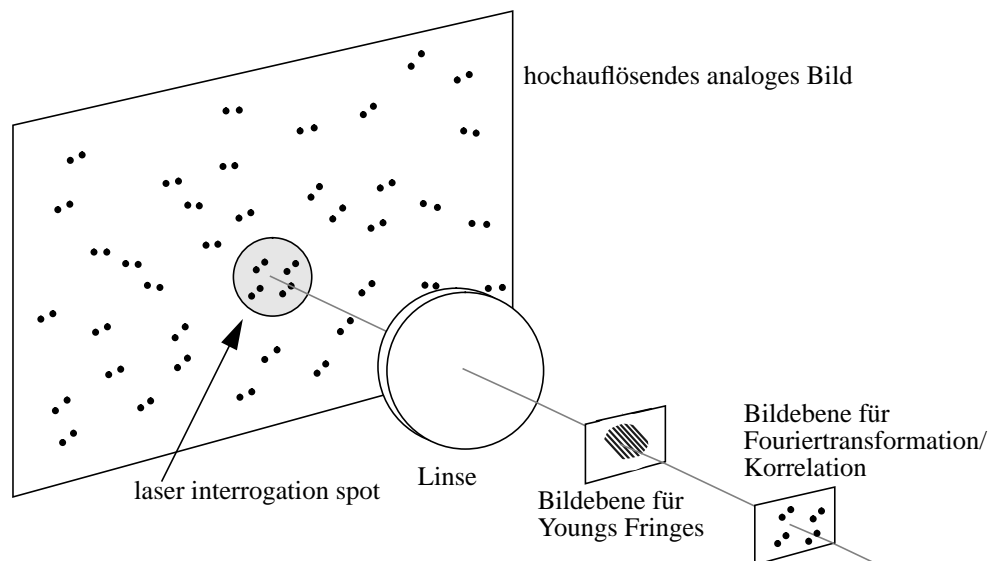


Abb. 3: Prinzipskizze Particle Imaging Velocimetry

Die Auswertezeiten sind sehr hoch: Bjorkquist (1990) berichtet von einer Applikation mit Aufnahmen auf eine Photoplatte von 5 mal 4 inch, die in ca. 12.000 Teilbilder zu je 1 mm^2 digitalisiert wird. Zur Analyse jedes dieser Teilbilder von 512×512 Pixel wird eine 2D-Fouriertransformation durchgeführt, die auf einem 10 MFLOPS Array-Prozessor etwa 4 Sekunden dauert; die Auswertezeit für das ganze Bildformat beträgt damit mehr als 12 Stunden. Die Genauigkeit ist hoch, Bjorkquist gibt bei 5 Partikeln je digitalisiertes Teilbild

0,5% Relativgenauigkeit an, bei 20 Partikeln 0,26%. Bei höheren Partikelkonzentrationen ist kein signifikanter Genauigkeitsgewinn mehr zu verzeichnen. Ein Nachteil der Methode ist ihre geringe Flexibilität: es können nur momentane Geschwindigkeitsfelder bestimmt werden, die Beobachtung von Trajektorien oder der kontinuierlichen Entwicklung von Strukturen über längere Zeiträume ist nicht möglich; außerdem kann die Methode zwar durch stereoskopische Anordnung die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Lichtebene bestimmen, kann jedoch prinzipbedingt nicht auf dreidimensionale Beobachtungsfelder angewandt werden, da bei der Auswertung über die der Fouriertransformation unterzogenen Bereiche integriert wird, was bei einer dickeren Lichtschicht und dreidimensional ausgeprägten Vorgängen zu Verfälschungen führen würde. Die Implementierung von on-line Systemen ist durch Verwendung hochauflösender CCD Kameras möglich ("digitale PIV"), allerdings mit erheblichem Auflösungsverlust verbunden.

Eine der PIV verwandte Technik ist die Laser Speckle Velocimetry (LSV). Sie beruht auf der statistischen Auswertung eines Speckle-Musters, welches auf einer sehr hohen Partikelkonzentration, die als Quasi-Oberfläche angesehen werden kann, durch Interferenzen von Wellen, die von verschiedenen Stellen der als rau anzusehenden Oberfläche reflektiert werden, entsteht. Bei einer Verschiebung dieser Quasi-Oberfläche zwischen zwei Belichtungen bewegt sich das Speckle-Muster (unter Vernachlässigung von Deformationen) entsprechend mit. Zur Analyse wird der Film in kleinen Einheiten mit einem aufgeweiteten Laserstrahl beleuchtet (Erf, 1980), was die bekannten Youngs Fringes produziert, deren Abstand umgekehrt proportional zur Bewegung des Speckle-Musters ist. Die Methode wird allerdings nicht oft angewandt, weil sich die für das Speckle-Muster notwendigen extrem hohen Partikelkonzentrationen praktisch nur schwer realisieren lassen (Adrian, 1986).

1.3.4 Methoden mit kontinuierlicher Visualisierung

Als weiteres Beispiel einer auf flächenhafter Korrelation beruhenden Methode, ebenfalls bisher nur zweidimensional angewandt, können die Experimente von Papantoniou, Bühler und Dracos (1990) angeführt werden, die die Durchmischung von Flüssigkeiten betrachten. Statt diskreter Partikel wird hier mit kontinuierlicher Visualisierung durch Fluoreszine, die durch eine Laserlichtschicht stimuliert werden, gearbeitet. Die Konzentrationen dieser Fluoreszine, gemessen über den Grauwert in einem digitalisierten Videobild, werden durch Template Matching (Grün, 1985; Grün/Baltsavias, 1988) auf einem regelmäßigen Raster durch eine Videosequenz verfolgt, so daß neben Verschiebungsvektoren auf einem Raster auch Informationen über Rotation und Scherung von Fluidelementen erhalten werden können.

1.3.5 Particle Tracking Velocimetry

Particle Tracking Velocimetry (PTV) ist im Prinzip das älteste der berührungslosen, simultanen Meßverfahren in der Strömungsmechanik. Allerdings ist die Gewinnung quantitativer Information hoher Dichte bei vernünftigem Aufwand erst seit etwa 20 Jahren möglich. Im Gegensatz zur PIV basiert die PTV auf der Koordinatenbestimmung und Verfolgung diskreter Partikel, was eine zuverlässige Identifikation, Mehrbildzuordnung, Koordinatenbestimmung und zeitliche Zuordnung einzelner Partikel voraussetzt. Dabei treten bei hoher Partikeldichte zunehmend Mehrdeutigkeiten auf, deren eindeutige Lösung nicht immer möglich ist, so daß generell die geometrische Auflösung bei der PTV geringer sein wird als bei der PIV (Adrian, 1986). Andererseits kann die PTV jedoch als ein recht flexibles Instrument gelten, welches z.B. auch die simultane Bestimmung von längeren Trajektorien ermöglicht und vor allem durch stereoskopische Aufnahmen alle drei Komponenten eines Geschwindigkeitsfeldes in einem dreidimensionalen Beobachtungsvolumen liefern kann. Einschränkungen ergeben sich dagegen derzeit noch hinsichtlich des Spektrums der möglichen Applikationen, da für schnelle Strömungen, vor allem auch für Anwendungen in Luft, die Datenraten heutiger Systeme eher zu niedrig sind.

1.3.6 Vergleich der Methoden

Die folgende Tabelle stellt die Charakteristiken der vorgestellten Methoden unter dem Gesichtspunkt der Anwendbarkeit und der Aussagekraft der Resultate noch einmal in einer Übersicht zusammen:

Tabelle 1: Übersicht einiger Methoden der Strömungsmeßtechnik

| | Hitzdraht | LDA | PIV | PTV |
|------------------------------------|-----------|-----------|-------------|--------------|
| räumliche Auflösung | gering | gering | sehr hoch | hoch |
| zeitliche Auflösung | hoch | sehr hoch | sehr gering | gering |
| Geschwindigkeitsbereich | groß | sehr groß | sehr groß | klein |
| Dimensionen Beobachtungsvolumen | - | - | 2 | 2-3 |
| Komponenten Geschwindigkeitsvektor | 1-3 | 1-3 | 2-3 | 2-3 |
| Resultat | Vektoren | Vektoren | Vektoren | Trajektorien |

Während Hitzdrahtanemometrie, LDA und PIV entwicklungstechnisch schon als recht weit fortgeschritten gelten können, kommerzielle Systeme angeboten werden, und - mit Ausnahme vielleicht der extremen Rechenzeiten bei der PIV - nur wenige Probleme offenbleiben, bietet die 3D-PTV einem Photogrammeter noch ein weites Betätigungsfeld.

Kommerzielle Systeme sind noch nicht auf dem Markt, und die bis dato in der Literatur berichteten Implementierungen können noch nicht als ausgereift und praxisfähig bezeichnet werden; manche verlangen noch manuelle Auswertung oder Interaktion, viele sind nur zweidimensional, die meisten lassen eine genaue geometrische Modellierung und eine Analyse der Resultate vermissen; die Anzahl der bestimmten Geschwindigkeitsvektoren bzw. Trajektorien ist - insbesondere bei den dreidimensionalen Implementationen - oft sehr klein, und die Genauigkeit der drei Vektorkomponenten ist meist sehr inhomogen. Ein ausführlicherer Literaturüberblick, welcher diese Defizite aufzeigt, wird zwecks besserer Vergleichbarkeit mit den im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Methoden und Ergebnissen im Kapitel 'Resultate' gegeben.

1.4 Kurzer Abriß eines dreidimensionalen photogrammetrischen Particle Tracking Velocimeters

Zur Erleichterung des Verständnisses der folgenden Kapitel soll hier zuerst ganz kurz beschrieben werden, aus welchen Hard- und Softwarekomponenten ein automatisches dreidimensionales Particle Tracking Velocimetry System (3D-PTV) besteht und was es leisten soll.

Vorgänge in zu untersuchenden Strömungen werden durch geeignete, möglichst kleine Partikel und geeignete Beleuchtung visualisiert und Bildsequenzen dieser Vorgänge durch mindestens zwei miteinander synchronisierte Kameras mit elektronischen Bildaufnehmern aufgenommen. Diese Bildsequenzdaten werden digitalisiert und anschließend - in aller Regel nicht in Echtzeit - automatisch ausgewertet. Die Auswertung wird üblicherweise mit einer Bildvorverarbeitung im Sinne einer Bildverbesserung beginnen, gefolgt von einer Bildsegmentierung zur Erkennung abgebildeter Partikel und Extraktion ihrer Bildkoordinaten. Zur Bestimmung dreidimensionaler Partikelkoordinaten im Objektraum müssen sodann Korrespondenzen hergestellt werden zwischen Partikelabbildungen korrespondierender Bilder synchroner Sequenzen, um anschließend durch räumlichen Vorwärtsschnitt Koordinaten und Zuverlässigkeitsmaße abzuleiten. Aus diesen Sätzen von 3D-Koordinaten lassen sich sodann durch einen weiteren Zuordnungsprozess Geschwindigkeitsvektoren und durch Verfolgung über mehrere Zeitschritte auch längere Trajektorien individueller Partikel gewinnen, welche gegebenenfalls noch auf ein regelmäßiges Raster interpoliert werden können. Da sich die Partikel in vielen Anwendungen in einem anderen optischen Medium befinden werden als die Kameras, ist zudem eine strenge geometrische Modellierung dieses Mehrmedienfalles notwendig, außerdem verlangt die Verwendung von standardisierten Hardwarekomponenten aus dem Videobereich eine umfassende Kalibrierung des Systems.

Die Aufgabe eines PTV-Systems ist also die Bestimmung von Geschwindigkeitsvektoren und Trajektorien individueller Partikel oder von Geschwindigkeitsfeldern in Strömungen

mit möglichst hoher räumlicher Auflösung und Genauigkeit. Das Schema der Abb. 4 zeigt den Datenfluß der Auswertung von 3D-PTV Daten, an dem sich die folgenden Kapitel orientieren werden.

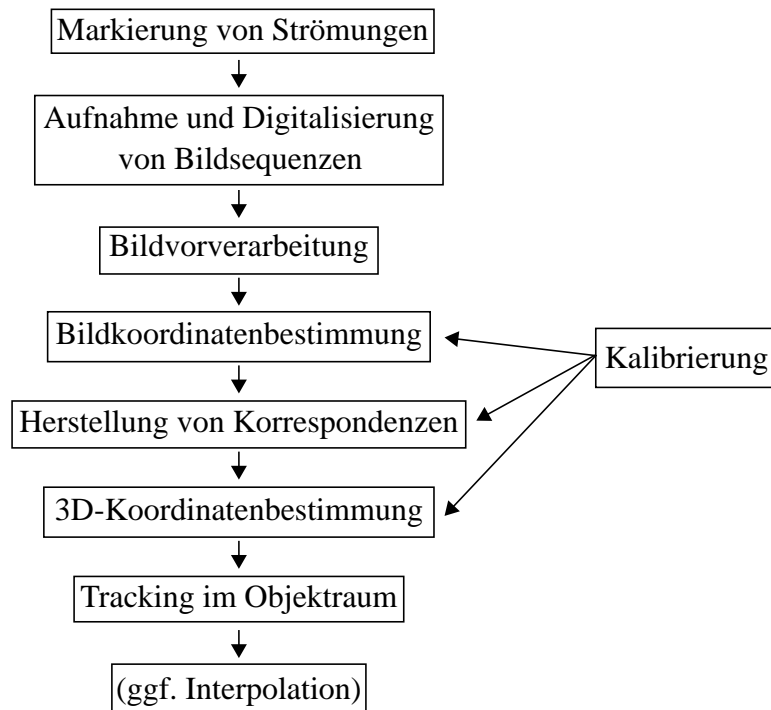


Abb. 4: Flußdiagramm eines PTV-Systems

Die beiden Punkte Tracking und Interpolation werden dabei als ein nicht in erster Linie photogrammetrisches Problem angesehen und im Rahmen dieser Arbeit nur kurz behandelt.

2. Hardware

In diesem Kapitel soll zuerst einmal die Hardware-Konfiguration für ein dreidimensionales, digital-photogrammetrisches Particle-Tracking-Velocimetry-System beschrieben werden. Praktische Erfahrungen des Autors im Rahmen der o.g. Forschungsprojekte gehen hier ebenso ein wie weitere Evaluierungen, welche vor allem aus Kostengründen nicht implementiert werden konnten, sowie in der Literatur berichtete Implementationen. Eine realistische Implementation wird dabei aus Kostengründen immer mehr oder weniger stark von einer idealen Konfiguration abweichen.

2.1 Einzelkomponenten

Generell kann die Hardware für einen Particle Tracking Velocimeter aufgeteilt werden in die einzelnen Gruppen Strömungsmarkierer, Beleuchtung, Abbildungssystem, Bilddatenspeicherung und -digitalisierung sowie Datenverarbeitung, wobei Abbildungs- und Beleuchtungssystem eventuell beweglich auf einem Wagen montiert sein können. Im folgenden sollen die Einzelkomponenten detaillierter beschrieben und, sofern praktische Erfahrungen damit vorliegen, auch bewertet werden.

2.1.1 Versuchskanal

Die zu bestimmenden Strömungen wurden meist in der großen Rinne des Instituts für Hydromechanik und Wasserwirtschaft der ETH Zürich, zum Teil auch in einem Aquarium generiert. Diese Rinne ist 24 m lang bei einem Querschnitt von $60 \times 40 \text{ cm}^2$; sie kann in Fließrichtung geneigt werden und ist mit Gleisstangen ausgerüstet, auf denen ein Wagen mit Aufnahmesystemen bewegt werden kann. Zur Simulation verschiedener Bedingungen kann der Boden mit Rauheitsplatten versehen werden, oder es können Hindernisse in die Strömung plaziert werden. Die Seitenwände und eine 1,80 m lange Testsektion des Bodens sind aus 19 mm dickem Glas, um Strömungsbeobachtungen von der Seite oder von unten zu gestatten. Eine Beobachtung durch die freie Oberfläche verbietet sich generell wegen der Welleneffekte, welche zu großen, nicht modellierbaren Fehlern führen müssen.

Flexibler in der Handhabung und vom photogrammetrischen Aspekt her genauso interessant sind Strömungen in einem Aquarium, die durch eine Düse oder auch einfach durch Röhrelemente generiert werden können. Da jedoch für die Anwendung der Methode eine Versuchsrinne wesentlich interessanter ist, andererseits aber einige zusätzliche Anforderungen an die Hardwarekonfiguration stellt, soll hier im wesentlichen diese Implementation beschrieben werden.

2.1.2 Markierung der Strömung

Um die generierten Strömungen zu visualisieren, müssen sie auf geeignete Art markiert werden. Dies verlangt grundsätzlich die Zugabe von Stoffen ins Wasser, wobei unterschieden werden muß zwischen Stoffen, die eine kontinuierliche und solchen, die eine diskrete Visualisierung bewirken. Kontinuierliche Visualisierung kann durch Zugabe von phosphoreszierenden oder fluoreszierenden Flüssigkeiten erreicht werden (Papantoniou/Bühler/Dracos, 1990), erlaubt simultan jedoch nur eine zweidimensionale Auswertung in einer dünnen Schicht. Diskrete Visualisierung dagegen erlaubt dreidimensionale Bestimmungen und kann durch Zugabe von Partikeln erfolgen.

Diese Partikel sollen prinzipiell die Strömung markieren, ohne sie zu beeinflussen. Dazu müssen sie möglichst klein sein und ihre Dichte sollte etwa der des Wassers entsprechen (also $\rho \approx 1,0$). Da aus aufnahmetechnischer Sicht aber andererseits eine genügend große Lichtausbeute gefragt ist, sind bei der Wahl der Partikeldurchmesser Kompromisse unvermeidbar. Abweichungen der physikalischen Dichte der Partikel von der Dichte des Umgebungsmediums führen zu einem Absinken oder Aufschwimmen der Partikel - ein Effekt, der, solange er klein bleibt, als linearer Trend aus den Resultaten herausgefiltert werden kann. Außerdem beeinträchtigen sowohl Dichteabweichungen des Partikels als auch der Partikeldurchmesser das Folgeverhalten, indem große, schwere Partikel träger auf Beschleunigungen reagieren als kleine Partikel und somit sich glättend auf das über sie bestimmte Geschwindigkeitsfeld auswirken. Adrian (1991) gibt für die Differenz zwischen Partikelgeschwindigkeit und Strömungsgeschwindigkeit an:

$$|v - u| = \frac{\rho_P \cdot d_P^2 \cdot |v|}{36 \cdot \rho \cdot \nu} \quad (\text{Eq 2.1})$$

mit v = Partikelgeschwindigkeit
 u = Strömungsgeschwindigkeit
 d_P = Partikeldurchmesser
 ρ_P = Dichte Partikel
 ρ = Dichte Umgebungsmedium
 ν = kinematische Viskosität

In der Praxis werden Partikeldurchmesser zwischen wenigen μm und ca. 500 μm verwendet. Die obere Grenze ist durch das Folgeverhalten der Partikel gegeben, die untere Grenze ergibt sich aus der erzielbaren Lichtausbeute und aus optischen Gesetzen: bei Partikeldurchmessern in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes erhält man statt der Reflexion die Mie'sche Streuung (Wiedemann, 1984; Born, 1933), die durch eine stark variierende Intensität für verschiedene Betrachtungsrichtungen des Partikels mit einem Maximum in Ausbreitungsrichtung des Lichtes, einem Minimum entgegengesetzt dazu

und mehreren lokalen Maxima und Minima dazwischen gekennzeichnet ist.

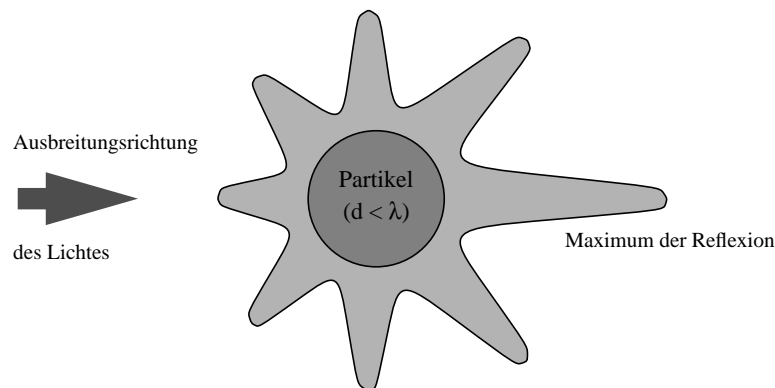


Abb. 5: Mie'sche Streuung bei kleinen Partikeln (nach Born, 1933)

Dieser Effekt gilt streng nur bei sehr kleinen Partikeln mit Durchmessern in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes oder kleiner, tritt jedoch auch bei größeren Partikeln noch in abgeschwächter Form auf (Born, 1933). Selbst bei 50 μm großen Partikeln kann man schon visuell eine bei Änderung der Betrachtungsrichtung variierende Intensität der Reflexion wahrnehmen, wobei das Maximum bei einem Winkel von ca. 110 Grad gegen die Ebene der Ausbreitungsrichtung des Lichtes beobachtet werden kann.

Weitere Anforderungen an die Partikel sind die Rundheit, um zu gewährleisten, daß auch nach Rotation des Partikels in Turbulenzen noch derselbe Punkt bestimmt wird, und die Eigenschaften der Oberfläche. Bei der Oberfläche muß man unterscheiden zwischen Partikeln, welche lediglich reflektieren und solchen, die zusätzlich auch fluoreszieren. Fluoreszierende Partikel werden durch Licht einer bestimmten Wellenlänge λ_1 angeregt und emittieren Licht in einer anderen Wellenlänge λ_2 (i.d.R. $\lambda_2 > \lambda_1$). Die Idee dabei ist, Kameras mit optischen Filtern zu verwenden, deren Filterkante zwischen den beiden charakteristischen Wellenlängen λ_1 , λ_2 der Partikel liegt. Bei Verwendung einer monochromatischen Lichtquelle können dann alle unerwünschten Reflexionseffekte und durch Aerosol im Wasser verursachtes Hintergrundrauschen herausgefiltert werden, da nur das von den Partikeln emittierte Licht den Filter durchdringt. Geeignete Filter dazu sind Kodak Wratten Gelatinefilter, die in vielen Varianten angeboten werden.

Eine Auswahl in Frage kommender Partikel wird im folgenden gegeben:

- Pliolite (Goodyear Chemical): ein gemahlenes, gips-verwandtes Material, das mit einem großen Spektrum an Durchmessern geliefert wird und i.d.R. gesiebt werden muß; die Reflexionseigenschaften der Oberfläche sind gut (Pliolite wird bei der Herstellung von Farben als Weißmacher verwendet), die Rundheit der Partikel nicht immer. Die Dichte beträgt 1.024 g/cm^3 und bewirkt damit ein langsames Absinken; Agüi/Jiminez (1987) schätzen die Differenz des durch ein 100 μm großen Pliolite-Partikels gegebene-

nen Geschwindigkeitsvektors zur tatsächlichen Strömungsgeschwindigkeit zu 0,6 % ab; nach Adrian ergibt sich die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Partikel und Wasser zu $|v - u| = 0.17 \cdot |v|$, was je nach Strömungsverhältnissen Differenzen in der Größenordnung von wenigen Prozent ergibt. Da Pliolite preiswert ist und problemlos in der Handhabung, wird es häufig verwendet.

- Polystyrene (z.B. BASF): in vielen Größen erhältliche Partikel; die eigentlich über 1.0 liegende Dichte des Materials muß durch Lufteinschlüsse in einer Kochprozedur angepaßt werden. Die Reflexionseigenschaften sind durchschnittlich, die Rundheit ist gut.
- Nylon 12: verwendet z.B. von Nishino et al. (1989); Durchmesser ca. 280 μm , Rundheit und Reflexionseigenschaften sind befriedigend.
- Fluoresbrite (Polysciences Inc.): diese Latex-Partikel werden mit Durchmessern von 0.05 bis 90 μm angeboten und weisen eine fluoreszierende Oberfläche auf. Fluoreszierende Materialien absorbieren Licht einer bestimmten Wellenlänge und emittieren Licht mit einer anderen, meist höheren Wellenlänge, wobei im Gegensatz zu phosphoreszierenden Stoffen die Emission praktisch nur während der Anregung stattfindet (Abklingzeit der Intensität der Emission auf $1/e$ unter 10^{-8} Sekunden). Der Hersteller spezifiziert eine enge Toleranz der gelieferten Durchmesser und garantiert gute Rundheit. Sehr nachteilig sind allerdings die charakteristischen Wellenlängen der Partikel: die Partikel werden bei einer Wellenlänge λ_1 angeregt und emittieren bei einer Wellenlänge λ_2 (z.B. Fluoresbrite YG 458/540 nm). Die grüne Linie eines Argon-Ionen-Lasers liegt jedoch bei 488 nm, so daß wegen der engbandigen Anregungsvorgänge (Meyer, 1982) die Intensität der Fluoreszenz gering bleibt. Versuche mit 45 μm großen Partikeln und Kodak Wratten Filter Nr. 12 (87 % Transmission bei 540 nm) ergaben nur eine geringe Anzahl sichtbarer Partikel, während ohne Filter die Anzahl der sichtbaren Partikel etwa gleich gut war wie bei gleich großen Pliolite-Partikeln. Das bedeutet, daß die Latex-Partikel in diesem Experiment deutlich stärker reflektierten als emittierten. Da Partikel, welche bei 488 nm angeregt werden, nicht angeboten werden und Laser üblicherweise keine starke Linie bei 458 nm aufweisen, bringt die Verwendung dieser Partikel hier keinen Vorteil. Ihr extrem hoher Preis schließt Experimente mit mehreren Kanalfüllungen ohnehin aus.
- Luftbläschen bzw. Gasbläschen (Delitzsch, 1976): versammeln sich aufgrund ihrer geringen physikalischen Dichte in Regionen niedrigen Drucks, was z.B. ausgenutzt wurde, in Wirbeln hinter Tragflügeln höhere Konzentrationen von Strömungsmarkierern zu erzielen; Auftriebsverhalten, Deformierbarkeit sowie die optischen Eigenschaften von Bläschen (sie sind aufgrund der Brechung nur aus bestimmten Richtungen sichtbar und damit für 3D-Messungen kaum brauchbar) sind jedoch nachteilig.
- Glaskugeln: z.B. bei Polysciences in Durchmessern vom 3 - 750 μm verfügbar und aufgrund ihrer hohen Dichte von 2.48 als Markierer in Sedimentationsvorgängen gut geeignet. Die Rundheit ist sehr gut, die Reflexionseigenschaften weniger.

Bei allen im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Daten wurde Pliolite als Strömungsmarkierer verwendet.

2.1.3 Beleuchtung

Eine entscheidende Komponente zur Erzielung einer guten Bildqualität im Experiment ist das Beleuchtungssystem. Die Partikel in der Testsektion sollen durch eine dreidimensionale Lichtschicht hoher und gleichmäßiger Intensität sichtbar gemacht werden. Außerdem muß die Beleuchtung, um Bewegungseffekte zu vermeiden, gepulst werden können, wobei die Pulse mit dem Aufnahmesystem in Frequenz und Phase synchronisierbar sein müssen. Weiterhin muß die Wellenlänge der Lichtquelle mit der spektralen Empfindlichkeit der Kameras übereinstimmen, deren Maximum bei den meisten Sensoren im roten bis infraroten Bereich liegt, sowie bei Verwendung von fluoreszierenden Partikeln auch noch mit deren Kennwerten.

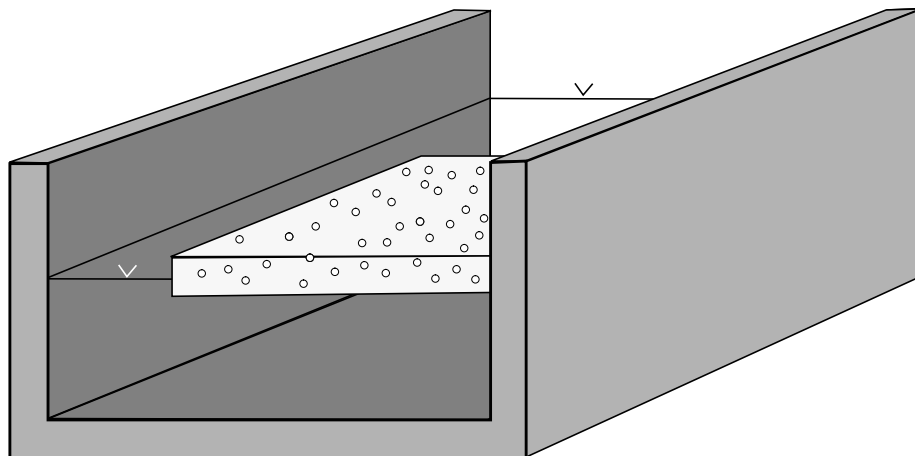


Abb. 6: Dreidimensionale Lichtschicht zur Visualisierung von Partikeln im Versuchskanal

Grundsätzlich bieten sich hier zur Generierung der Lichtschichten Laser, Stroboskoplampen oder - eingeschränkt - Lichtquellen mit kontinuierlicher Lichtabgabe, jeweils mit entsprechender Optik, an.

- Laser bieten den Vorteil einer monochromatischen Lichtquelle, und ihr Strahl kann ohne große Leistungsverluste zu einer dreidimensionalen Lichtschicht aufgeweitet werden. Allerdings ist, um genug Lichtenergie beispielsweise für ein typisches Testvolumen von 200 cm^3 zu erzielen, schon ein 5 Watt Argon-Ionen-Laser nötig, was sehr hohe Kosten verursacht und aufgrund der umfangreichen Installation Einschränkungen hinsichtlich der Flexibilität und Mobilität mit sich bringt. Vorteilhaft sind Laser mit gepulster Lichtabgabe, ansonsten muß der Strahl mechanisch oder durch akusto-optische Modulation mit entsprechendem Lichtverlust gepulst werden.

- Stroboskoplampen (z.B. Radford, 1988) sind zum einen flexibler als Laser und geben außerdem ihr Licht bereits in Form von wenige Microsekunden langen Pulsen ab. Die Bündelung des Lichts zu einer Lichtschicht (im Gegensatz zur Aufweitung beim Laser) erfolgt entweder über Zylinderlinse und Blende oder durch Glasfaseroptik und Zylinderlinse (Abb. 9); beide Methoden sind mit erheblichen Lichtenergieverlusten von 70 % bis weit über 90 % verbunden.
- Kontinuierliche Lichtquellen wie z.B. Quecksilberdampflampen bieten größere Lichtstärken und gleichmäßigere Lichtverteilungen als Stroboskope, sind jedoch, wenn die Kameras nicht mit kurzen Belichtungszeiten (Shutter) und entsprechendem Lichtverlust betrieben werden sollen, nur bei relativ langsamen Bewegungen anwendbar.

Im folgenden werden die bei Experimenten an der Versuchsrinne benutzte Laserbeleuchtung und alternativ ein System mit Stroboskop und Glasfaseroptik kurz beschrieben.

Der an der großen Rinne des Instituts für Hydromechanik und Wasserwirtschaft fest installierte Argon-Ionen-Laser bietet sich mit einer regelbaren Ausgangsleistung von nominell 5 Watt (Lichtleistung kontinuierlich) und einem Spektrum (514 und 488 nm), welches einigermaßen zu der Empfindlichkeit üblicher CCD-Kameras (deren spektrales Empfindlichkeitsmaximum mit Infrarotfilter bei etwa 600 nm liegt) paßt, als Lichtquelle an. Der Laser kann durch einen akusto-optischen Modulator (Bragg-Zelle) gepulst werden, der einen vom Videosignal der Kameras gelieferten TTL-Puls akzeptiert und so den Beleuchtungszeitpunkt auf das Videosignal abstimmen kann; über eine Zusatzschaltung kann auch die Beleuchtungsdauer gesteuert werden.

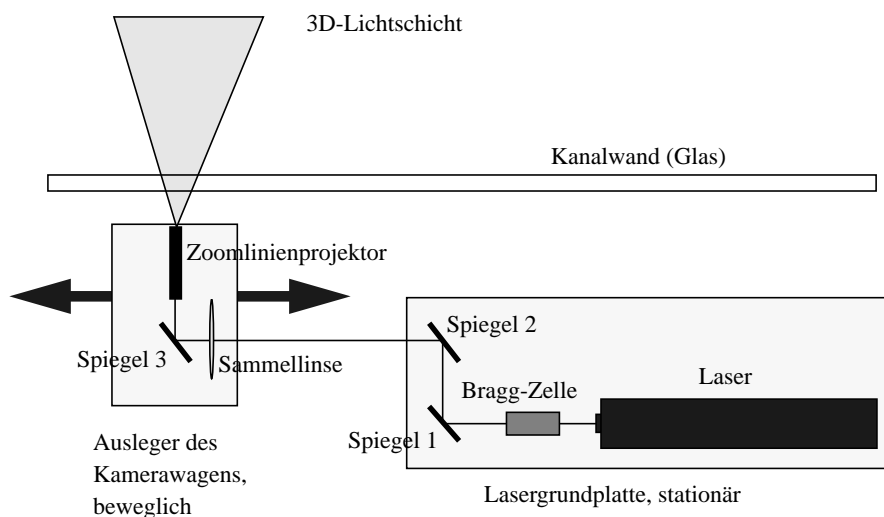
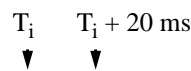


Abb. 7: Optisches System zur Generierung der Laserlichtschicht

Die Lichtschicht wird durch einen Zoomlinienprojektor (Newport Optics) erzeugt, an dem durch eine Zylinderlinse und Blende die Weite sowie durch Defokussierung auch die Dicke der Lichtschicht bis maximal etwa 20 mm reguliert werden kann. Diese Optik wird, da

die Lichtschicht parallel mit den Kameras bewegt werden soll, auf einen Ausleger des Kamerawagens montiert. Damit der Strahl des fest installierten Lasers die Eintrittspupille dieser Optik bei bewegtem Wagen genau trifft, ist ein System aus drei oder mehr Spiegeln nötig, welches sehr hohen Justieraufwand erfordert.

Bei der Modulation des Lasers durch die Bragg-Zelle muß berücksichtigt werden, ob es sich bei den verwendeten CCD-Kameras um frame-transfer Kameras oder um interline-transfer Kameras handelt (Dähler, 1986). Bei frame-transfer Kameras werden die beiden Halbbilder des Videosignals grundsätzlich zu verschiedenen, sich nicht überschneidenden Zeiten integriert, so daß sich bewegende Partikel wie in Abb. 8 gezeigt mit einem Sägezahnmuster abgebildet werden.



Feld 1 Feld 2

Abb. 8: Sägezahnmuster eines bewegten Partikels

Die gleichzeitig auftretende Bewegungsunschärfe könnte eventuell toleriert werden, da die Krümmung der Partikeltrajektorien in 1/25 Sekunde nicht sehr groß ist und somit die Schwerpunktbestimmung nicht sehr stark beeinflussen dürfte.

Diese Effekte können entweder durch kurze Beleuchtungszeiten oder durch getrennte Verarbeitung der beiden Videohalbbilder verhindert werden. Die getrennte Auswertung der Videohalbbilder empfiehlt sich nicht, da sie zu inhomogener Genauigkeit in den beiden Bildkoordinaten führt; bei den hier verwendeten, relativ kleinen Partikeln käme noch hinzu, daß viele Partikel, die im Vollbild nur 2 x 2 Pixel bedecken, im Videohalbbild dann auf 2 x 1 Pixel abgebildet würden, womit eine Bildkoordinatenbestimmung mit Subpixelgenauigkeit in vertikaler Koordinatenrichtung unmöglich würde. Daher können die Bewegungseffekte nur durch eine gepulste Beleuchtung vermieden werden. Da dabei beide Videofelder mit gleicher Intensität belichtet werden sollen, muß der Zeitpunkt der Beleuchtung auf den Zeitpunkt zwischen den beiden Videofeldern zentriert werden, so daß am Ende des ersten und am Anfang des zweiten Feldes belichtet wird. Die Länge des Pulses sollte möglichst kurz sein, um Scharfabbildung auch schnell bewegter Partikel zu gewährleisten, wird aber letztlich durch die Empfindlichkeit der Kameras bestimmt, die bei der gegebenen Laserleistung auch bei relativ weit offener Blende eine Belichtungszeit von ca. 1/500 - 1/1000 Sekunde je Halbbild, also ca. 1/10 - 1/20 der Integrationszeit benötigen. Der Laser kann wegen seiner Masse, seines Strombedarfs und der erforderlichen Installations-

tionen für die Kühlung und den Innendruck praktisch nur stationär verwendet werden und ist somit ziemlich unflexibel. Außerdem entspricht die Qualität der generierten Lichtschicht nicht ganz den gestellten Ansprüchen, weil das vertikale Intensitätsprofil durch die Lichtschicht keineswegs ein Rechteck darstellt, sondern eine etwa gaussförmige Intensitätsverteilung aufweist. Zudem reflektieren die Partikel aufgrund der Tatsache, daß das Laserlicht polarisiert ist, in verschiedene Richtung verschieden stark, wobei das Maximum aufgrund der durch das Spiegelsystem mehrfach gedrehten Polarisationssebene schwierig zu präzisieren ist. Da außerdem die aufwendige Justierung des optischen Systems häufig wiederholt werden muß und die Handhabung des Lasers nicht ganz gefahrlos ist, kann das installierte System nicht als ideal angesehen werden.

Ein deutlich besseres Intensitätsprofil läßt sich beispielsweise durch ein Stroboskop mit Glasfaseroptik erzielen. Dazu bedarf es einer Stroboskoplampe mit möglichst hoher Energie, einer Glasfaseroptik und einer Zylinderlinse, in deren Brennpunkt die Glasfaser mündet. Die Stroboskoplampe kann stationär montiert werden und ihr Licht in ein Glasfaserkabel genügender Länge geben, welches in eine auf dem Ausleger des Kamera-wagens montierte Zylinderlinse mündet. Ein ähnliches System, allerdings nur auf einer kontinuierlichen Lichtquelle basierend (Volpi Intralux 6000 mit 4-armigem Lichtleiter), konnte mit gutem Erfolg getestet werden. Ein geeignetes, genügend leistungsstarkes Stroboskop konnte nicht gefunden werden; Stroboskope bieten zwar extrem kurze Lichtpulse, doch die Energie je Puls erwies sich bei allen getesteten Stroboskopen als zu gering.

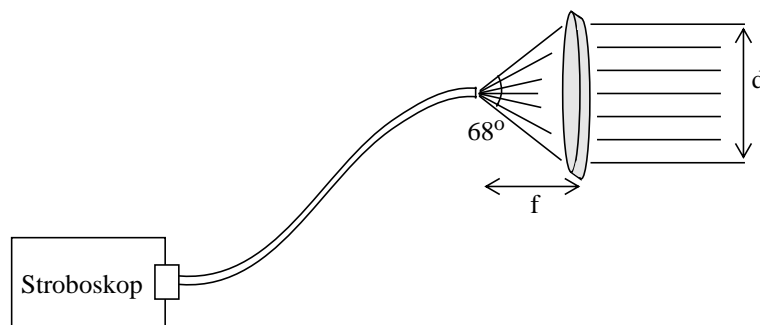


Abb. 9: Stroboskop mit Glasfaseroptik und Zylinderlinse

Vorteile eines solchen Systems gegenüber dem vorhandenen laserbasiertem System wären neben dem regelmäßigeren Profil der Lichtschicht (die Hersteller geben Abweichungen der Intensität zum Rand hin von maximal 10 % an) auch die deutlich weniger aufwendige Justierung des optischen Systems. Zudem ist das System wesentlich flexibler und bei einer Neuinstallation auch billiger als ein Lasersystem. Durch die Lichtpulslängen im Mikrosekundenbereich wird bei Verwendung von Stroboskopen auch jegliche Bewegungsunschärfe ausgeschlossen. Ein weiterer interessanter Aspekt bei der Verwendung von Glasfaseroptik ist die Möglichkeit, durch mehrarmige Lichtleiter zwei Lichtschichten aus

entgegengesetzten Richtungen zu erzeugen, so daß die Partikel dann beidseitig beleuchtet werden, was die Probleme der Reflexion kleiner Partikel verringern kann. Allerdings können auf diese Art nur Lichtschichten ab einer Dicke von einigen Millimetern erzeugt werden, wenn keine Blende (-> Lichtverlust) verwendet werden soll; für die Beleuchtung sehr kleiner Beobachtungsvolumina ist deshalb ein Laser die geeignetere Lichtquelle.

2.1.4 Kameras

Für eine vollautomatische on-line Auswertung der Bilddaten kommen nur Kameras mit elektronischem Bildaufnehmer in Betracht. Anforderungen an die Kameras sind vor allem hohe geometrische und zeitliche Auflösung, d.h. also möglichst hohe Datenrate, geometrische und radiometrische Stabilität, hohe Lichtempfindlichkeit, der Wellenlänge der Lichtquelle entsprechende spektrale Empfindlichkeit, externe Synchronisierbarkeit und Kontrolle der elektronischen Verstärkung des Signals.

Filmkameras bieten zwar noch immer deutlich höhere Bild- und Datenraten als elektronische Sensoren, kommen aber wegen des umständlichen Entwicklungs- und Digitalisierungsprozesses nicht in Betracht. Auch Röhrenkameras erlauben größere Datenraten als Halbleitersensoren, sind aber bekannt für ihre geometrische Instabilität und sollten deshalb nicht verwendet werden. Aus Kostengründen empfiehlt sich die Verwendung von Kameras, welche mit Standard-Videosignal arbeiten, was sowohl auf der Kameraseite wie auch bei der Datenspeicherung deutliche Vorteile bringt. Standard CCD-Chips sind bekannt für ihre hohe geometrische Genauigkeit (Lenz, 1988) und außerdem robust und preiswert. Sie werden daher in vielen Bereichen der digitalen Photogrammetrie bevorzugt eingesetzt und können auch für die Particle Tracking Velocimetry als günstige Lösung gelten. Aus dem Marktangebot im Jahre 1987 wurden für das installierte System zwei Aqua TV HR 480 frame transfer CCD-Kameras ausgewählt. Aufgrund der schnellen Entwicklung auf diesem Marktsektor wären heute bessere Kameras verfügbar (z.B. Sony XC77ce), wobei generell wegen der noch zu behandelnden Probleme der Beleuchtungssynchronisation interline transfer Kameras mit der Möglichkeit sich überschneidender Integrationszeiten der beiden Halbbilder der Vorzug gegeben werden sollte.

Solange zur Bilddatenspeicherung Videorekorder verwendet werden sollen (s. Kap. 2.1.7), ist der Anwender an Kameras gebunden, die TV-Standards erfüllen - mit entsprechenden Limitierungen bezüglich der Auflösung. Farbkameras wären u.U. bei Verwendung von farbigen Partikeln (-> Unterscheidbarkeit bei Zuordnungsprozessen) interessant, allerdings müßte dann, um nicht an räumlicher Auflösung zu verlieren, mit 3-Sensor-Kameras und folgerichtig auch mit drei Videorekordern je Kamera gearbeitet werden, was den Hardware-Aufwand beträchtlich in die Höhe treibt. Außerdem sind Farbkameras grundsätzlich weniger lichtempfindlich als Kameras mit Schwarzweiß-Sensor, stellen also auch noch höhere Anforderungen an die Beleuchtung.

Bei einem Stroboskop-basierten System empfiehlt sich, sofern nicht mit Videohalbbildern gearbeitet werden soll, die Verwendung von interline-transfer Kameras, bei denen die Integrationszeiten zwischen den beiden Halbbildern sich überschneiden (z.B. Sony XC77 im frame integration mode). Durch einen Stroboskopblitz in diesen Überlappungsbereich der interline-transfer Kameras, der mit einem echten, d.h. frequenzunabhängigen Phasenschieber gesteuert werden sollte, werden beide Halbbilder gleichzeitig und mit gleicher Intensität belichtet, was Partikelabbildungen ohne jede Bewegungsunschärfe und mit voller geometrischer Sensorauflösung gewährleistet. Wegen der Kürze der Blitze einer Stroboskoplampe würde bei frame-transfer Kameras entweder nur das erste oder nur das zweite Halbbild belichtet, ein Halbbild bliebe grundsätzlich unbelichtet. Eine Frequenzverdoppelung des TTL-Pulses für das Stroboskop würde mit getrennten Blitzen für die beiden Videohalbbilder wieder das oben schon erwähnte Sägezahnmuster hervorrufen. Eine asynchrone Ansteuerung des Stroboskopes so, daß ähnlich wie beim implementierten Laser-System am Ende des ersten und am Anfang des zweiten Feldes beleuchtet wird, ist technisch zwar möglich, verbietet sich aber, weil dann die Aufladezeiten für die zwei Blitze der Lampe stark verschieden wäre, was wiederum zu unterschiedlicher Intensität in den Halbbildern führen würde. Umgangen werden kann dieses Problem bei frame-transfer Kameras nur durch die Verwendung von zwei versetzt synchronisierten Stroboskopen, von denen das erste in das Ende der Integrationszeit des ersten Halbbildes und das zweite in den Anfang des zweiten Halbbildes hinein blitzt; eine Zusammenführung des Lichtes der beiden Quellen ist über Glasfasern problemlos möglich.

Soll zwecks Minimierung der Bewegungsunschärfen bei nicht gepulster Beleuchtung die Belichtungszeit über einen elektronischen Shutter verkürzt werden, kann die Auswertung nur noch mit Videohalbbildern erfolgen, weil ein elektronischer Shutter grundsätzlich am Ende jedes Halbbildes Ladungen integriert.

Die Lichtempfindlichkeit der Kameras erwies sich bei allen Experimenten als kritischer Punkt und erzwang in der Regel eine große Blendenöffnung oder eine hohe elektronische Verstärkung des Signals mit entsprechenden Konsequenzen für Tiefenschärfe und Rauschpegel. Zu beachten ist zudem auch die spektrale Empfindlichkeit, die bei CCD-Kameras im roten bis infraroten Bereich liegt, während insbesondere manche Stroboskopbirnen sehr kurzwelliges Licht abgeben.

Die Probleme mangelnder Empfindlichkeit bzw. ungenügender Lichtausbeute können gelöst werden durch Kameras mit Restlichtverstärkung (Turba, 1990), welche heute in der Regel aus CCD-Sensoren bestehen, die mittels Glasfaserbündel mit Bildverstärkerröhren verbunden sind. Restlichtverstärkte Kameras bieten Lichtempfindlichkeiten bis in den Bereich von 10^{-6} lux (gegenüber Herstellerangaben von ca. 0.5 - 3 lux bei nicht verstärkten Kameras), Belichtungszeiten von ca. 10 Mikrosekunden und liefern in der Regel ein Standard- Videosignal. Die Rauschempfindlichkeit auf Dunkelströme kann durch Kühlung re-

duziert werden. Problematisch ist wiederum die Röhre, die zu geometrischen Ungenauigkeiten führt, außerdem besteht die Gefahr des Einbrennens bei unsachgemäßer Handhabung bzw. bei unkontrolliertem Auftreten von großen, stark reflektierenden Teilchen in der Strömung.

Für höchste Ansprüche bezüglich geometrischer Auflösung sind seit kurzem auch hochauflösende CCD Kameras auf dem Markt, z.B. ein Modell von Thompson mit 1024 x 1024 Pixeln und 30 Bildern (non-interlaced) je Sekunde. Die Kosten sowohl für solche Kameras wie auch für die Zwischenspeicherung der Daten sind jedoch zur Zeit noch extrem hoch. Allerdings zeichnen sich durch die Einführung des HDTV (High Definition TV) auf diesem Marktsektor für die nächsten Jahre einige Entwicklungen ab.

Höchste zeitliche Auflösung bieten Hochgeschwindigkeitsvideosysteme (Maas, 1991b), welche Bildraten von bis zu 1000 Bildern pro Sekunde bei allerdings reduzierter geometrischer Auflösung (128 x 128 bis 192 x 240 Pixel je nach System) liefern. Auch hier liegen die Kosten noch sehr hoch.

2.1.5 Objektive

Die Kameraoptiken sollten, um bei den beengten Platzverhältnissen unter einem Versuchskanal noch günstige Strahlenschnitte zu erlauben, möglichst kurzbrennweitig und wegen der schlechten Lichtverhältnisse zudem lichtstark sein. Der Fokussierbereich ist normalerweise nicht kritisch, da bei vielen CCD-Kameras das Objektivgewinde verschoben werden kann, so daß unabhängig vom Fokussierbereich der Objektive Fokussierungen von wenigen Zentimetern bis unendlich möglich sind.

Wegen der ungünstigen Lichtverhältnisse mußte bei den Experimenten meist mit einer Blendenzahl $B=2.8$ oder kleiner gearbeitet werden. Damit ergibt sich bei vorgegebener Kammerkonstante c , stark konvergenten Kameraachsen (Gegenstandsweite $a_{min} < a < a_{max}$) und Fokussierung auf die Mitte des Objektraumes für Punkte am Bildrand nach Albertz/Kreiling (1989) ein Unschärfekreis in der Größenordnung von

$$z' = \frac{a_{max} - a_{min}}{a_{max} + a_{min}} \cdot \frac{c^2}{B \cdot (a - c)} \approx 12\mu m. \quad (\text{Eq 2.2})$$

Die Tatsache, daß die Fokusebene des Einmedienfalls im Mehrmedienfall zu einer gewölbten Fläche wird, spielt im Vergleich dazu eine geringe Rolle. Auch die Beugungsbegrenzung $p \approx \lambda \cdot B$ ist mit ca. 1.5 μm deutlich kleiner als der Unschärfekreis.

Bei Verwendung von fluoreszierenden Partikeln müssen noch Filter verwendet werden, die nur Licht ab einer bestimmten Wellenlänge durchlassen. Das dazu häufig verwendete Kodak Wratten Filter-Material würde sich auch gut eignen, zurechtgeschnitten und direkt vor dem Sensor montiert zu werden.

2.1.6 Bewegungssystem

Kameras und Beleuchtungsoptik sollen für einige Anwendungen, um eine längere Beobachtung entstehender Strukturen zu gestatten, mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit auf einem Wagen bewegt werden können, welcher auf zwei Gleisen unterhalb des Kanals rollt. Der Wagen wird von einem regulierbaren Schrittmotor angetrieben, dessen Schritte mit 100 KHZ aufgezeichnet werden. Die Parallelität der Gleise zum Kanalboden wurde durch ein Präzisionsnivelement justiert und weist maximale Abweichungen von ca. 0.03 mm auf. Der Wagen besteht, um Vibrationen beim Beschleunigen zu minimieren, ganz aus Aluminiumfachwerk.

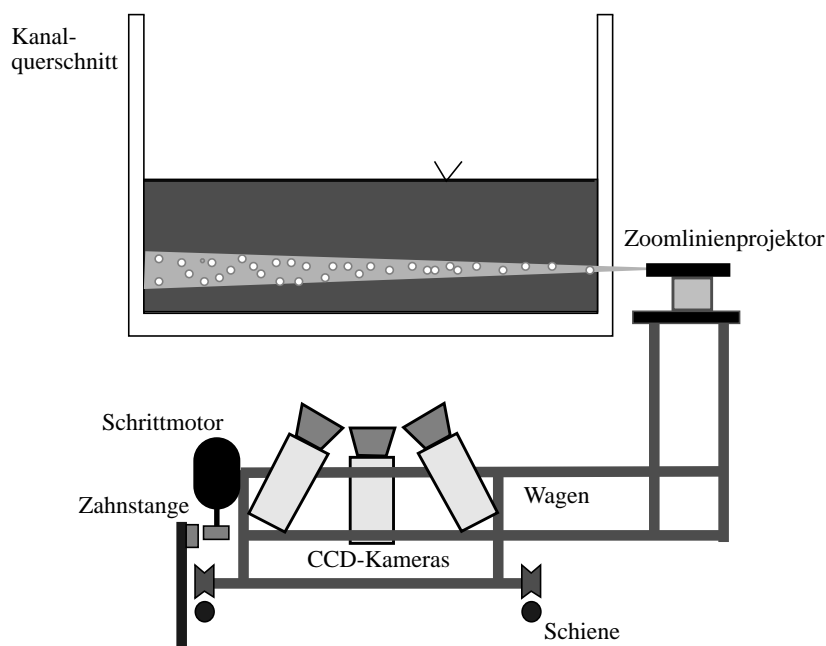


Abb. 10: Schlitten mit Kameras und Ausleger für Lichtschichtoptik (nicht maßstäblich)

2.1.7 Bilddatenspeicherung

Da eine Echtzeitverarbeitung der Bilddaten bei hoher Partikeldichte und aufwendiger Geometrie in naher Zukunft nicht möglich sein wird, stellt sich die Frage nach der Zwischenspeicherung der Videobildsequenzen. Bei einer Länge der Testsektion des Versuchskanals beispielsweise von 1.8 m und Strömungsgeschwindigkeiten um 12 cm/sec dauert ein typisches Experiment dort ca. 15 Sekunden. Die dabei anfallende Datenmenge ist sehr groß: bei Digitalisierung der Videobilder auf 512 x 512 Pixel à 8 Bit ergeben sich $15 \text{ sec} \cdot 25 \text{ Bilder/sec} \cdot 3 \text{ Kameras} \cdot 512 \cdot 512 \cdot 8 \text{ bit} = 280 \text{ MB}$ Bilddaten. Der Bildspeicher üblicher Bildeinzugskarten ist mit 1-8 MB sehr beschränkt, und die Schreibgeschwindigkeiten auf Harddisk sind generell zu langsam. Damit bleiben folgende Möglichkeiten:

- 'Reine Silikonlösung' mit digitalem Sequenzspeicher auf RAM mit 16 MB - 1 GB, z.B. im Signum Motion 200; geeignet für Sequenzen von bis zu 50 Sekunden bei drei Kameras.
- Realtime Disk (auch: Videodisk): Plattenarray mit Kapazitäten von bis zu 92 GB und Schreibraten bis 72 MB/s, z.B. von Recognition Concepts Inc.; geeignet für die Speicherung digitaler Sequenzen bis 78 Minuten bei den o.g. Datenraten.
- Videorekorder: preiswerte Möglichkeit zur analogen Speicherung langer Sequenzen von 60 Minuten (Sony U-matic) bis 4 Stunden (VHS Rekorder), was 23,5 bzw. 94 GB Bilddaten entspricht. Die analoge Zwischenspeicherung führt zu Qualitätsverlusten, das Lesen korrespondierender Sequenzen von drei Videokassetten erfordert zusätzlichen Hardware-Aufwand.
- Analoge Videodisk: analoge Speicherung von Sequenzen bis 24 Minuten mit - im Gegensatz zum Videorekorder - direktem Zugriff auf ein beliebiges Bild; die Atomstruktur der Disk wird durch einen Laser verändert, sie kann deshalb nur einmal beschrieben werden (WORM - write once, read many). Auch hier ist aufgrund der analogen Zwischenspeicherung ein Informationsverlust zu erwarten, welcher allerdings wegen der größeren Bandbreite von 6,7 MHz geringer ausfallen wird als bei Videorekordern.

Von diesen Optionen sind unter dem Gesichtspunkt der Datenqualität und des Datenhandlings die beiden digitalen Speichermedien Sequenzspeicher oder Realtime Disk zu bevorzugen, wobei die Realtime Disk deutlich größere Speicherkapazitäten aufweist. Die Nulllösung - direkte Verarbeitung der Daten ohne vorherige Zwischenspeicherung - wird aus Gründen der Rechnerleistung mittelfristig nicht realistisch sein; sie ist oft auch gar nicht wünschenswert, wenn Datensätze mit verschiedenen Parametern mehrmals ausgewertet werden sollen, oder wenn Bilddaten noch zur späteren Kontrolle und Visualisierung von Ergebnissen gebraucht werden.

Aus Kostengründen und Gründen der Verfügbarkeit fiel für die Ausstattung des o.g. Projektes die Wahl auf Sony U-matic VO 5850 Videorekorder mit 3/4 Zoll Format. Diese Geräte gehören seit langem zur üblichen Ausstattung von Studios im Broadcasting-Bereich und weisen gegenüber 1/2 Zoll Heimgeräten eine deutlich bessere Aufzeichnungsqualität auf, was vor allem auf die mit 9,53 cm/sec etwa 4-fach höhere Bandgeschwindigkeit zurückzuführen ist. Die Bandbreite beträgt ca. 3.5 MHz und wird inzwischen vom Super-VHS Format (4.5 MHz) und neuerdings von der New M2 Norm (5.5 MHz) übertroffen. Einflüsse der analogen Zwischenspeicherung der Bilddaten auf die Datenqualität werden im Kapitel 'Kalibrierung' noch eingehend behandelt.

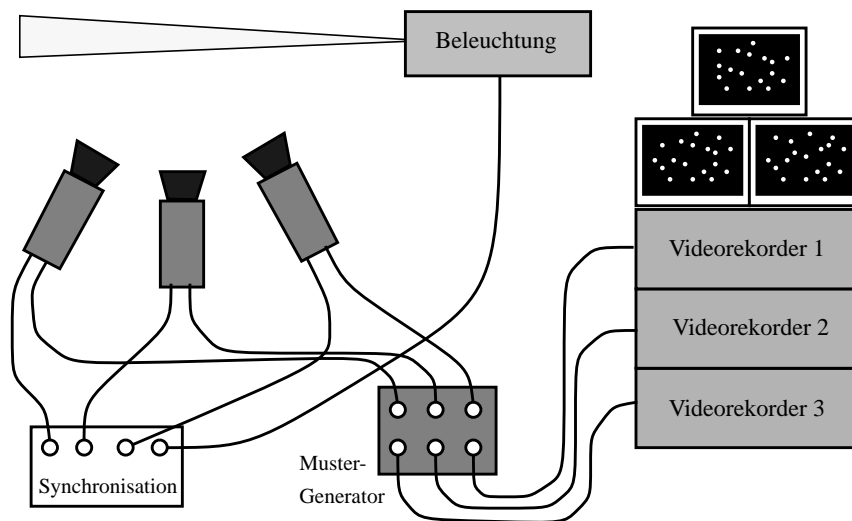


Abb. 11: Analoge Bildzwischen­speicherung und Synchronisation

2.1.8 Digitalisierung von analog gespeicherten Sequenzen

Die analog auf Videorekordern zwischengespeicherten Bilddaten müssen zur Weiterverarbeitung noch digitalisiert werden. Da Videorekorder im Gegensatz zu den anderen genannten Speichermedien keinen exakten Zugriff auf ein bestimmtes Einzelbild erlauben, müssen die Bilder schon bei der Aufzeichnung mit einem Code versehen werden, der ihre spätere Identifikation erlaubt. Dazu wird bei der beschriebenen Implementation von einem durch die Pixelclock einer der Kameras gesteuerten Mustergenerator elektronisch ein Muster (Abb. 12) an einer vorgegebenen Stelle in die Videosignale aller drei Kameras eingeschaltet, welches eine 11 Bit tief binär codierte fortlaufende Bildnummer (0 ... 2047) darstellt; dieser Mustergenerator erzeugt ferner zur Kompensation von Effekten der analogen Zwischenspeicherung eine vertikale Linie im Bild (siehe Kap. 4.3.2). Eine andere Möglichkeit zum Auffinden bestimmter Bilder auf einem Videoband wäre die Benutzung der nicht benötigten Tonspur zur Speicherung einer codierten Bildnummer (Jähne, 1989); diese Lösung verlangt allerdings spezielle Hardware mit Zugang zur Information der Tonspur sowohl bei der Zwischenspeicherung wie auch bei der Digitalisierung der Daten.

Die Digitalisierung vom Band erfolgt auf einem PC mit einer Matrox MVP-AT Bildein­zugskarte, Teil der Digitalen Photogrammetrischen Station DIPS II des IGP der ETH Zürich (Grün/Beyer, 1990). Dieser PC wurde ferner mit einer VES-Karte ausgerüstet, welche Zugang zum Fernbedienungseingang der Videorekorder gibt. Die binär codierte Bildnummer kann während der Digitalisierung vom laufenden Videorekorder durch einfache und schnelle Bitshift-Operationen problemlos in Echtzeit gelesen werden:



Abb. 12: Binär kodierte Bildnummer (hier: $nr = 1024+512+256+64+16+4+2+1 = 1879$)

$$nr = \sum_{i=0}^{10} b_i \cdot 2^i = 2^8 \cdot \sum_{i=8}^{10} b_i \cdot (1 \ll (i-8)) + \sum_{i=0}^7 b_i \cdot (1 \ll i) \quad (\text{Eq 2.3})$$

mit $b_i = 1$ für besetzte Bits,
 $b_i = 0$ für unbesetzte Bits
 und $1 \ll n = \text{bitshift um } n \text{ nach links}$

Damit ist eine vollautomatische Digitalisierung von Sequenzen möglich, deren Länge nur durch den zur Verfügung stehenden Harddisk-Platz begrenzt ist. Dazu muß lediglich ein Programm mit den Bildnummern des ersten und letzten Bildes der gewünschten Sequenz (n_1, n_2) gestartet werden. Durch die VES-Karte wird der Video-Rekorder dann auf 'Play' und die Bildeinzugskarte auf kontinuierliches Digitalisieren geschaltet, und das gelesene Bit-Muster wird kontinuierlich mit n_1 verglichen; ist n_1 erreicht, werden vier Bilder digitalisiert und auf Harddisk gespeichert, das Videoband wird ein Stück zurückgespult und die Prozedur mit um vier inkrementiertem n_1 neu gestartet, etc., bis n_2 erreicht ist. Der Videorekorder wird also so lange vor- und zurückgespult, bis die gewünschte Sequenz vollständig digitalisiert ist. Via Ethernet Verbindung können die Bilder direkt zur anschließenden Auswertung auf einen SUN 4 Fileserver transferiert werden. Je nach Schreibraten auf die Harddisk und Kapazität des Netzes können so 10 - 20 Bilder je Minute digitalisiert werden.

2.2 Gesamtsystem

Aus den im vorigen vorgestellten Einzelkomponenten lassen sich verschiedene Varianten eines dreidimensionalen Particle Tracking Velocimetry Systems zusammenstellen, wobei neben dem Einsatzzweck vor allem Kostengesichtspunkte die Auswahl der Komponenten bestimmen werden. Die komplette Hardwarekonfiguration, wie sie im Rahmen des Forschungsprojektes 'Photogrammetrische Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in turbulenten Strömungen' installiert wurde, zeigen die folgenden Abbildungen. Diese Konfiguration besteht weitgehend aus 'off the shelf'-Komponenten, welche allerdings am oberen Ende der Qualitätsskala angesiedelt sind, und kann als ein guter Kompromiß gelten unter den Aspekten Flexibilität, Leistungswerte und derzeitige Hardwarekosten.

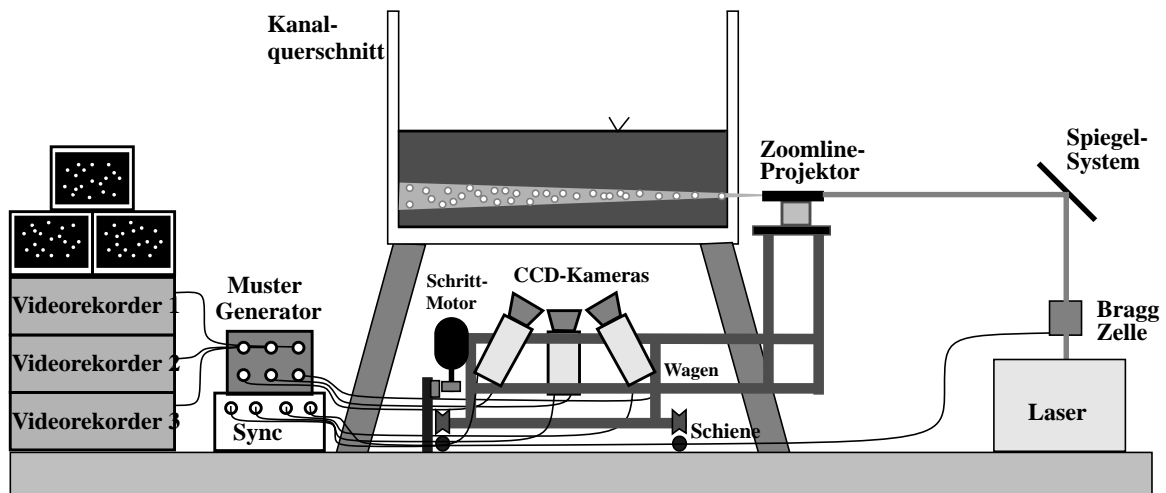


Abb. 13: Hardware-Installation zur Datengewinnung am Versuchskanal

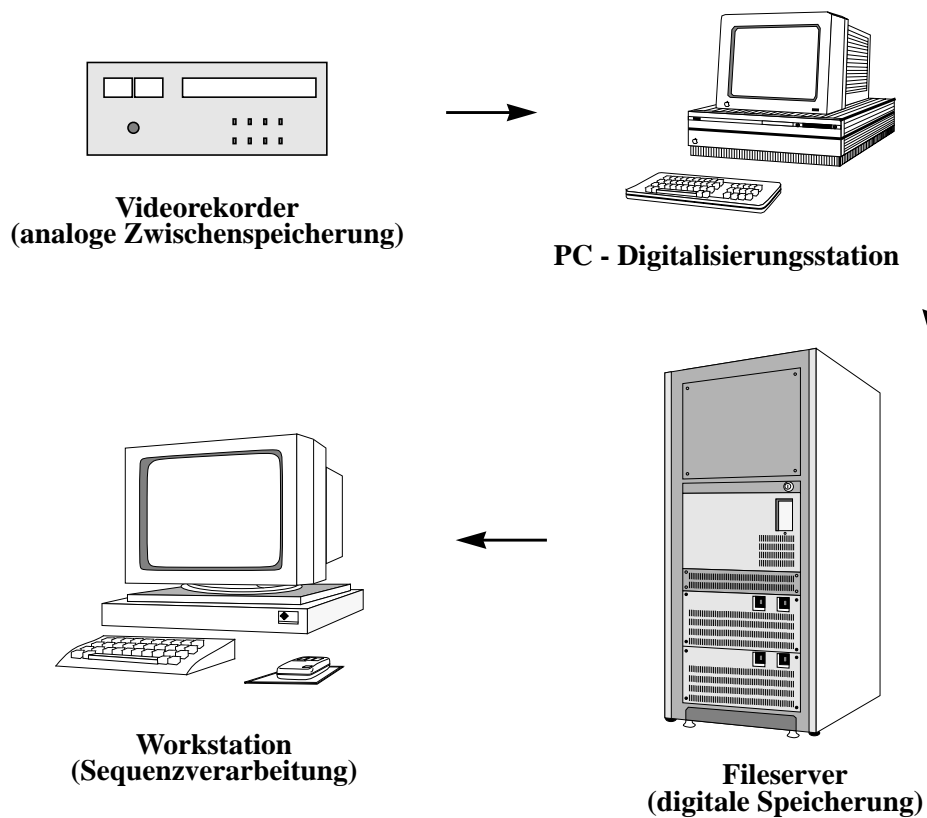


Abb. 14: Hardware zur Sequenzdigitalisierung und Datenverarbeitung

Spielen Kosten keine Rolle, so sollte die analoge Zwischenspeicherung der Bilddaten durch ein digitales System (Realtime Disk) ersetzt werden. Kameraseitig könnten hochauflösende CCD-Kameras eingesetzt werden, auf der Beleuchtungsseite wären durch Verwendung eines stärkeren Lasers oder mehrerer, sich addierender Lichtquellen noch Vorteile zu erzielen.

Die Kosten eines solchen optimalen System lägen allerdings um ein Vielfaches über denen des realisierten Systems.

3. Mathematisches Modell der Punktbestimmung

Im folgenden wird das mathematische Modell der 3-D Koordinatenbestimmung und Datenanalyse beschrieben. Bildkoordinaten der zu bestimmenden Punkte werden dabei gemäß Kapitel 5 als gegeben vorausgesetzt; das Verfahren der Herstellung von Korrespondenzen zwischen Punkten eines Bildpaares oder -tripels wird, weil es für den Erfolg der Methode von grundlegender Bedeutung ist, in einem eigenen Kapitel (Kapitel 6) dargestellt.

Das mathematische Modell der Punktbestimmung basiert auf der Kollinearitätsbedingung, die jedoch hier auf zwei Seiten erweitert werden muß: Objektseitig ist die Mehrmediengeometrie zu berücksichtigen, welche hier zu einem zweimal gebrochenen Strahl vom Objektpunkt zum Bild führt, kameraseitig sind die Verzeichnung der verwendeten weitwinkligen Videoobjektive sowie Einflüsse der Übertragung, Speicherung und Digitalisierung des Videosignals zu berücksichtigen.

3.1 Kollinearitätsbedingung mit Zusatzparametern

Das mathematische Modell der Zentralperspektive wird durch die Kollinearitätsgleichungen

$$x'_i = x_h - c \cdot \frac{a_{11}(X_i - X_0) + a_{21}(Y_i - Y_0) + a_{31}(Z_i - Z_0)}{a_{13}(X_i - X_0) + a_{23}(Y_i - Y_0) + a_{33}(Z_i - Z_0)}$$
$$y'_i = y_h - c \cdot \frac{a_{12}(X_i - X_0) + a_{22}(Y_i - Y_0) + a_{32}(Z_i - Z_0)}{a_{13}(X_i - X_0) + a_{23}(Y_i - Y_0) + a_{33}(Z_i - Z_0)}$$

(Eq 3.1)

- (X_i, Y_i, Z_i) : Objektpunkt
- (X_0, Y_0, Z_0) : Projektionszentrum
- a_{ij} : Elemente der 3x3 Drehmatrix
mit den Drehwinkeln ω, φ, κ
- (x'_i, y'_i) : Bildkoordinaten
- (x_h, y_h) : Bildhauptpunkt
- c : Kammerkonstante

als für eine Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate geeignetes funktionales Modell formuliert.

Durch Objektivverzeichnung und Digitalisierung verursachte Effekte werden dabei durch einen geeigneten Ansatz zusätzlicher Parameter, welche bei der Kalibrierung mitbestimmt werden, berücksichtigt. Wie in der digitalen Nahbereichsphotogrammetrie weit verbreitet, wird für die Verzeichnung der Ansatz nach D. Brown (Brown, 1971) gewählt:

$$\begin{aligned} \bar{x}_i' &= x_i' + dx_i & \bar{y}_i' &= y_i' + dy_i \\ \text{mit} \quad dx_i &= x_i' \cdot (k_1 r'^2 + k_2 r'^4 + k_3 r'^6) + p_1 \cdot (r'^2 + 2x_i'^2) + 2p_2 x_i' y_i' \\ dy_i &= y_i' \cdot (k_1 r'^2 + k_2 r'^4 + k_3 r'^6) + 2p_1 x_i' y_i' + p_2 \cdot (r'^2 + 2y_i'^2) \\ \text{und} \quad r'^2 &= x_i'^2 + y_i'^2 \\ k_1, k_2, k_3 &: \text{ radiale Verzeichnung} \\ p_1, p_2 &: \text{ tangentielle Verzeichnung} \end{aligned} \quad (\text{Eq 3.2})$$

Zur Kompensation von Einflüssen der Digitalisierung und Speicherung, vor allem der a priori nicht genau bekannten Differenz zwischen der Pixelrate der CCD-Kameras und der Abtastrate des Bildeinzuges, hat sich eine zusätzliche Affintransformation der Bildkoordinaten als zweckmäßig erwiesen (El-Hakim, 1986; Grün/Beyer, 1986):

$$\tilde{x}_i' = a_0 + a_1 \bar{x}_i' + a_2 \bar{y}_i' \quad \tilde{y}_i' = b_0 + b_1 \bar{x}_i' + b_2 \bar{y}_i' \quad (\text{Eq 3.3})$$

oder - anschaulicher, aber nicht mehr linear - nach Albertz/Kreiling (1989):

$$\begin{aligned} \tilde{x}_i' &= x_0 + s_x \bar{x}_i' (\cos \alpha) - s_y \bar{y}_i' (\sin (\alpha + \delta)) \\ \tilde{y}_i' &= y_0 + s_x \bar{x}_i' (\sin \alpha) + s_y \bar{y}_i' (\cos (\alpha + \delta)) \end{aligned} \quad (\text{Eq 3.4})$$

$a_0, a_1, a_2, b_0, b_1, b_2$: Parameter der Affintransformation.
oder $x_0, y_0, s_x, s_y, \alpha, \delta$

Von den 6 Parametern der Affintransformation können allerdings nur zwei als Unbekannte eingeführt werden, nämlich ein Maßstabsfaktor in horizontaler Bildkoordinatenrichtung s_x und die Scherung δ (bzw. a_1 und b_2), da die restlichen Parameter lineare Abhängigkeiten mit Parametern der Kollinearitätsbedingung verursachen würden.

Somit ergeben sich je Kamera 16 Parameter (6 für äußere Orientierung, 3 für innere Orientierung, 5 für Verzeichnung, 2 für elektronische Einflüsse), von denen bei der Kalibrierung gegebenenfalls einige als nicht signifikant wegfallen können.

3.2 Mehrmediengeometrie

Bei der Abbildung von einer Strömung in einer Flüssigkeit markierenden Partikeln auf einen Sensor, der sich außerhalb des Mediums befindet, passiert jeder Strahl vom Objektraum zum Bild die drei optischen Medien Wasser, Glas und Luft mit unterschiedlichen Brechungsindizes und wird dabei zweimal gebrochen. In diesem Kapitel wird der geometrische Einfluß dieser in der Photogrammetrie als Mehrmediengeometrie bezeichneten Problematik modelliert sowie Einflüsse auf die Bildqualität diskutiert.

Mit der Mehrmedienphotogrammetrie haben sich in der Vergangenheit eine Reihe von Autoren befaßt, von denen hier nur ein Teil referiert werden soll. Frühe Publikationen beschäftigen sich vor allem mit Problemen der relativen Orientierung am Analoggerät (z.B. Rinner, 1948, der hier erstmals den Begriff Zweimedienphotogrammetrie gebraucht und Rinner, 1969). Höhle (Höhle, 1971 und Okamoto/Höhle, 1972) behandelt in seiner Dissertation erstmals ein analytisches Verfahren und vollzieht konsequent den Übergang von der Zwei- zur Mehrmedienphotogrammetrie. Er ersetzt die Geraden der Zentralperspektive durch Geradenpolygone und entwickelt getrennte Rechenwege Objektpunkt -> Bildpunkt (iterativ) und Bildpunkt -> Objektpunkt (direkt), die jedoch für eine Implementation im Bündel umständlich zu handhaben sind. Seine Lösung wurde von Konecny/Masry (1970) für den Zweimedienfall am analytischen Plotter OMI-AP 2C implementiert. Eine weitere Übersicht über Theorie und Technik der Mehrmedienphotogrammetrie findet sich bei Wrobel (1975). Kotowski (1987, 1988) entwickelt einen Algorithmus zur Strahlverfolgung durch eine beliebige Anzahl von Medien mit parametrisierbaren Trennflächen, welcher als Modul in ein Bündelprogramm implementiert wurde.

Eine Reihe von Veröffentlichungen berichtet ein weites Spektrum von Anwendungen, z.B. aus der Kartographie (Kartierung von Küstengewässern, Elfick/Fryer, 1984), Archäologie (Vermessung von Schiffswracks, Höhle, 1971), Industrie (Vermessung von Kernbrennstäben, Przybilla et al., 1988) bis hin zur Fischerei (Bestimmung der Form von Fischnetzen, Zwart, 1987). Mit der Kalibrierung von Unterwasserkameras befassen sich Fryer/Fraser (1986).

Mit dem geometrischen Einfluß von Wellen bei Beobachtung aus der Luft durch die freie Wasseroberfläche beschäftigt sich Okamoto (1982, 1984). Diese nur schwer modellierbaren Effekte lassen sich in Nahbereichsanwendungen fast immer durch Beobachtung durch eine Glasscheibe umgehen und sollen daher hier nicht weiter diskutiert werden.

3.2.1 Entwicklung eines Mehrmedienmoduls

Im folgenden soll ein eigenes, vereinfachtes geometrisches Modell entwickelt werden, welches sich auf den wohl häufigsten Fall der Mehrmedienphotogrammetrie, den Fall mit drei Medien, von denen das mittlere als planparallele Platte angesehen werden kann, beschränkt und dadurch den Rechenaufwand beträchtlich verringert. Das Modell basiert einzig auf dem Brechungsgesetz, welches schon 1618 von Snellius formuliert wurde. Es kann als Modul in die Kollinearitätsgleichung und damit in einen räumlichen Vor- oder Rückwärtsschnitt oder in ein Bündelprogramm eingesetzt werden. Homogenität und Isotropie der einzelnen Medien werden dabei wie auch bei allen anderen berichteten Implementationen vorausgesetzt.

Dieses Modul berechnet eine radiale Verschiebung jedes Objektpunktes relativ zum Nadirpunkt jeder Kamera, welche als Korrekturterm in aus der Kollinearitätsbedingung (Eq 3.1) abgeleitete Beobachtungsgleichungen für Bildkoordinaten eingesetzt wird. Durch die Wahl eines lokalen Koordinatensystems, dessen X/Y-Ebene mit einer der ebenen Schnittstellen Wasser/Glas oder Glas/Luft identisch ist, ergeben sich dabei einige Vereinfachungen. Das Vorgehen wird in Abb. 15 veranschaulicht: Wird der Punkt $P(X, Y, Z)$ im Objektraum nach $\bar{P}(\bar{X}, \bar{Y}, Z)$ verschoben, so kann die Kollinearitätsbedingung für P mit \bar{P} wie im Einmediennfall angewandt werden. Zu berechnen ist also lediglich eine radiale Verschiebung um ΔR für jeden Punkt P parallel zur X/Y-Ebene vom Nadirpunkt der jeweiligen Kamera weg ($\Delta R > 0$ für $n_2 > n_1$ und $n_3 > n_1$). Strahlen mehrerer Kameras K_j zu einem Objektpunkt P werden also mit unterschiedlichen radial verschobenen Punkten \bar{P}_j gerechnet, sodaß sich die gebrochenen Strahlen nach wie vor in P schneiden.

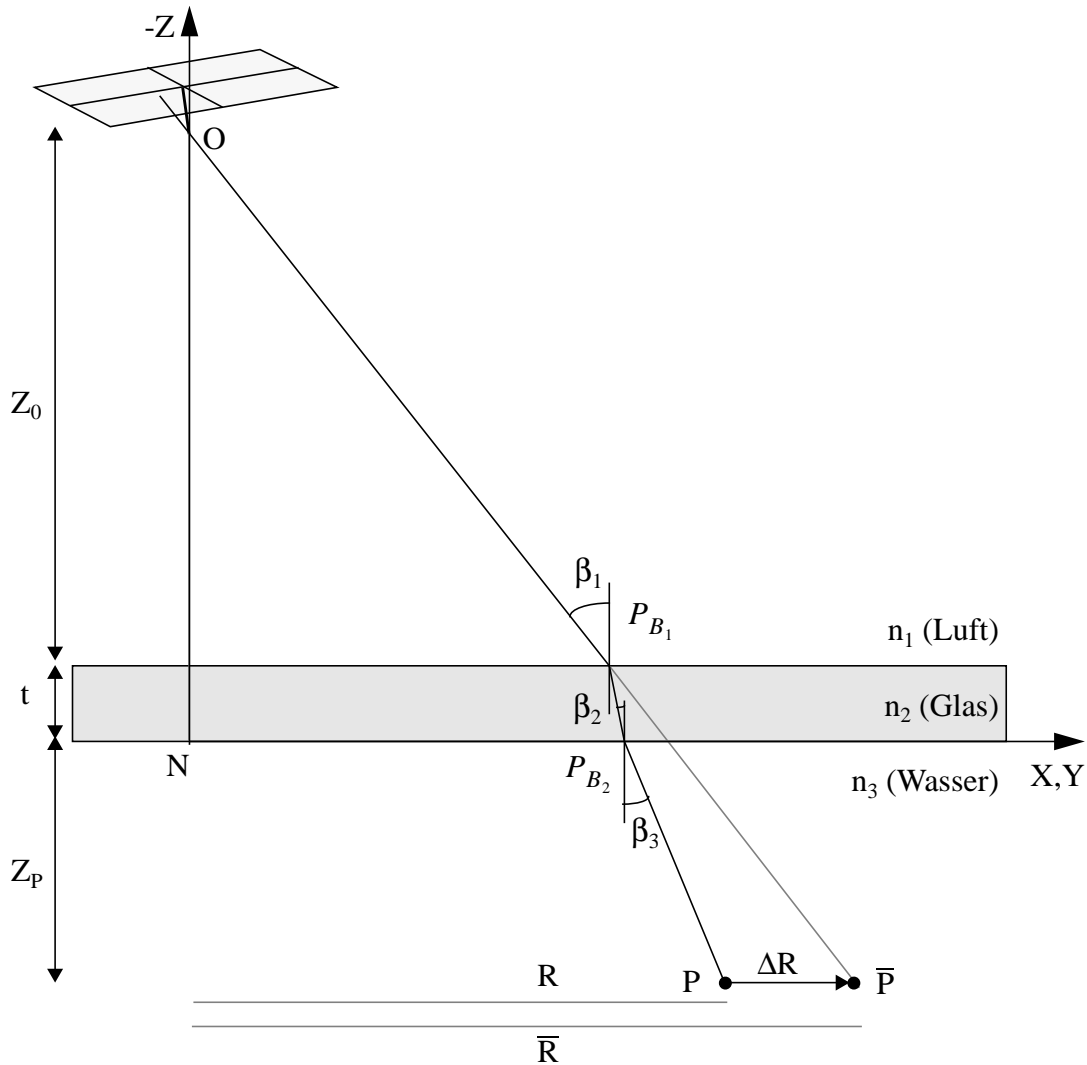


Abb. 15: Radiale Verschiebung zur Kompensation der Mehrmediengeometrie

Darin und in den folgenden Herleitungen sind:

| | | |
|---------------------------------------|---|---------------------------------|
| $O (X_0, Y_0, Z_0)$ | : | Projektionszentrum |
| $N (X_0, Y_0, 0)$ | : | Nadirpunkt |
| $P (X_P, Y_P, Z_P)$ | : | Objektpunkt |
| $\bar{P} (\bar{X}_P, \bar{Y}_P, Z_P)$ | : | radial verschobener Objektpunkt |
| $P_B (X_B, Y_B, Z_B)$ | : | Brechpunkt |
| $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$ | : | Radius in X/Y-Ebene |
| n_1, n_2, n_3 | : | Brechungsindizes |
| $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ | : | Ein- und Ausfallwinkel |

Aus Abb. 15 ergibt sich

$$Z_0 \cdot \tan\beta_1 + t \cdot \tan\beta_2 + Z_p \cdot \tan\beta_3 = R \quad \bar{R} = (Z_0 + t + Z_p) \cdot \tan\beta_1, \quad (\text{Eq 3.5})$$

außerdem gilt nach Snellius:

$$n_1 \cdot \sin\beta_1 = n_2 \cdot \sin\beta_2 = n_3 \cdot \sin\beta_3. \quad (\text{Eq 3.6})$$

Eine geschlossene Lösung dieses Systems (Eq 3.5), (Eq 3.6) scheitert an den trigonometrischen Funktionen; deshalb ist ein iteratives Vorgehen nötig, wobei P selbst als erste Näherung für \bar{P} gewählt werden kann:

$$\bar{R}_{(0)} = \sqrt{(X_P - X_0)^2 + (Y_P - Y_0)^2}. \quad (\text{Eq 3.7})$$

Der Einfallswinkel im Medium 1 ist dann in der 1. Iteration:

$$\beta_1 = \text{atan} \left(\frac{\bar{R}_{(0)}}{Z_0 + t + Z_p} \right), \quad (\text{Eq 3.8})$$

woraus sich nach Snellius die Ein- bzw. Ausfallswinkel in den anderen beiden Medien ergeben:

$$\beta_2 = \text{asin} \left(\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin\beta_1 \right), \quad \beta_3 = \text{asin} \left(\frac{n_1}{n_3} \cdot \sin\beta_1 \right); \quad (\text{Eq 3.9})$$

damit erhält man die Korrektur zu $\bar{R}_{(0)}$

$$\Delta R = R - (Z_0 \cdot \tan\beta_1 + t \cdot \tan\beta_2 + Z_p \cdot \tan\beta_3) \quad (\text{Eq 3.10})$$

und iteriert diese innere Schleife des Mehrmedienbündels (Eq 3.8) - (Eq 3.10):

$$\bar{R}_{(1)} = \bar{R}_{(0)} + \Delta R$$

$$\Rightarrow \beta_1, \beta_2, \beta_3$$

$$\Rightarrow \Delta R$$

bis $\Delta R < \varepsilon$ ist mit z.B $\varepsilon = 0.001$ mm.

Geht man danach von der polaren Darstellung wieder auf kartesische Koordinaten über, so erhält man die verschobenen Koordinaten von \bar{P}

$$\bar{X}_P = X_0 + (X_P - X_0) \cdot \frac{\bar{R}}{R}, \quad \bar{Y}_P = Y_0 + (Y_P - Y_0) \cdot \frac{\bar{R}}{R}, \quad \bar{Z}_P = Z_P, \text{ (Eq 3.11)}$$

wobei der Nadirpunkt P_N als orthogonale Projektion des Projektionszentrums der jeweiligen Kamera in die X/Y-Ebene des gewählten lokalen Koordinatensystems gegeben ist. Der durch radiale Verschiebung erhaltene Punkt $\bar{P}(\bar{X}, \bar{Y}, Z)$ geht dann statt $P(X, Y, Z)$ in die Kollinearitätsbedingung ein, welche somit in unveränderter Form als Beobachtungsgleichung verwendet werden kann.

Dieser Ansatz läßt sich auch aus dem allgemeineren Ansatz von Kotowski mit beliebig vielen ebenen, auch nicht-parallelen Trennflächen unter Zugrundelegung der gemachten Vereinfachungen ableiten. Ein ähnliches Modell wird von Philips (1981) verwendet, der in diesem Zusammenhang sehr anschaulich den aus der astronomischen Geodäsie bekannten Begriff der 'scheinbaren Örter' verwendet. Auch Kludas/Thomas (1990) gehen in ihrer Implementierung eines Drei-Medien-Algorithmus am analytischen Plotter Dicomat von einem ähnlichen Ansatz aus, umgehen jedoch die Iterationen, welche die Echtzeitschleife des analytischen Plotters zu stark belasten würden, durch eine Näherungslösung. Statt der Iterationen durch die trigonometrische Funktionen kann man R auch durch eine Gleichung vierten Grades ausdrücken (Konecny/Masry, 1970), die dann - ebenfalls iterativ - durch Newton-Approximation gelöst werden muß.

Die Konvergenz der iterativen Lösung des trigonometrischen Ansatzes kann durch Einführung eines Überkompensationsfaktors ($ocf \approx 1.1 \dots 1.8$) bei der Berechnung von ΔR beträchtlich beschleunigt werden. Die Wahl des richtigen Überkompensationsfaktors hängt dabei allerdings ab von den Brechungsindizes, vom Verhältnis der Lichtweglängen in den einzelnen Medien und vom Einfallswinkel selbst. Ein konstanter Überkompensationsfaktor kann daher nur einen mittleren Zustand repräsentieren, dabei aber dennoch schon die Anzahl der Iterationen etwa halbieren. Eine folgerichtige Erweiterung ist der Ansatz eines variablen Überkompensationsfaktors, was schließlich zu einer Lookup-Tabelle für die radiale Verschiebung der Punkte führt. Eine solche Lookup-Tabelle für die Mehrmediengeometrie verlangt zwar einigen Rechenaufwand bei der Initialisierung, doch

wird dieser Aufwand bei der Verarbeitung langer Bildsequenzen jedenfalls bei weitem wieder eingespart. Wegen des Bezugs auf den jeweiligen Nadirpunkt muß für jede Kamera eine eigene, zweidimensionale Lookup-Tabelle angelegt werden (Eingangsparameter radialer Abstand zum Nadirpunkt der jeweiligen Kamera und Tiefe im Wasser, Ausgabeparameter relative radiale Verschiebung \bar{R}/R). Wenn die Initialisierung der Mehrmedien-Lookup-Tabelle dicht genug ist, kann nachher die relative radiale Verschiebung jedes Punktes P durch bilineare Interpolation für P in (R, Z_P) erhalten werden. Die nötige Dichte der Tabelle läßt sich leicht durch Vergleich von interpolierten Werten mit streng gerechneten Verschiebungen ermitteln; in einem Volumen von $200 \times 160 \times 40 \text{ mm}^3$ mit einem Weglängenverhältnis Wasser zu Luft von etwa $4 : 1$ ergibt sich beispielsweise bei einer Rasterweite vom 2 mm in R und in Z (was weniger als 2000 Einträge je Lookup-Tabelle ergibt) eine maximale Differenz von $4 \mu\text{m}$ an den verschobenen Objektpunkten gegenüber der strengen Rechnung, was hier problemlos tolerierbar ist. Durch höhergradige Interpolation könnte die notwendige Dichte der Lookup-Tabelle zwar noch beträchtlich verringert werden, was jedoch auf Kosten höherer Rechenzeit bei der Interpolation gehen würde.

3.2.2 Direkte Lösung für den Vorwärtsschnitt

Falls Operationen rechenzeitkritisch sind und die Iterationen zuviel Zeit verbrauchen, kann aus der von Okamoto/Höhle (1972) entwickelten direkten Lösung Bildpunkt \rightarrow Objektpunkt unter den im vorigen gemachten Prämissen bezüglich der Lage der Trennflächen und des Koordinatensystems ein schnellerer Algorithmus entwickelt werden, wobei allerdings zu bemerken ist, daß sich diese Lösung nur als Vorwärtsschnitt implementieren läßt und in dieser Form kein für eine Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate geeignetes funktionales Modell darstellt:

geg.: Bildkoordinaten x', y' (korrigiert um Objektivverzeichnung etc.),

Kammerkonstante c ,

lokales Koordinatensystem mit X/Y-Ebene = Schnittstelle Wasser/Glas

$$\Rightarrow \text{Richtungscosinus in Luft: } \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \\ c_1 \end{bmatrix} = D \cdot \begin{bmatrix} x'/s' \\ y'/s' \\ -c/s' \end{bmatrix} \quad \text{mit} \quad s' = \sqrt{x'^2 + y'^2 + c^2} \quad (\text{Eq 3.12})$$

$$D = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{21} & a_{31} \\ a_{12} & a_{22} & a_{23} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} \end{bmatrix}$$

=> Durchstoßpunkt Luft/Glas:
$$\begin{bmatrix} X_{B_1} \\ Y_{B_1} \\ Z_{B_1} \end{bmatrix} = \frac{Z_0 - t}{c_1} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \\ c_1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} X_0 \\ Y_0 \\ Z_0 \end{bmatrix} \quad (t = \text{Dicke der Glasplatte})$$
 (Eq 3.13)

=> Brechung nach Snellius, Richtungscosinus in Glas:

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \\ c_2 \end{bmatrix} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \\ c_1 \end{bmatrix} - \left(\frac{n_1}{n_2} \cos i_1 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 + \left(\frac{n_1}{n_2} \cos i_1 \right)^2} \right) \cdot \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \mu_1 \\ \nu_1 \end{bmatrix} \quad (\text{Eq 3.14})$$

mit $(\lambda_1, \mu_1, \nu_1) = (0, 0, 1)$ im gewählten lokalen System (Flächennormale)

$\cos i_1 = \text{Einfallswinkel}$, $\cos i_1 = a_1 \lambda_1 + b_1 \mu_1 + c_1 \nu_1 = c_1$ wegen $\lambda_1 = \mu_1 = 0$

=> Durchstoßpunkt Glas/Wasser:
$$\begin{bmatrix} X_{B_2} \\ Y_{B_2} \\ Z_{B_1} \end{bmatrix} = \frac{d}{c_2} \cdot \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \\ c_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} X_{B_1} \\ Y_{B_1} \\ Z_{B_1} \end{bmatrix} \quad (\text{Eq 3.15})$$

=> Richtungscosinus in Wasser:

$$\begin{bmatrix} a_3 \\ b_3 \\ c_3 \end{bmatrix} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \\ c_2 \end{bmatrix} - \left(\frac{n_2}{n_3} \cos i_2 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_3} \right)^2 + \left(\frac{n_2}{n_3} \cos i_2 \right)^2} \right) \cdot \begin{bmatrix} \lambda_2 \\ \mu_2 \\ \nu_2 \end{bmatrix} \quad (\text{Eq 3.16})$$

mit $(\lambda_2, \mu_2, \nu_2) = (0, 0, 1)$ im lokalen System

$\cos i_2 = \text{Einfallswinkel}$, $\cos i_2 = a_2 \lambda_2 + b_2 \mu_2 + c_2 \nu_2 = c_2$ wegen $\lambda_2 = \mu_2 = 0$

Mit dem Durchstoßpunkt Glas/Wasser und dem Richtungscosinus im Wasser wird dann der räumliche Vorwärtsschnitt gerechnet:

$$Z_P = \frac{Y_{B_2(r)} - Y_{B_2(l)}}{\frac{b_3(l)}{c_3(l)} - \frac{b_3(r)}{c_3(r)}}, \quad (\text{Eq 3.17})$$

wenn die größere Komponente der Basis in Y-Richtung fällt, bzw.

$$Z_P = \frac{X_{B_2(r)} - X_{B_2(l)}}{\frac{a_3(l)}{c_3(l)} - \frac{a_3(r)}{c_3(r)}}, \quad (\text{Eq 3.18})$$

wenn die größere Komponente der Basis in X-Richtung fällt, wobei die Indizes l,r für das linke und rechte Bild stehen und

$$X_P = \frac{1}{2} \left(X_{B_{2(r)}} + X_{B_{2(l)}} + Z_P \cdot \left(\frac{a_{3(l)}}{c_{3(l)}} + \frac{a_{3(r)}}{c_{3(r)}} \right) \right),$$

$$Y_P = \frac{1}{2} \left(Y_{B_{2(r)}} + Y_{B_{2(l)}} + Z_P \cdot \left(\frac{b_{3(l)}}{c_{3(l)}} + \frac{b_{3(r)}}{c_{3(r)}} \right) \right).$$

(Eq 3.19)

Diese Formulierung kann auch mit mehr als zwei Strahlen implementiert werden, wobei dann gewichtet über die größten Basiskomponenten gemittelt werden kann. Sie stellt jedoch keine strenge Ausgleichung, sondern lediglich eine Mittelung über die redundante Information dar. Dafür ist sie deutlich weniger rechenzeitaufwendig, und die Unterschiede zur strengen Lösung sind häufig nicht signifikant. Insbesondere bei der Herleitung von Kernlinien in Mehrmediengeometrie zur Punktzuordnung (s. Kap. 6.1) erwies sich der hier beschriebene Ansatz aus eben dem Grund der Rechenzeiterparnis um fast eine Größenordnung als sehr vorteilhaft.

3.2.3 Weitere Einflüsse der Mehrmedienproblematik

Neben den im vorigen beschriebenen exakt modellierbaren geometrischen Einflüssen hat die Mehrmedienproblematik auch einige weitere Auswirkungen, welche nicht exakt modelliert werden können, für praktische Experimente und die Beurteilung von Resultaten jedoch von großer Bedeutung sind:

- Aberrationen: Das von jedem Strahl durchlaufene optische Gesamtsystem Wasser - Glas - Luft - Objektiv ist bei für den Einsatz in einem einzigen Medium (Luft) korrigierten Objektiven bezüglich Aberrationen nicht mehr minimiert. Dies muß, zumal das System aufgrund konvergenter Kameraanordnung auch nicht mehr symmetrisch ist, zwangsläufig zu einer Verschlechterung der Bildqualität führen, ähnlich wie sie bei der Verwendung eines dejustierten Objektivs zu erwarten ist. Unterwasserobjektive mit eigener Optimierung auf ihren Einsatzbereich - der vor allem durch den Brechungsindex des Einsatzmediums und die mittlere Aufnahmedistanz definiert ist (McNeil, 1971) - stellen hier keine Lösung dar, da die Optimierung nur bei direktem Kontakt der Front des Objektivs mit dem Medium gilt, während in der Praxis der Strömungsbeobachtung die Kamera sich in der Regel außerhalb des Mediums befinden wird.
- Die Dispersion ist in Wasser wesentlich größer als in Luft: während in Luft der Brechungsindex über den Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichtes nur um 0,008 % variiert, sind es im Wasser 1,4 % (Höhle, 1971). Da kurzwelliges (blaues) Licht stärker gebrochen wird als langwelliges (rotes) Licht, führt dies zu Farbsäumen an den abgebildeten Objekten (roter Saum zum Nadirpunkt hin, blauer Saum nach außen), welche auf

einem schwarz-weiß Sensor als Unschärfen erscheinen werden und im ungünstigsten Fall deutlich größer als ein Pixel sein können.

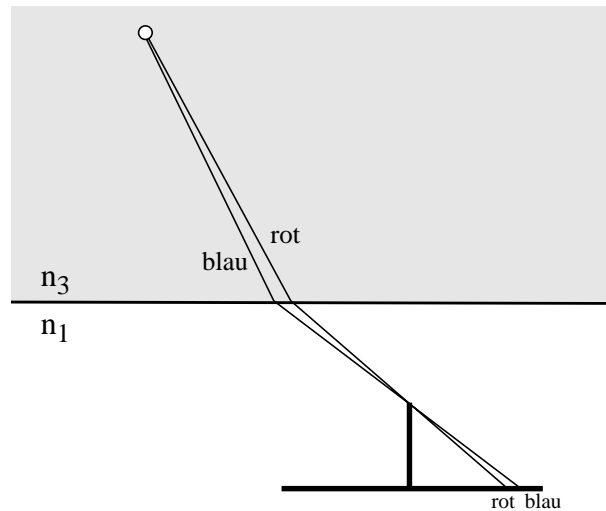


Abb. 16: Farbsäume durch Dispersion im Wasser

Da CCD-Sensoren im roten Bereich durchweg empfindlicher sind als im blauen Bereich, wird dies auch zu einer Schwerpunktverschiebung des abgebildeten Punktes führen. Berücksichtigt werden kann dieser Effekt streng nur, wenn sowohl die Kurve der spektralen Empfindlichkeit des Sensors wie auch die spektrale Emission der Lichtquelle bekannt sind und ein entsprechend korrigierter Brechungsindex verwendet wird. Dieser kann nach der empirischen Faustformel (Höhle, 1971)

$$n_w = 1.338 + 4 \cdot 10^{-5} \cdot (486 + 0.003 \cdot t + 50 \cdot S - \lambda - T) \quad (\text{Eq 3.20})$$

mit λ = Wellenlänge [nm]
 T = Temperatur [°C]
 t = Tiefe im Wasser [m]
 S = Salzgehalt [%]

berechnet werden. Sind spektrale Empfindlichkeit oder Emissionskurve nicht bekannt, muß der Brechungsindex als Unbekannte in der Kalibrierung des Systems mitbestimmt werden (s. Kap. 4.2.1).

- Restinhomogenitäten des Brechungsindex (aufgrund lokaler Druck- und Temperaturunterschiede in bewegtem oder stillem Wasser) bewirken Abweichungen vom strengen geometrischen Modell, welches Homogenität des Mediums voraussetzt. Dies ist insbesondere bei Dichteströmungen von Bedeutung (s. Kap. 3.2.4).
- Kleine Abweichungen von der Planheit der Glaswände des Observationsbehältnisses verfälschen die berechneten Einfallswinkel β_1 und führen zu lokalen Störungen.

- Die Netzgeometrie wird, da die Strahlen zum jeweils dichteren Medium hin gebrochen werden und der Konvergenzwinkel zwischen den Kameras aufgrund der Reflektion an den Schnittstellen zwischen den Medien nicht beliebig vergrößert werden kann, in der Regel durch einen ungünstigeren Strahlenschnitt am Objektpunkt gekennzeichnet sein und größere Standardabweichungen für die Tiefenkoordinate bewirken.
- Diffusion und Absorption des Lichtes im Wasser und an den Partikeln bewirken eine Extinktion des Lichtes und führen somit zu einer Kontrastminderung im Bild und zu schlechterer Bestimmbarkeit der Bildkoordinaten.
- Daß die Beugung bei konvergenter Anordnung der Kameras nicht mehr rotationssymmetrisch ist, kann im Vergleich zu den anderen Effekten vernachlässigt werden (Meid, 1991).

Alle diese Effekte bewirken zum Teil systematische Fehler und zum Teil eine allgemeine Verschlechterung der Bildqualität von Mehrmedienaufnahmen, was zwangsläufig zu einer Verminderung der Qualität der Resultate führen muß, wie auch noch im Kapitel 'Kalibrierung' gezeigt wird.

3.2.4 Problematik bei Dichteströmungen

Bei der Untersuchung von Auftriebsströmungen (mit positivem oder negativem Auftrieb) wird eine Flüssigkeit der Dichte ρ_1 (z.B. Salzwasser) in eine Umgebungsflüssigkeit der Dichte ρ_0 eingegeben, was zu komplizierten Geschwindigkeitsfeldern führt; ein Beispiel dafür mit zweidimensionaler Visualisierung durch Fluoreszine zeigt Abb. 17 (Papantoniou/Bühler/Dracos, 1990):

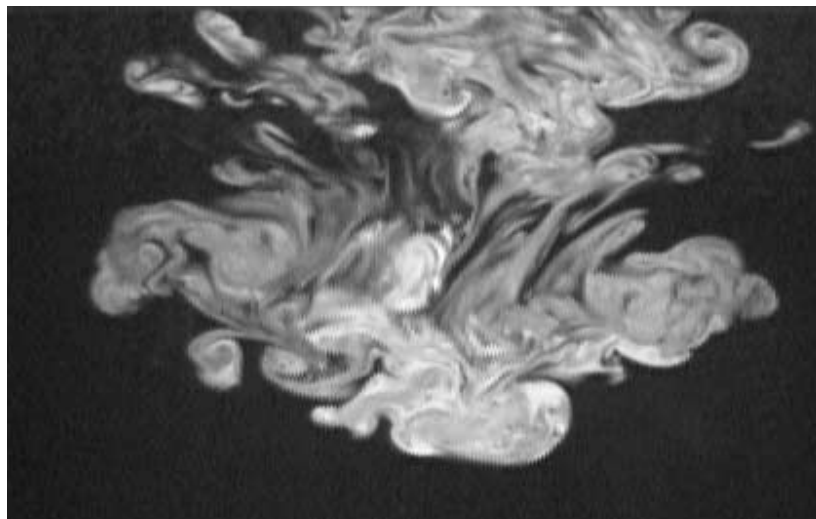


Abb. 17: Kontinuierliche zweidimensionale Visualisierung einer Dichteströmung

Will man solche Vorgänge im Dreidimensionalen mit diskreter Visualisierung durch Parti-

kel untersuchen, ergibt sich das Problem, daß der Brechungsindex der beiden Flüssigkeiten nach (Eq 3.20) unterschiedlich sein wird und vom Fortschritt der Durchmischung abhängt:

$$n_3 = 1.3361 \text{ bei } \lambda = 514 \text{ nm, } T = 20.5^\circ\text{C, } S = 0 \%$$

$$n_3 = 1.3411 \text{ bei } \lambda = 514 \text{ nm, } T = 20.5^\circ\text{C, } S = 2.5 \%$$

Diese Tatsache ist auch die Grundlage des Schlieren-Verfahrens, einer Methode zur Visualisierung und Quantifizierung optischer Inhomogenitäten in transparenten Medien (z.B. Merzkirch, 1987), führt hier jedoch zu unerwünschten Effekten: Die bei der Herleitung des geometrischen Modells (und auch in allen anderen in der Literatur berichteten Mehrmedialgorithmen) getroffene Annahme der Homogenität der einzelnen Medien gilt hier nicht mehr, der Brechungsindex ist eine ortsabhängige Größe und die Strahlen breiten sich nicht mehr geradlinig aus. Dazu kommt noch eine Zeitabhängigkeit durch die fortschreitende Durchmischung der Flüssigkeiten, so daß hier faktisch ein vierdimensionales Brechungsindexfeld vorliegt. Die Änderung des Brechungsindex erfolgt dabei nicht mehr, wie im vorigen modelliert, unstetig an definierten, diskreten Trennflächen, sondern stetig und kontinuierlich. Qualitativ erhält man einen Strahlverlauf, wie er in Abb. 18 dargestellt ist.

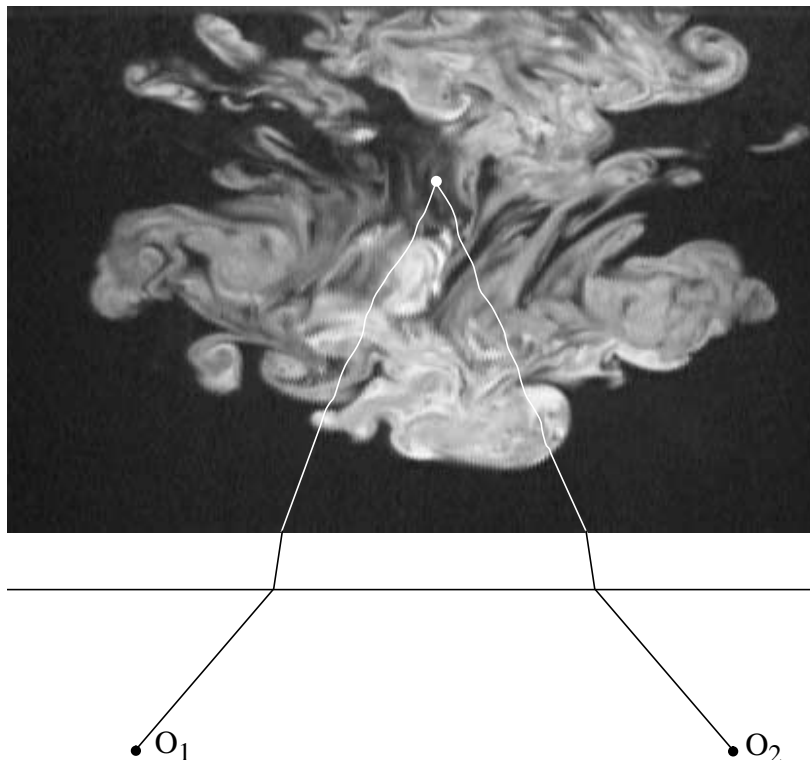


Abb. 18: Vorwärtsschnitt in Mehrmediengeometrie mit nicht-homogenem Brechungsindex

Numerisch ergibt sich der Strahlverlauf unter Vernachlässigung der Dispersion nach dem Fermat'schen Prinzip "daß die Natur immer den kürzesten Weg geht ..." (aus dem sich im

Übrigen auch das Snellius'sche Gesetz ableiten läßt) zu

$$\int_P^{P'} n(s) ds \rightarrow \min. \quad (\text{Eq 3.21})$$

Der Brechungsindex n ist darin eine orts- und zeitabhängige Größe, welche funktional nicht modelliert werden kann.

Näherungsweise kann man das Brechungsindexfeld durch Diskretisierung in kleine Volumina mit Annahme von Homogenität und Isotropie für jedes Einzelvolumen darstellen:

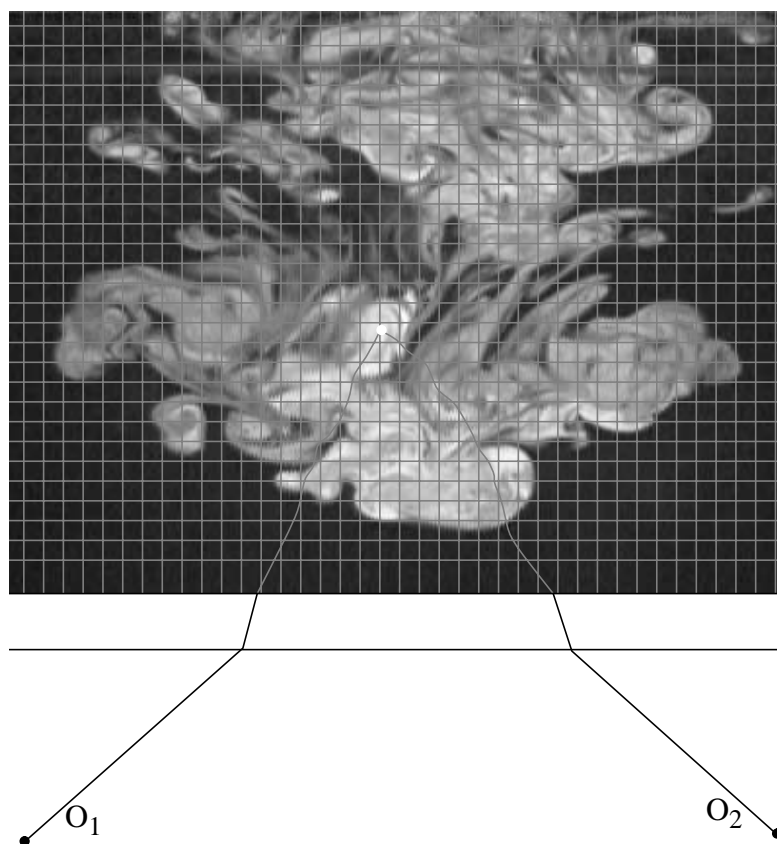


Abb. 19: Diskretisiertes Brechungsindexfeld

Die Brechungsindizes $n_{ijk}(t)$ für alle von einem Strahl passierten Volumina müssen dann geschätzt werden. Damit ergibt sich ein Problem der räumlichen Auflösung bei der Messung: wie sich aus Abb. 18 und Abb. 19 ersehen läßt, muß die Auflösung des Feldes ziemlich fein gewählt werden. Grob geschätzt müßte in der Ebene in mindestens 40×50 Maschen aufgelöst werden, was bei einem Gesichtsfeld von ca. $12 \times 15 \text{ cm}^2$ und einer Tiefenausdehnung von z.B. 4 cm etwa 25000 Teilvolumina ergibt. Dagegen steht ein Maximum von maximal etwa 1000 Partikeln, die sich realistischerweise mit der Methode überhaupt bestimmen lassen. Auch wenn für Teilvolumina, die von keinem Strahl passiert

werden, keine Unbekannte angesetzt werden muß, wird das Brechungsindexfeld damit jedenfalls unterbestimmt bleiben. Noch gar nicht berücksichtigt sind hierbei Probleme der Punktzuordnung zwischen korrespondierenden Bildern, welche eine Kenntnis des Brechungsindexfeldes voraussetzt, was dann allenfalls iterativ gelöst werden könnte. Vor allem aber sind die Brechungsindizes benachbarter Volumina häufig stark korreliert; in einer Simulation mit realem Datenmaterial war es nicht einmal möglich, Brechungsindizes für mehrere parallele Schichten im Wasser zu bestimmen (siehe Kapitel 4.2.1).

Bei praktischen Experimenten wird man deshalb immer so vorgehen, daß die Brechungsindizes der beiden Flüssigkeiten einander angeglichen werden, was z.B. durch Zugabe von Alkohol in das Umgebungswasser geschehen kann. Der Brechungsindex der zugegebenen Salzlösung kann anhand der Faustformel berechnet werden, und aus dem Brechungsindex von Alkohol (1,36) kann die notwendige Alkoholmenge berechnet werden.

3.3 Linearisierung der Beobachtungsgleichungen, Ausgleichung

Die für die Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate notwendige Prozedur für die Linearisierung der Beobachtungsgleichungen der Bündelausgleichung, Aufstellung und Inversion des Normalgleichungssystems sowie Parameterschätzung ist in der Basisliteratur (z.B. Albertz/Kreiling, 1989) hinreichend beschrieben.

Bei der Linearisierung der Beobachtungsgleichungen nach den unbekanntem Parametern müssen hier neben den Parametern der äußeren und inneren Orientierung noch die Zusatzparameter und die Mehrmediengeometrie berücksichtigt werden. Während für ω , φ und κ sowie für die innere Orientierung die Linearisierungen z.B. aus (Albertz/Kreiling, 1989) übernommen werden können und die Zusatzparameter (Eq 3.2, Eq 3.3) linear eingehen, verlangt die Mehrmediengeometrie deutlich mehr Aufwand, da eine Differentiation durch die gebrochene, iterative Formulierung des Mehrmedienmoduls nicht möglich ist. Als einfachste Lösung bietet sich hier eine numerische Differentiation an, die jedoch relativ rechenzeitaufwendig ist und gewissermaßen als ‘brute force’ Methode angesehen werden kann. Die Ableitung nach einem Parameter a_i ergibt sich numerisch zu

$$\frac{\partial f}{\partial a_i} = \frac{f(a_1, \dots, (a_i + da_i), \dots, a_n) - f(a_1, \dots, a_i, \dots, a_n)}{da_i}$$

mit $f \in \{x_i', y_i'\}$

$$a_i \in \{X_0, Y_0, Z_0, X_i, Y_i, Z_i\} \tag{Eq 3.22}$$

da_i wird dabei differentiell klein angesetzt, wobei allerdings beachtet werden muß, daß da_i nicht so klein werden darf, daß es Rechenunschärfen verursachen könnte; bei durchgehen-

der Verwendung von 64-bit Fließkommazahlen ist dies in der Regel kein Problem. Für die Ableitung nach den Objektkoordinaten X_i, Y_i, Z_i bietet sich statt der numerischen Differentiation eine wesentlich elegantere Formulierung mit der Kettenregel an:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial x'}{\partial X} &= \frac{\partial x'}{\partial \bar{X}} \cdot \frac{\partial \bar{X}}{\partial X} & \frac{\partial y'}{\partial X} &= \frac{\partial y'}{\partial \bar{X}} \cdot \frac{\partial \bar{X}}{\partial X} \\
 \frac{\partial x'}{\partial Y} &= \frac{\partial x'}{\partial \bar{Y}} \cdot \frac{\partial \bar{Y}}{\partial Y} & \frac{\partial y'}{\partial Y} &= \frac{\partial y'}{\partial \bar{Y}} \cdot \frac{\partial \bar{Y}}{\partial Y} \\
 \frac{\partial x'}{\partial Z} &= \frac{\partial x'}{\partial \bar{Z}} \cdot \frac{\partial \bar{Z}}{\partial Z} & \frac{\partial y'}{\partial Z} &= \frac{\partial y'}{\partial \bar{Z}} \cdot \frac{\partial \bar{Z}}{\partial Z} ,
 \end{aligned}
 \tag{Eq 3.23}$$

wobei sich die $\partial x'/\partial \bar{X}$ etc. analytisch durch Differentiation der Kollinearitätsgleichungen leicht herleiten lassen (Albertz/Kreiling, 1989), während $\partial \bar{X}/\partial X$ und $\partial \bar{Y}/\partial Y$ gerade der im Mehrmedienmodul errechneten relativen radialen Verschiebung \bar{R}/R entsprechen und wegen der radialen Verschiebung des Punktes parallel zur X/Y-Ebene des gewählten lokalen Koordinatensystems $\partial \bar{Z}/\partial Z = 1$ ist.

Einige der in der Kalibrierung zu bestimmenden Parameter müssen also nach der Methode der numerischen Differentiation linearisiert werden, was tolerierbar ist, da die Kalibrierung in der Regel nur einmal durchgeführt werden muß und daher nicht rechenzeitkritisch ist. Für die sehr häufig zu rechnende Punktbestimmung hingegen kann die schnellere Differentiation nach der Kettenregel angewandt werden.

Die weiteren Schritte Aufstellen der Normalgleichungsmatrix, Inversion und Parameterschätzung entsprechen wieder der Standardprozedur; als Gewichtsmatrix wird dabei generell $P = I$ angenommen.

3.4 Statistische Analyse der Daten

Aussagen über die geometrische Stabilität und Zuverlässigkeit des mathematischen Modells der Punktbestimmung lassen sich aus Untersuchungen der Q_{xx} - und Q_{vv} -Matrix ableiten. Im folgenden werden die auf diesen Untersuchungen basierenden Analysen hergeleitet, wobei wegen der daraus resultierenden Aussagen über das Modell einige Ergebnisse, die ansonsten in späteren Kapiteln dargestellt sind, vorweggenommen werden. Die Aussagen hier beschränken sich auf die Punktbestimmung durch räumlichen Vorwärtsschnitt, Untersuchungen zum Rückwärtsschnitt bzw. Bündellösung werden im Zusammenhang mit der Kalibrierung behandelt. Einen Schlüsselpunkt stellt dabei die Frage dar, ob zwei oder drei Kameras zur Punktbestimmung eingesetzt werden. Dies hat wesentlichen Einfluß auf die Zuverlässigkeit der bestimmten Partikelkoordinaten und auch auf das Verfahren der Punktzuordnung; deshalb soll bei den folgenden Analysen grundsätzlich zwischen einem Zwei- und einem Dreikameramodell unterschieden werden. Prakti-

sche Anforderungen an die Anordnung der Kameras und die Vorgehensweise im Dreikameramodell werden in Kapitel 6 noch eingehend diskutiert.

3.4.1 Untersuchung der Q_{xx} -Matrix des räumlichen Vorwärtsschnittes

Zur Analyse der Stabilität der Geometrie der dreidimensionalen Koordinatenbestimmung sollen die Q_{xx} -Matrizen

$$Q_{xx} = (A^T P A)^{-1} \quad \begin{array}{l} \text{A: Koeffizientenmatrix} \\ \text{P: Gewichtsmatrix} \end{array} \quad (\text{Eq 3.24})$$

bzw. die Korrelationsmatrizen

$$R_{xx} = \frac{Q_{x_i x_j}}{\sqrt{Q_{x_i x_i}} \cdot \sqrt{Q_{x_j x_j}}} \quad (\text{Eq 3.25})$$

für das Zwei- und das Dreikameramodell verglichen werden.

Im Mittel über eine Stichprobe von 100 Punkten ergaben sich aus realen Daten eines Experimentes folgende Werte:

2-Kamera-Modell:

$$Q_{xx(2)} = \begin{bmatrix} 382.61 & 1.00 & 584.63 \\ 1.00 & 313.70 & 12.23 \\ 584.63 & 12.23 & 2844.27 \end{bmatrix} \quad R_{xx(2)} = \begin{bmatrix} 1 & 0.003 & 0.561 \\ 0.003 & 1 & 0.013 \\ 0.561 & 0.013 & 1 \end{bmatrix}$$

3-Kamera-Modell:

$$Q_{xx(3)} = \begin{bmatrix} 249.31 & -20.69 & 294.11 \\ -20.69 & 205.91 & -111.07 \\ 294.11 & -111.07 & 1797.87 \end{bmatrix} \quad R_{xx(3)} = \begin{bmatrix} 1 & -0.091 & 0.439 \\ -0.091 & 1 & -0.182 \\ 0.439 & -0.182 & 1 \end{bmatrix}$$

Damit ist also die Genauigkeit in X/Y/Z-Koordinatenrichtung beim 3-Kamera-Modell um Faktoren 1.24/1.23/1.26 besser als beim 2-Kamera-Modell. Die Korrelationen sind beim 2-Kamera-Modell wegen der gewählten Basisrichtung naturgemäß vor allem zwischen X und Z hoch, während sie zwischen X und Y bzw. Y und Z beim 3-Kamera-Modell etwas höher sind.

Die Tiefenkoordinate ist bei beiden Modellen um einen Faktor 2,8 schlechter als die Lagekoordinaten, was auf den durch die Mehrmediengeometrie reduzierten Strahlenschnittwinkel am Objektpunkt zurückzuführen ist, welcher im vorliegenden Datensatz im Durchschnitt etwa $\alpha = 40^\circ$ betrug und mit $1 / (\tan(\alpha/2)) \approx 2.75$ eingeht.

Die dritte Kamera hat damit neben ihrer später noch gezeigten primären Bedeutung bei der Etablierung der Korrespondenzen zwischen Punkten in verschiedenen Bildern durchaus auch geometrisch positiven Einfluß auf die Genauigkeit der Punktbestimmung.

3.4.2 Untersuchung der Q_{vv} -Matrix

Für die Beurteilung eines Schätzmodells ist dessen innere Zuverlässigkeit im Baarda'schen Sinne, d.h. die Fähigkeit der Parameterschätzung, grobe Fehler in den Beobachtungsdaten aufzudecken und zu lokalisieren, von großer Bedeutung.

Ein grober Fehler wird als aufdeckbar bezeichnet, wenn eine statistische Testgröße eine vorgegebene Schranke überschreitet und er ist lokalisierbar, wenn die ihn verursachende Beobachtung identifiziert werden kann (Grün, 1986). Als ein inneres Zuverlässigkeitsmaß definiert Baarda (1968) den Grenzwert für einen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit gerade noch erkennbaren groben Fehler.

Von entscheidender Bedeutung ist dabei die Kovarianzmatrix Q_{vv} der Residuen v , die sich im Gauss-Markoff-Modell wie folgt ergibt (z. B. Koch, 1980):

$$\hat{x} = (A^T P A)^{-1} A^T P l = Q_{xx} A^T P l \quad \begin{array}{l} l : \text{Beobachtungsvektor} \\ \hat{x} : \text{zu schätzende Unbekannte} \end{array} \quad (\text{Eq 3.26})$$

mit der Schätzung der Verbesserungen

$$v = A\hat{x} - l = (A Q_{xx} A^T P - I) l \quad (\text{Eq 3.27})$$

und der zugehörigen Kovarianzmatrix

$$Q_{vv} = P^{-1} - A Q_{xx} A^T . \quad (\text{Eq 3.28})$$

Daraus erhält man

$$Q_{vv} P = I - A Q_{xx} A^T P \quad (\text{Eq 3.29})$$

und durch Einsetzen in (Eq 3.27)

$$v = -Q_{vv} P l . \quad (\text{Eq 3.30})$$

Als Testgröße für Ausreißer werden bei Baarda die standardisierten Residuen mit dem Fraktilwert der t- bzw. F-Verteilung verglichen, wobei im folgenden $P = \text{diag}$ angenommen wird:

Testgröße:

$$w_i = \frac{-v_i}{\sigma_0 \sqrt{Q_{v_i, v_i}}} \quad (\text{Eq 3.31})$$

mit dem Fraktilwert:

$$k_w = \sqrt{F_{1-\alpha; 1; \infty}} = t_{1-\alpha; \infty} \quad (\text{Eq 3.32})$$

=> Grenzwert für Residuen

$$v_i > k_w \sigma_0 \sqrt{Q_{v_i v_i}} \quad (\text{Eq 3.33})$$

Führt man nun einen groben Fehler ∇l in die Beobachtungen ein, so wird (Eq 3.30) zu

$$v + \nabla v = -Q_{vv} P (l + \nabla l)$$

und man erhält den Einfluß auf die Residuen

$$\Rightarrow \nabla v = -Q_{vv} P \nabla l . \quad (\text{Eq 3.34})$$

Mit dem auf gewählten Wahrscheinlichkeitsniveaus basierenden Dezentralitätsparameter λ_0 definiert Baarda dann unter der Voraussetzung $P = \text{diag}$ einen minimalen aufdeckbaren groben Fehler

$$\nabla l_i = \sigma_0 \frac{\sqrt{\lambda_0}}{\sqrt{Q_{v_i v_i}}} \quad (\text{Eq 3.35})$$

λ_0 ist bei Baarda in Form von Nomogrammen dargestellt und ergibt sich mit

$$\alpha_0 = 0,1 \% \text{ und } \beta_0 = 80 \% \text{ (Grün, 1978; Förstner, 1978)}$$

zu $\lambda_0 = 17,1$ bzw. $\sqrt{\lambda_0} = 4,14$.

Grün (1978, 1986) benutzt als globale Maße für die innere Zuverlässigkeit

$$r_x = \frac{2}{n} sp(Q_{vv}^{(x)}) \quad r_y = \frac{2}{n} sp(Q_{vv}^{(y)}) \quad (\text{Eq 3.36})$$

welche die Redundanzanteile für die beiden Bildkoordinatenrichtungen auf der Spur von Q_{vv} darstellen und besonders geeignet sind, Schwächen in einer Koordinatenrichtung aufzudecken.

Wiederum aus derselben Stichprobe von 100 Punkten wie in Kap. 3.4.1 ergaben sich folgende Werte für reale Daten:

2-Kamera-Modell:

$$Q_{vv(2)} = \begin{matrix} & x' & y' & x'' & y'' \\ \begin{bmatrix} 0.008 & 0.062 & 0.003 & -0.062 \\ 0.062 & 0.492 & 0.025 & 0.492 \\ 0.003 & 0.025 & 0.001 & -0.025 \\ -0.062 & 0.492 & -0.025 & 0.499 \end{bmatrix} \end{matrix}$$

3-Kamera-Modell:

$$Q_{vv(3)} = \begin{matrix} & x' & y' & x'' & y'' & x''' & y''' \\ \begin{bmatrix} 0.401 & 0.141 & 0.006 & 0.006 & 0.333 & 0.296 \\ 0.141 & 0.619 & -0.133 & 0.397 & -0.016 & 0.191 \\ 0.006 & -0.133 & 0.368 & -0.138 & 0.250 & 0.265 \\ 0.006 & 0.397 & -0.138 & 0.577 & -0.014 & 0.212 \\ 0.333 & -0.016 & 0.250 & -0.014 & 0.614 & -0.003 \\ 0.296 & 0.191 & 0.265 & 0.212 & -0.003 & 0.421 \end{bmatrix} \end{matrix}$$

Die Singularitäten für die Bildkoordinate in Kernlinien- bzw. Basisrichtung beim 2-Kamera-Modell (hier: x' , x'') sind offensichtlich, die o.g. Redundanzanteile r_x , r_y ergeben sich zu:

| | r_x | r_y |
|-----------|-------|-------|
| 2 Kameras | 0.005 | 0.496 |
| 3 Kameras | 0.461 | 0.539 |

wobei der Wert für r_x im Zweikameramodell nur wegen der Konvergenz der Kameras und der durch Mehrmediengeometrie und Zusatzparameter verursachten Neigung und Krümmung der Kernlinien nicht gleich Null ist.

Baarda's Ausreißertest ergibt mit $\alpha_0 = 0,1 \%$ und $\beta_0 = 80 \%$ (Grün, 1978, Förstner, 1978) ($\Rightarrow \lambda_0 = 17,1$ bzw. $\sqrt{\lambda_0} = 4,14$ aus den Nomogrammen) und $\sigma_0 \hat{=} \hat{\sigma}_0$:

2 Kameras: $\hat{\sigma}_0 = 3.69 \mu\text{m} \Rightarrow \nabla x = 327.0 \mu\text{m}$ und $\nabla y = 21.7 \mu\text{m}$

3 Kameras: $\hat{\sigma}_0 = 3.62 \mu\text{m} \Rightarrow \nabla x = 24.3 \mu\text{m}$ und $\nabla y = 20.7 \mu\text{m}$

Diese Werte müssen verglichen werden mit den Toleranzwerten für die Suche entlang des Kernliniensegmentes; an dem sehr hohen Wert für ∇x beim 2-Kamera-Modell sieht man, daß bei typischen Längen der Kernliniensegmente von ca. 30 - 50 Pixeln bzw. 400 - 800 μm im digitalisierten Bild und Toleranzen von etwa 10 μm senkrecht dazu (siehe Kap.

6.1) falsche Lösungen bei mehrdeutigen Zuordnungsmöglichkeiten auf der Kernlinie nicht leicht als Ausreißer erkannt werden können.

Beim 3-Kamera-Modell hingegen sind die Werte wesentlich homogener, falsche Zuordnungen können leicht als Ausreißer detektiert werden. Dies beweist, daß für eine zuverlässige Koordinatenbestimmung bei hoher Dichte von Objektpunkten und lediglich auf Kernlinieninformation gestützter Punktzuordnung die Verwendung einer dritten Kamera unerlässlich ist. Die praktische Bedeutung dieser Ergebnisse wird in Kapitel 6 noch eingehend diskutiert.

4. Kalibrierung des Systems

Um das Genauigkeitspotential der Methode voll auszuschöpfen und um Aufschlüsse über die erzielbare Genauigkeit zu gewinnen, ist eine gründliche Kalibrierung des Systems notwendig. Die Kalibrierungsprozedur sollte dabei so gestaltet sein, daß die Kalibrierung jederzeit am Ort des Experiments ohne allzu großen Aufwand wiederholt werden kann.

4.1 Kalibrierungsprozedur

Um eine genaue Lösung zu ermöglichen, wird die Kalibrierung anhand eines Kalibrierungsfeldes mit hoher Punktdichte durchgeführt, welches auf einem Maschinenkomparator ausgemessen wurde (Ablesung $1\ \mu\text{m}$, Wiederholbarkeit $5\text{-}10\ \mu\text{m}$). Das Kalibrierungsfeld besteht aus einer robusten, schwarz eloxierten Aluminiumplatte mit 85 Punkten in zwei Tiefenebenen (Abb. 20), welche durch Entfernung der Eloxierung an den entsprechenden Stellen markiert sind. Dies bringt einerseits Nachteile bei schräg einfallender Beleuchtung mit sich, ist andererseits aber notwendig, um problemlosen Langzeiteinsatz im Medium Wasser zu gewährleisten.

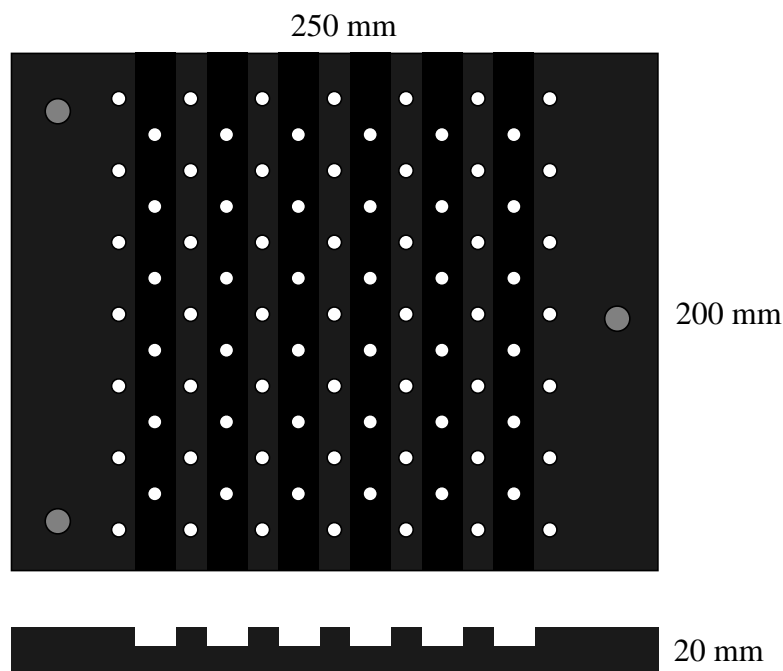


Abb. 20: Kalibrierungsplatte

Die Kalibrierungsplatte kann anhand von Distanzstücken in verschiedenen Wassertiefen plaziert werden. Aufnahmen der Platte sollten in der Regel vor und nach jedem Experiment, sicher aber nach jeder Neuorientierung oder Fokussierung der Kameras gemacht werden. Die Systemkalibrierung beinhaltet dabei neben der äußeren und inneren Kalibrierung der Kameras die Bestimmung der Verzeichnungsparameter der Kameraoptiken sowie

Effekte der analogen Zwischenspeicherung der Bilddaten auf Videoband und der Digitalisierung. Außerdem können Brechungsindizes als Unbekannte eingeführt werden. Die Geometrie der CCD-Sensoren selbst wird als nicht kalibrierungsbedürftig angesehen, da hierfür in der Literatur (Lenz, 1988) Genauigkeiten von besser als 1 : 100000 angegeben werden.

Die Auswertung der Aufnahmen beginnt mit einer Hochpaßfilterung der Bilder und einer automatischen Bestimmung der Bildkoordinaten der abgebildeten Punkte. Hierzu wurde wie auch zur Bestimmung der Partikelbildkoordinaten der in Kapitel 5 beschriebene Schwerpunktalgorithmus verwendet. Alternativ wurden die Bildkoordinaten der Platte auch mit Template Matching ohne geometrische Zusatzparameter bestimmt; eine Verbesserung der Resultate war dadurch jedoch nicht zu erzielen.

Nach einer groben Vororientierung der Aufnahmen durch Rückwärtsschnitt mit den vier Eckpunkten (oder vier beliebig vom Benutzer vorgegebenen Punkten der Platte) und anschließender automatischer Punktzuordnung von detektierten Punkten der Kalibrierungsplatte anhand der Orientierungsdaten aus der Groborientierung und der bekannten Koordinaten der Punkte des Kalibrierungsfeldes erfolgt die Kalibrierung entweder durch räumlichen Rückwärtsschnitt für jede Kamera individuell oder durch Bündellösung, wobei letzterer wegen der stabileren Geometrie der Vorzug zu geben ist. Ausgelegt als Mehrmedienbündelprogramm mit Selbstkalibrierung können in die Bündellösung zur bei der verwendeten Hardware unbedingt notwendigen Kompensation systematischer Fehler Zusatzparameter für beliebig viele Kameras sowie gemeinsame Zusatzparameter eingeführt werden. Der gesamte Datenfluß ist dabei bis auf die Groborientierung automatisch, Interaktionen des Benutzers beschränken sich auf statistische Analysen, die durch Eingaben in Parameterfiles ausgelöst werden.

In der Bündellösung können die Punkte des Testfeldes wahlweise als Paßpunkte oder Kontrollpunkte eingeführt werden, außerdem können in einem zweiten Schritt beliebig viele Partikel aus Bildtripeln des Experiments als Neupunkte eingeführt werden. Dies ist zur Stabilisierung der Lösung wichtig, wenn der Tiefenbereich im Objektraum größer ist als der beschränkte Tiefenbereich der Kalibrierungsplatte. Innere Orientierung und Zusatzparameter können wahlweise als Unbekannte eingeführt oder - auch einzeln - festgehalten werden, ebenso der Brechungsindex des Wassers.

Optional kann im Bündel eine Vollinversion durchgeführt werden. Neben σ_0 , den Residuen und den Kontrollpunktdifferenzen werden dann zur eingehenderen Analyse der Resultate folgende Daten bestimmt:

- Die Standardabweichung der unbekannt Parameter

$$\sigma_{x_i} = \hat{\sigma}_0 \cdot \sqrt{Q_{x_i x_i}} \quad (\text{Eq 4.1})$$

- Die Korrelationen zwischen den Parametern

$$r_{P_i P_j} = \frac{Q_{x_i x_j}}{\sqrt{Q_{x_i x_i}} \cdot \sqrt{Q_{x_j x_j}}} \quad (\text{Eq 4.2})$$

- Die Signifikanz der bestimmten Parameter durch Einführung der allgemeinen Hypothese im univariaten Gauss-Markov-Modell

$$H_0: H\hat{x} = w \quad \text{gegen} \quad H_1: H\hat{x} \neq w.$$

Darin ist H eine (r,u)-Matrix mit vollem Zeilenrang, die definiert, welche Parameter zu testen sind, und w ein (r,1)-Vektor (z.B. w = 0 beim Signifikanztest für Zusatzparameter). Als Testgröße wird

$$T = \frac{R/r}{\Omega/(n-q)} = \frac{1}{r\hat{\sigma}^2} \cdot (Hx - w)^T (H(A^T P A)^{-1} H^T)^{-1} (Hx - w) \quad (\text{Eq 4.3})$$

verwendet (z.B. Koch, 1980), die unter H_0 zentral Fisher-verteilt ist nach

$$T \sim F(r, n - q)$$

Die Nullhypothese ist mit dem Signifikanzniveau α abzulehnen, falls

$$T > F_{1-\alpha; r, n-q}$$

Damit können durch Definition in H alle Zusatzparameter oder beliebige Teilmengen des Zusatzparametersatzes auf Signifikanz getestet werden. Im Falle des Testes eines einzelnen Parameters kommt man zum eindimensionalen Student-Test

$$t = \frac{\hat{x}_i - x_{0i}}{\hat{\sigma}_{x_i}} \quad t \sim F(1, n - q)$$

Die Hypothesentests erlangen insbesondere Bedeutung bei der Übertragbarkeit von unter unterschiedlichen äußeren Bedingungen gewonnenen Kalibrierungsergebnissen (s. Kapitel 4.2.2).

Weiter kann optional die Kondition des Normalgleichungssystems aus dem Quotienten des größten durch den kleinsten Eigenwert (berechnet durch Jacobi-Transformation) bestimmt werden.

Insgesamt ergibt sich somit folgender Datenfluß bei der Kalibrierung:

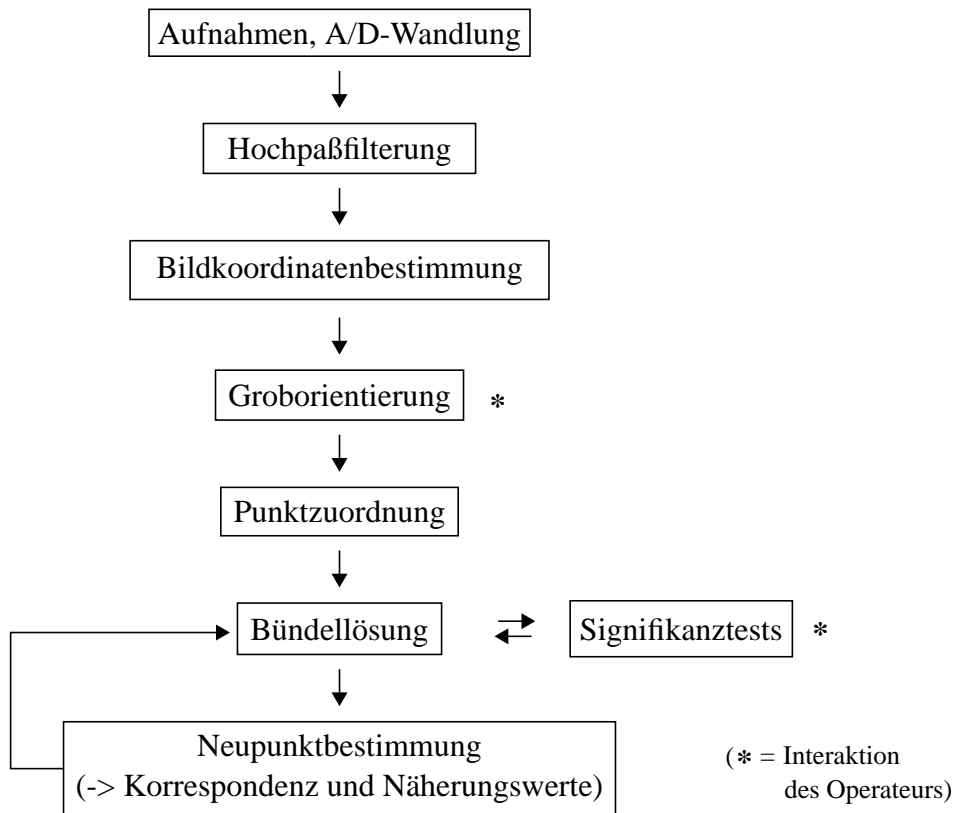


Abb. 21: Datenfluß bei der Kalibrierung

4.2 Erzielbare Ergebnisse im praktischen Einsatz

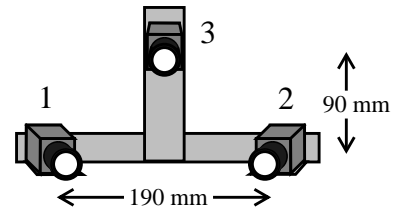
Im folgenden seien exemplarisch die Ergebnisse einer Bündellösung für eine Kalibrierung unter Bedingungen des praktischen Experiments vorgestellt. Die Ergebnisse müssen dabei etwas hinter den unter optimalen Bedingungen erzielbaren Werten zurück bleiben, weil insbesondere die Beleuchtung der Testplatte in Mehrmedienumgebung sich als sehr problematisch erwies; um Reflektionen an den Schnittstellen zwischen den Medien zu vermeiden, die sich auch nicht mit Polfiltern eliminieren ließen, muß in der Regel mit diffuser Raumbelichtung gearbeitet werden, was zusammen mit der Extinktion im Wasser zu trotz relativ großer Blende ziemlich dunklen Bildern führt.

Dem hier vorgestellten Datensatz liegt folgende Konfiguration eines realen Experiments zugrunde:

Kameras: 3 Sony XC 77 CE

Objektive: 2 x Fujinon 9 mm, 1 x Canon 8.5 mm

Basis: Dreieck, ca. 190 mm zwischen Kamera 1 und 2,
ca. 90 mm senkrecht dazu Kamera 3



Objektentfernung: ca. 270 mm,

davon 60 mm in Luft, 7.5 mm in Glas, 200 mm in Wasser

Brechungsindex Wasser: 1,3372

gemeinsamer Objektausschnitt: ca. 200 x 150 mm², Tiefenausdehnung 5 mm

analoge Zwischenspeicherung: Sony U-matic VO 5850

Digitalisierung: Matrox MVP-AT -> 512 x 512 Pixel, Mittelung über 100 Bilder

Von den 85 Punkten des Testfeldes wurden 42 als Paßpunkte eingeführt, 35 als Kontrollpunkte, die 4 Eckpunkte wurden, da konstruktiv bedingt weniger genau, ausgeschlossen, 6 weitere Punkte wurden nur von einer Kamera abgebildet. Damit ergab sich folgende Redundanz:

432 Beobachtungen

153 Unbekannte (48 Kamera Parameter, 105 Neupunktkoordinaten)

Redundanz: 279

Hohe Korrelationen zwischen den Parametern treten in photogrammetrischen Netzen im Nahbereich häufig auf, insbesondere wenn viele Zusatzparameter zu bestimmen sind. Auch liegt hier trotz Nivellierung des Normalgleichungssystems durch Herausziehen konstanter Faktoren aus den Spalten der Koeffizienten-Matrix der Quotient aus dem größten durch den kleinsten Eigenwert in der Größenordnung von 10^6 . Bei durchgehender Verwendung von 8-byte Fließkommazahlen ergaben sich daraus jedoch keine numerischen Probleme.

Bei lediglich grob geschätzten Näherungswerten und niedrig angesetzttem Iterationskriterium sind 5 bis 8 Iterationen zur Konvergenz der Lösung notwendig.

Im einzelnen ergibt sich:

- $\hat{\sigma}_0 = 1.1 \mu\text{m}$ ($0.95 \mu\text{m}$ in x-Richtung und $1.22 \mu\text{m}$ in y-Richtung) bei einer Pixelgröße von etwa $16 \mu\text{m} \times 11 \mu\text{m}$ im auf 512×512 Pixel digitalisierten Bild.

- Korrelationen ($|r| > 0.9$) zwischen Kameraparametern:

| Kamera 1 | Kamera 2 | Kamera 3 |
|--------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| $X_0 \leftrightarrow s_x : -0.977$ | $X_0 \leftrightarrow s_x : 0.968$ | $X_0 \leftrightarrow \kappa : 0.954$ |
| $Y_0 \leftrightarrow y_h : 0.907$ | $Y_0 \leftrightarrow y_h : 0.901$ | $Y_0 \leftrightarrow s_x : -0.940$ |
| $Y_0 \leftrightarrow \delta : 0.910$ | $Z_0 \leftrightarrow \phi : 0.914$ | $Z_0 \leftrightarrow \omega : -0.950$ |
| $Z_0 \leftrightarrow \phi : -0.939$ | $Z_0 \leftrightarrow c : 0.994$ | $Z_0 \leftrightarrow c : 0.990$ |
| $Z_0 \leftrightarrow c : 0.993$ | $\phi \leftrightarrow c : 0.915$ | $Z_0 \leftrightarrow p_2 : -0.952$ |
| $Z_0 \leftrightarrow p_1 : 0.919$ | $\phi \leftrightarrow p_1 : -0.972$ | $Z_0 \leftrightarrow s_x : -0.904$ |
| $\phi \leftrightarrow c : -0.939$ | $\kappa \leftrightarrow y_h : -0.976$ | $\omega \leftrightarrow c : -0.942$ |
| $\phi \leftrightarrow p_1 : -0.973$ | $k_1 \leftrightarrow k_2 : -0.970$ | $\omega \leftrightarrow p_2 : 0.973$ |
| $\kappa \leftrightarrow y_h : 0.980$ | $k_1 \leftrightarrow k_3 : 0.937$ | $c \leftrightarrow p_2 : -0.932$ |
| $c \leftrightarrow p_1 : 0.909$ | $k_2 \leftrightarrow k_3 : -0.989$ | $c \leftrightarrow s_x : -0.941$ |
| $k_1 \leftrightarrow k_2 : -0.958$ | | $k_1 \leftrightarrow k_2 : -0.962$ |
| $k_1 \leftrightarrow k_3 : 0.915$ | | $k_1 \leftrightarrow k_3 : 0.931$ |
| $k_2 \leftrightarrow k_3 : -0.987$ | | $k_2 \leftrightarrow k_3 : -0.990$ |

- Kameraparameter mit mittleren Fehlern [mm, gon]:

| Kamera 1 | Kamera 2 | Kamera 3 |
|--|--|--|
| $X_0 = -0.028 \pm 0.874$ | $X_0 = 194.615 \pm 0.837$ | $X_0 = 95.329 \pm 0.382$ |
| $Y_0 = 98.599 \pm 0.458$ | $Y_0 = 105.043 \pm 0.451$ | $Y_0 = 193.577 \pm 0.693$ |
| $Z_0 = 66.785 \pm 1.498$ | $Z_0 = 66.503 \pm 1.520$ | $Z_0 = 42.926 \pm 1.113$ |
| $\omega = -0.9258 \pm 0.0780$ | $\omega = -1.0986 \pm 0.0758$ | $\omega = -27.9311 \pm 0.1828$ |
| $\phi = -27.9158 \pm 0.2260$ | $\phi = 23.5999 \pm 0.1976$ | $\phi = -1.9369 \pm 0.0712$ |
| $\kappa = -1.1788 \pm 0.0577$ | $\kappa = 1.5372 \pm 0.0488$ | $\kappa = 0.5361 \pm 0.0201$ |
| $\text{camera const} = 8.87262 \pm 0.06400$ | $\text{camera const} = 8.96799 \pm 0.06538$ | $\text{camera const} = 8.34896 \pm 0.0554$ |
| $x_h = -0.10004 \pm 0.03689$ | $x_h = 0.15911 \pm 0.03145$ | $x_h = 0.06485 \pm 0.01807$ |
| $y_h = -0.24242 \pm 0.02227$ | $y_h = -0.06825 \pm 0.02232$ | $y_h = 0.08342 \pm 0.02837$ |
| $k_1 = -0.0023688 \pm 0.0002536$ | $k_1 = -0.0025151 \pm 0.0002847$ | $k_1 = -0.0026053 \pm 0.0002547$ |
| $k_2 = 0.0000242 \pm 0.0000368$ | $k_2 = 0.0000469 \pm 0.0000422$ | $k_2 = -0.0000135 \pm 0.0000349$ |
| $k_3 = 0.0000000 \pm 0.0000016$ | $k_3 = -0.0000007 \pm 0.0000019$ | $k_3 = 0.0000015 \pm 0.0000015$ |
| $p_1 = -0.0004888 \pm 0.0000860$ | $p_1 = 0.0005576 \pm 0.0000758$ | $p_1 = 0.0002770 \pm 0.0000278$ |
| $p_2 = -0.0004537 \pm 0.0000313$ | $p_2 = -0.0000500 \pm 0.0000298$ | $p_2 = 0.0006116 \pm 0.0000881$ |
| $\text{scale for } x' = 0.9967571 \pm 0.0006743$ | $\text{scale for } x' = 0.9996850 \pm 0.0005785$ | $\text{scale for } x' = 1.0031570 \pm 0.00062$ |
| $\text{shear [gon]} = -0.2909248 \pm 0.0231756$ | $\text{shear [gon]} = 0.1050952 \pm 0.0196843$ | $\text{shear [gon]} = -0.1102776 \pm 0.0168$ |

- mittlere Standardabweichung für Neupunkte:

$$\hat{\sigma}_x = 0.018 \text{ mm} \quad \hat{\sigma}_y = 0.019 \text{ mm} \quad \hat{\sigma}_z = 0.069 \text{ mm}$$

- RMSE an 35 Kontrollpunkten:

$$\Delta X: 0.019 \text{ mm} \quad \Delta Y: 0.025 \text{ mm} \quad \Delta Z: 0.041 \text{ mm} \quad \Delta XYZ: 0.052 \text{ mm}$$

Signifikanztests für die Zusatzparameter (T für den jeweiligen Parameter in allen drei Kameras):

| | | |
|----------------------------------|---------------------------|----------------------|
| k_1 : T (3, 279) = 71.87187 | $F_{0.95; 3, 279} = 2.64$ | => signifikant |
| k_2 : T (3, 279) = 0.65940 | | => nicht signifikant |
| k_3 : T (3, 279) = 0.45342 | | => nicht signifikant |
| p_1 : T (3, 279) = 59.94075 | | => signifikant |
| p_2 : T (3, 279) = 85.65442 | | “ |
| s_x : T (3, 279) = 14.12522 | | “ |
| δ : T (3, 279) = 68.60839 | | “ |
| c : T (3, 279) = 3.24620 | | “ |
| x_h : T (3, 279) = 14.06262 | | “ |
| y_h : T (3, 279) = 45.10527 | | “ |

k_2 und k_3 erweisen sich also als nicht signifikant; da diese beiden Parameter jedoch hoch korreliert sind ($|r| \approx 0.99$) dürfen nicht beide gleichzeitig ausgeschlossen werden. Der Hypothesentest für k_2 und k_3 gemeinsam ergibt denn auch:

$$k_2 \text{ und } k_3: T (6, 279) = 8.00131 \quad F_{0.95; 6, 279} = 2.13 \quad => \text{signifikant}$$

Daher wird nur der weniger signifikante der beiden Parameter, also k_3 , ausgeschlossen und neu gerechnet, wonach k_2 dann signifikant ist:

$$k_2: T (3, 279) = 15.48713 \quad F_{0.95; 3, 279} = 2.64 \quad => \text{signifikant}$$

4.2.1 Bestimmbarkeit des Brechungsindex

Die Einführung des Brechungsindex des Wassers als Unbekannte in die Bündellösung erweist sich als sehr problematisch. Die Lösung konvergiert nicht immer, sondern divergiert manchmal in den Z-Koordinaten der Projektionszentren und im Brechungsindex selbst. Erst wenn, um die Tiefe des von Strahlenschnitten erfaßten Objektbereiches zu erweitern, ein weiterer Satz von Punkten auf der in Z-Richtung verschobenen Kalibrierungsplatte als zusätzliche Neupunkte eingeführt wird, ergibt sich eine sehr langsame Konvergenz. Die Standardabweichung des so bestimmten Brechungsindex ist jedoch mit $\hat{\sigma}_{n_3} = 0.006$ so groß, daß sich keine Vorteile gegenüber der Berechnung aus Nogramm oder der Formel ergeben; auch bei den Residuen und den Kontrollpunktdifferenzen ergibt sich durch die Einführung des Brechungsindex als Unbekannte keine Verbesserung.

Will man mehrere Brechungsindizes gleichzeitig bestimmen, beispielsweise die Werte für Wasser und für die Glasplatte, so führt die Lösung zu physikalisch fragwürdigen Ergebnissen:

| | n | $\hat{\sigma}_n$ | |
|---------|--------|------------------|--------------------------------|
| Wasser: | 1.3463 | 0.00624 | (errechneter Wert: 1.3372) |
| Glas: | 1.8278 | 0.41796 | (tatsächlicher Wert: ca. 1.45) |

Die Werte weichen zwar nicht signifikant von den richtigen Werten ab, weisen aber eine so hohe Standardabweichung auf, daß das Verfahren ihrer Bestimmung unsinnig wird. Versucht man in einem nächsten Schritt, den Brechungsindex des Glases und dazu noch mehrere Brechungsindizes für im Wasser definierte parallele Schichten zu bestimmen, so divergiert die Lösung immer. Dies ist vor allem auch im Zusammenhang mit der in Kapitel 3.2.4 diskutierten Auswertbarkeit von Dichteströmungen von Belang.

4.2.2 Vergleich von Kalibrierungsergebnissen in verschiedenen Medien

Wegen der im vorigen dargelegten Probleme der Bestimmbarkeit des Brechungsindex liegt es nahe, das komplexe Korrelationsbild zu vereinfachen und die Kalibrierung in zwei Einzelschritten durchzuführen, indem man vor dem eigentlichen Experiment in einer getrennten Kalibrierung “in Luft” die innere Orientierung und die Zusatzparameter aller Kameras bestimmt, die Objektiv dann arretiert und bei der anschließenden Kalibrierung “in Wasser” die vorher bestimmten Parameter festhält und nur die äußere Orientierung und den Brechungsindex als Unbekannte einführt.

Die Durchführung dieses Versuchs ergibt unter zweierlei Gesichtspunkten interessante Resultate: Zum einen zeigt sich, daß die Ergebnisse einer Kalibrierung im Medium Luft generell deutlich besser sind als die Ergebnisse in Wasser, zum anderen stellt man fest, daß aus Aufnahmen in verschiedenen Medien unter ansonsten identischen Bedingungen bestimmte Zusatzparametersätze signifikant voneinander abweichen.

Bei mit den im vorigen genannten Versuchen identischer Hardwarekonfiguration und etwa gleicher Aufnahmekonfiguration (gleiche Basiskomponenten, aber leicht verschwenkte Kameraachsen gegenüber den Aufnahmeachsen in Wasser zwecks Zentrierung auf denselben Objektausschnitt) erhält man aus Aufnahmen in Luft, ebenfalls mit Bildsummation über 100 Bilder:

| | |
|--|--|
| $\hat{\sigma}_0 = 0.49 \mu\text{m}$ (0.47 μm in x, 0.50 μm in y) | |
| Standardabweichungen der Neupunkte: | RMSE an Kontrollpunkten (39 Punkte) |
| $\sigma_x = 0.010 \text{ mm}$ | X: 0.013 mm |
| $\sigma_y = 0.011 \text{ mm}$ | Y: 0.011 mm |
| $\sigma_z = 0.023 \text{ mm}$ | Z: 0.024 mm |
| | XYZ: 0.030 mm |

Der Grund für die deutlich geringeren Residuen bei diesen Aufnahmen sind die in Kapitel 3.2.3 aufgezählten Einflüsse bei Mehrmedienaufnahmen, die sich alle verschlechternd auf die Residuen bei Aufnahmen in Wasser auswirken; der Grund für die wesentlich größere Diskrepanz in der Z-Koordinate liegt außerdem auch in der Netzgeometrie: die Mehrmedienumgebung bewirkt hier mit der Brechung des Strahls zum optisch dichteren Medium hin ungünstigere Strahlenschnittwinkel am Objektpunkt, die zu entsprechend schlechterer Bestimmbarkeit der Z-Koordinate führen müssen.

Rechnet man nun die Kalibrierung der Mehrmedienaufnahmen zunächst noch ohne Einführung des Brechungsindex als Unbekannte einmal mit dem zuvor 'in Luft' bestimmten Satz von Parametern der inneren Orientierung und Zusatzparametern und einmal mit als Unbekannte eingeführten Zusatzparametern, so zeigt sich folgender Effekt: σ_0 und die Kontrollpunktdifferenzen liegen bei der Version mit festgehaltenen Parametern deutlich höher als bei der Version mit als Unbekannte eingeführten Parametern, und die Residuen wie auch die Kontrollpunktdifferenzen zeigen eine deutliche Systematik.

| | |
|---|---|
| Kalibrierung in Wasser, innere Orientierung und Zusatzparameter frei: | Kalibrierung in Wasser, innere Orientierung und Zusatzparameter aus Kalibrierung im Medium Luft: |
| $\hat{\sigma}_0 = 1.10 \mu\text{m}$ | $\hat{\sigma}_0 = 1.96 \mu\text{m}$ |
| RMSE an Kontrollpunkten (39 P.): | RMSE an Kontrollpunkten (39 P.): |
| X: 0.021 mm | X: 0.031 mm |
| Y: 0.034 mm | Y: 0.072 mm |
| Z: 0.044 mm | Z: 0.152 mm |
| XYZ: 0.059 mm | XYZ: 0.171 mm |

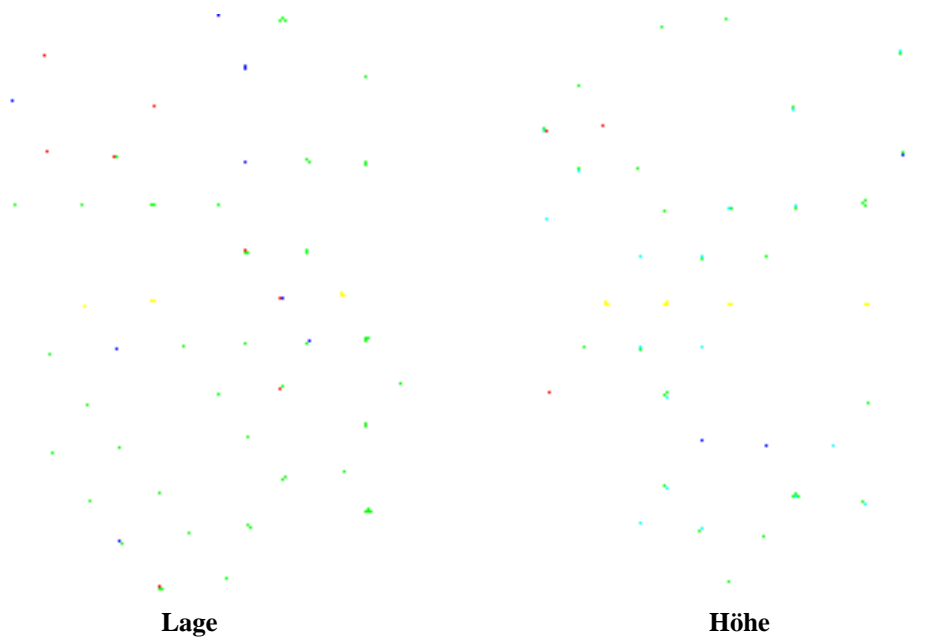


Abb. 22: Systematik der Kontrollpunktdifferenzen “in Wasser” bei Übernahme von “in Luft” bestimmten Zusatzparametern

Testet man nun die Differenzen zwischen den in Luft und in Wasser bestimmten Zusatzparametersätzen auf ihre Signifikanz, kommt man zu folgenden Ergebnissen:

- Der Test für den gesamten Parametersatz (außer k_3 , da in beiden Umgebungen nicht signifikant) ergibt einen Wert von

$$T(27, 312) = 45.18768 .$$

Der in Mehrmedienumgebung bestimmte Parametersatz weicht damit signifikant von dem im Medium Luft bestimmten ab.

- Testet man auf einzelne Parameter, so erhält man

$$k_1: T(3, 312) = 0.18007$$

$$k_2: T(3, 312) = 0.65458$$

$$p_1: T(3, 312) = 10.17564$$

$$p_2: T(3, 312) = 13.48783$$

$$s_x: T(3, 312) = 4.90285$$

$$\delta: T(3, 312) = 115.20423$$

$$c: T(3, 312) = 9.58435$$

$$x_h: T(3, 312) = 10.94671$$

$$y_h: T(3, 312) = 45.30085$$

$$F_{0.95; 3, 312} = 2.63$$

und nach Ausschalten von k_1 :

$$\begin{aligned} k_2: T(3, 315) &= 3.27778 & F_{0.95; 3, 315} &= 2.63 \\ p_1: T(3, 315) &= 10.96218 \\ p_2: T(3, 315) &= 14.90136 \\ s_x: T(3, 315) &= 6.18404 \\ \delta: T(3, 315) &= 115.48694 \\ c: T(3, 315) &= 11.51916 \\ x_h: T(3, 315) &= 13.77615 \\ y_h: T(3, 315) &= 46.17369 \end{aligned}$$

Acht der Parameter der inneren Orientierung und Zusatzparameter ändern sich also zwischen Kalibrierungen im Medium Luft und in Mehrmedienumgebung signifikant, obwohl die Einstellung der Objektivs zwischen den Aufnahmen unberührt blieb. Der Grund dafür ist in der ebenfalls in Kapitel 3.2.3 erwähnten Tatsache zu sehen, daß die Optimierung der verwendeten Objektivs nicht für die Einsatzumgebung gültig ist. Dies bewirkt zwar eine Verschlechterung der Bildqualität und eine Verschlechterung der Resultate, wird jedoch zum Teil durch die Zusatzparameter aufgefangen.

Um sicherzustellen, daß nicht doch die Einstellung der Objektivs zwischen den Aufnahmen verändert wurde, wurde anschließend eine zweite Kalibrierung im Medium Luft mit ebenfalls aus der ersten Kalibrierung festgehaltenen Zusatzparametern durchgeführt, welche mit der ursprünglichen Kalibrierung fast identische Residuen ohne Systematik ergab. Anschließend wurden auch diese Aufnahmen mit allen Parametern als Unbekannte gerechnet und der Hypothesentest auf Identität der beiden Parametersätze im Medium Luft durchgeführt:

$$T(30, 312) = 1.40623 \quad (F_{0.95; 30, 312} = 1.50)$$

Diese beiden Parametersätze weichen also nicht signifikant voneinander ab, auch keiner der Einzeltests ergab signifikante Abweichungen.

Aus diesen Experimenten kann man schließen, daß eine Kalibrierung des Systems nur dann gültig ist, wenn sie unter den optischen Bedingungen des Experiments durchgeführt wurde. Eine Übernahme von Werten, welche in einem anderen optischen Gesamtsystem bestimmt wurden, führt zu starken systematischen Fehlern. Ein Zweistufenverfahren in der Kalibrierung zwecks besserer Bestimmbarkeit des Brechungsindex des Wassers scheitert damit. Auch Kalibrierungsmethoden, die zwecks besserer Bestimmbarkeit des Hauptpunktes und der Affinität auf zusätzlichen Aufnahmen mit um 90° um ihre optische Achse gedrehter Kamera beruhen, können hier nicht angewandt werden, weil die Parameter nicht allein vom Objektiv, sondern vom optischen Gesamtsystem abhängen, so daß eine um 90° gedrehte Kamera in Zusammenhang mit der Mehrmedienumgebung zwangs-

läufig einen anderen Parametersatz haben muß. Eine Systemkalibrierung des Gesamtsystems am Einsatzort und unter den optischen Bedingungen des Experimentes ist deswegen unumgänglich.

4.3 Einfluß der analogen Zwischenspeicherung der Bilddaten

Die analoge Zwischenspeicherung der Videobilddaten auf einem Träger mit geringerer Bandbreite (vgl. Kap. 2.1.7) bringt naturgemäß Qualitätsverluste mit sich, welche angenähert als eine Tiefpaßfilterung des Bildes in Zeilenrichtung angesehen werden können. Davon sind neben dem Bildinhalt selbst auch h-sync und v-sync des Videosignals betroffen. Außerdem ist zu erwarten, daß vom Videorekorder gelesene Bilddaten ein höheres Rauschniveau aufweisen als direkt von der Kamera digitalisierte Bilder. Die Größe dieser Effekte und ihre Auswirkungen auf die Resultate werden im folgenden untersucht.

4.3.1 Rauschen

Als einfache Methode der Untersuchung des Rauschverhaltens wurde eine graue Fläche mittlerer Helligkeit abgebildet und das Bild sowohl von der Kamera direkt wie auch nach analoger Zwischenspeicherung auf dem Videorekorder mehrmals digitalisiert. Durch Differenzbildung einzelner Bilder zu ihrem Mittel wurde dann eine Standardabweichung für jeden einzelnen Grauwert berechnet und über das ganze Bild gemittelt. Dabei ergaben sich folgende Werte:

| | | |
|---------------------------|--------------------------------------|----------------|
| ohne Zwischenspeicherung: | Sony XC 77 / Matrox MVP-AT | 0.40 Grauwerte |
| mit Zwischenspeicherung: | Sony XC 77 / U-matic / Matrox MVP-AT | 0.65 Grauwerte |

Um das Wiedergaberauschen des Videorekorders allein zu untersuchen, wurde ein bestimmtes, durch binären Zeitcode identifizierbares Bild auf dem Videoband mehrmals angefahren und digitalisiert; dabei ergab sich eine mittlere Standardabweichung von 0.30 Grauwerten.

Das Bildrauschen wird also zwar durch die analoge Zwischenspeicherung um ca. 50 % vergrößert, bleibt aber dennoch in einem unkritischen Bereich, da es das Diskretisierungsrauschen, welches sich zu 0.29 Grauwerten ergibt (Cloos/Hennes/Schmidt, 1985), nur wenig übersteigt. Deutlich höhere Werte ergeben sich beispielsweise bei der Aqua TV HR 480 mit hoher elektronischer Verstärkung des Signals, doch ist hier das Rauschen schon vor der Speicherung im Signal vorhanden.

4.3.2 Synchronisationseffekte

Durch die analoge Zwischenspeicherung der Synchronisationspulse des Videosignals wird deren saubere Detektion verschmiert. Beim v-sync bedeutet dies eine Verschiebung eines kompletten Halbbildes nach rechts oder links, also quasi eine Hauptpunktverschiebung für

jedes einzelne Videofeld, beim h-sync ist größerer Linejitter (Beyer, 1987) zu erwarten. Eine pixelsynchrone Digitalisierung ist hier nicht möglich, da die hochfrequenten Pixelclocksignale nicht auf Videoband gespeichert werden können.

Zur Kompensation dieser Synchronisationseffekte bietet sich stattdessen eine vertikale Linie im Bild an. Da die Realisation einer solchen Linie im Objektraum aufwendig ist und die Qualität der Linie durch Beleuchtungsverhältnisse und Objektivverzeichnung degradiert werden kann und eine physikalisch im Objektraum generierte Linie das Meßverfahren streng genommen kein berührungsloses Meßverfahren mehr sein lassen würde, ist eine physikalisch generierte vertikale Linie im Bildraum (Luhmann/Wester-Ebbinghaus, 1987) oder eine elektronisch generierte senkrechte Linie, welche vor der Speicherung auf dem Videorekorder ins Videosignal geschaltet wird, in der hier diskutierten Anwendung vorzuziehen. Im Rahmen der hier beschriebenen Implementation wurde von letzterer Möglichkeit Gebrauch gemacht, wobei die Linie von derselben Schaltung generiert wird, die auch die binäre Bildnummer generiert, und durch die Pixelclock einer der Kameras gesteuert wird. Angaben über die Genauigkeit der generierten Position der Linie liegen nicht vor.

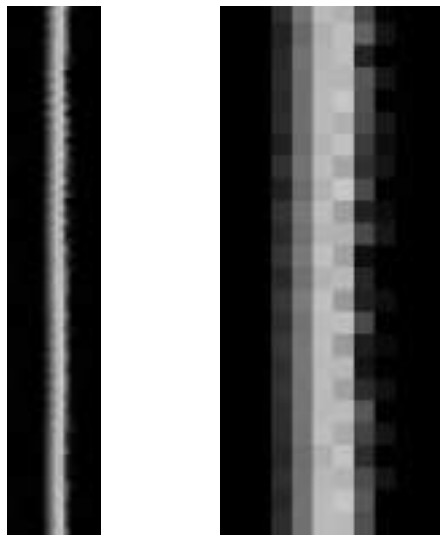


Abb. 23: Ausschnitte aus der elektronisch generierten vertikalen Linie

Mit Hilfe dieser Linie können die Synchronisationsprobleme folgendermaßen erfaßt und kompensiert werden:

- in jedem Halbbild der auszuwertenden Sequenz wird das Mittel der Position der vertikalen Linie (berechnet als eindimensionaler, grauwertgewichteter Schwerpunkt) über alle Zeilen gebildet und mit der entsprechenden Position in der Kalibrierungsaufnahme der jeweiligen Kamera verglichen. Die Differenz $d_{vl_m} = vl_{m_{img}} - vl_{m_{calib}}$ ist die systematische Verschiebung des Bildinhaltes.
- jede einzelne Zeile wird auf das Mittel der vertikalen Linie des jeweiligen Halbbildes

bezogen. Die Differenz $d_{vl_i} = vl_{i_{img}} - vl_{m_{img}}$ ist dann die individuelle Verschiebung des Inhaltes dieser Zeile.

Jede einzelne Pixelkoordinate in x-Richtung muß also korrigiert werden zu:

$$\begin{aligned}
 x_{pix} &= \tilde{x}_{pix} - ((vl_{i_{img}} - vl_{m_{img}}) + (vl_{m_{img}} - vl_{m_{calib}})) \\
 &= \tilde{x}_{pix} - (vl_{i_{img}} - vl_{m_{calib}})
 \end{aligned}
 \tag{Eq 4.4}$$

Bei Analysen der vertikalen Linie in vom Videorekorder digitalisierten Bildsequenzen zeigte sich, daß die beschriebenen Effekte in h- und v-sync kleiner sind als ursprünglich befürchtet.

4.3.2.1 H-sync

Der RMSE der Position der vertikalen Linie in den einzelnen Zeilen zum Mittelwert über das jeweilige Videohalbbild beträgt im Durchschnitt 0.12 Pixel bei Maximalwerten von bis zu 0.4 Pixeln. Im Vergleich dazu ergeben sich für direkt digitalisierte Bilder ohne analoge Zwischenspeicherung ein RMSE von 0.04 Pixel und Maximalwerte von 0.15 Pixel. Durch die Videorekorder wird also die Detektion des h-syncs etwa um einen Faktor drei verschlechtert. Plots der Effekte zeigen die folgenden beiden Abbildungen; die Korrelationen in einem Bildtripel oder zwischen aufeinanderfolgenden Halbbildern einer Sequenz erreichen dabei nie mehr als den Wert 0.3.



Abb. 24: Schwerpunkt der vertikalen Linie in einem Bildtripel bei analoger Zwischenspeicherung

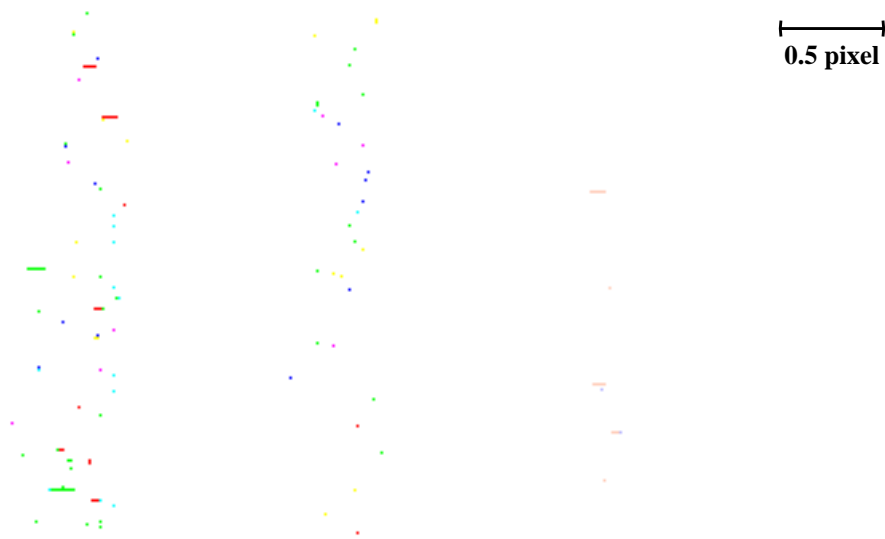


Abb. 25: Schwerpunkt der vertikalen Linie in drei aufeinanderfolgenden Bildern einer Sequenz bei analoger Zwischenspeicherung

4.3.2.2 V-sync

Die Konstanz der mittleren Position der gesamten vertikalen Linie und damit die Qualität der Detektierbarkeit des v-syncs zeigt sich in der Untersuchung einer Sequenz, welche über einen längeren Zeitraum verteilt mehrmals digitalisiert wurde, um auch Aufwärmefekte der Elektronik zu erfassen.

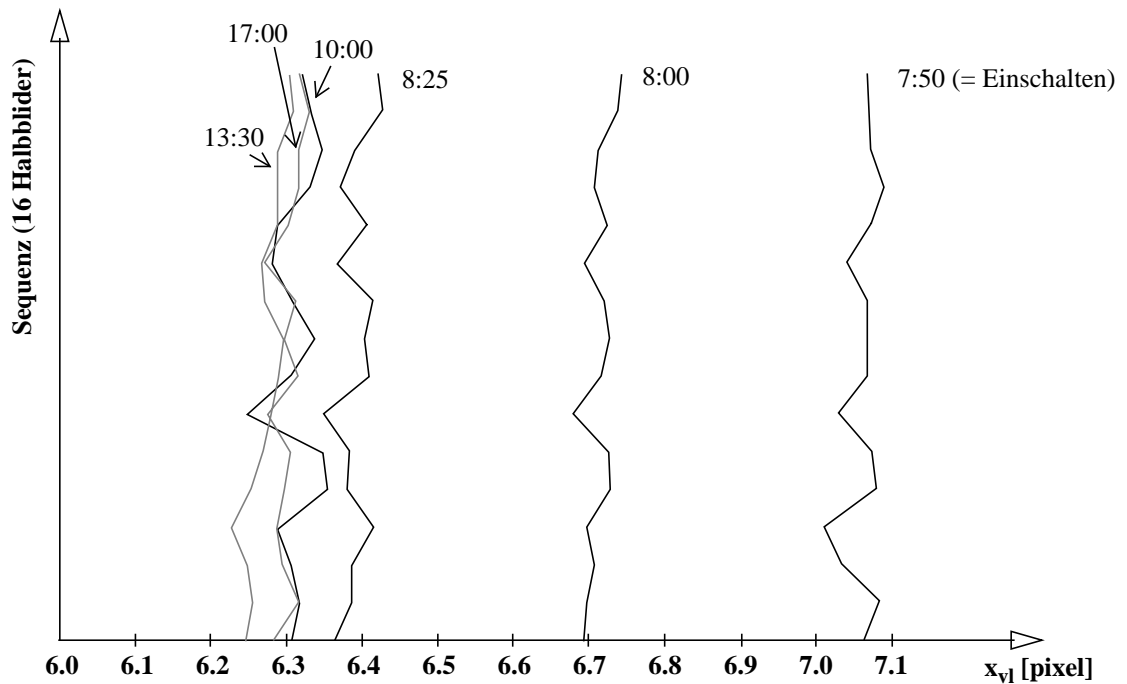


Abb. 26: Konstanz der mittleren Position der vertikalen Linie bei analoger Zwischenspeicherung

Die Verschiebungen der mittleren Position der vertikalen Linie, welche durch die analoge Zwischenspeicherung des v-syncs verursacht werden, sind mit 0.04 Pixeln (RMSE innerhalb einer Sequenz) recht klein; dagegen sind die langzeitigen, durch das Aufwärmverhalten der Elektronik verursachten Drifteffekte mit fast einem Pixel wesentlich größer und müssen jedenfalls entweder durch entsprechende Beachtung der Aufwärmzeiten (ca. 3 Stunden) oder - sicherer - durch den Bezug aller im digitalen Bild bestimmten x-Koordinaten auf die vertikale Linie des zugehörigen Kalibrierungsbildes berücksichtigt werden.

4.3.3 Einfluß auf die Resultate

Um den Einfluß dieser Einzelfaktoren auf die Bildkoordinatenbestimmung und letztlich auf die Objektpunktbestimmung zu quantifizieren, sollen Serien von Bildkoordinatenbestimmungen und Kalibrierungen mit und ohne analoge Zwischenspeicherung der Bilddaten verglichen werden.

Zuerst einmal wird die Wiederholbarkeit der Bildkoordinatenbestimmung einzelner, nicht bewegter Punkte mit einem Durchmesser von 5-6 Pixeln im Bild in Sequenzen von je 16 Bildern des Kalibrierungsfeldes untersucht, und zwar zuerst bei direkter Digitalisierung ohne vorherige Zwischenspeicherung, dann nach analoger Zwischenspeicherung ohne Berücksichtigung der vertikalen Linie und schließlich mit Berücksichtigung derselben:

Tabelle 2: Wiederholbarkeit der Bildkoordinatenbestimmung (XC77 / MVP-AT / U-matic)

| | rmse _x rmse _y |
|--------------------------------------|-------------------------------------|
| direkte Digitalisierung | 0.021 / 0.010 Pixel |
| Digitalisierung vom Band, ohne Linie | 0.050 / 0.016 Pixel |
| Digitalisierung vom Band, mit Linie | 0.042 / 0.016 Pixel |

Man sieht, daß die erste Version (diejenige ohne analoge Zwischenspeicherung) insbesondere in der horizontalen Bildkoordinate deutlich besser ist als die Version mit analoger Zwischenspeicherung. Der Bezug auf die vertikale Linie kann dies nur zu einem kleinen Teil kompensieren, weil hier auch Fehler bei der Generierung und der Detektion der Position der vertikalen Linie eingehen.

Der Einfluß des Grauertrauschens ist dabei sehr gering, nach den in Kapitel 5.4 noch gezeigten Herleitung ergeben sich mit den in Kapitel 4.3.1 genannten Werten für das Grauertrauschen hier nur Standardabweichungen von ca. 0.002 - 0.003 Pixeln. Der Einfluß der Wahl des Schwellwertes, welcher in Zusammenhang mit dem Grauertrauschen über die Klassifikation von Pixeln am Rande des abgebildeten Punktes entscheidet, ist bei identischen Beleuchtungsbedingungen für Punkte in der Sequenz ebenfalls gering. Deutlich größer dagegen ist der Einfluß des Linejitter, dessen Effekt in x-Richtung sich nach der

Abschätzung in (Eq 5.22) für einen typischen rundlichen Zielpunkt zu etwa 0.013 Pixel für die direkte Digitalisierung bzw. 0.039 Pixel für die analoge Zwischenspeicherung ergibt.

Die Reduktion der Qualität der Bilddaten durch die analoge Zwischenspeicherung ist somit zwar signifikant und quantifizierbar, bleibt aber doch in einer unerwartet geringen Größenordnung. Um den Einfluß dieser Reduktion auf die Qualität der Ergebnisse zu quantifizieren, sollen die Ergebnisse von Systemkalibrierungen mit und ohne analoge Zwischenspeicherung der Daten verglichen werden. Die Aufnahmekonfiguration entspricht bei diesen Versuchen etwa der in 4.2.2. beschriebenen Konfiguration mit etwas größerem Objektausschnitt von ca. 230 x 180 mm² und kürzerer Basis. Bildmittelung wurde nicht angewandt. Im einzelnen ergaben sich folgende Resultate für die Residuen im Bildraum und für Kontrollpunktdifferenzen:

Tabelle 3: Standardabweichungen für Systemkalibrierungen mit und ohne Videorekorder

| | Standardabweichungen an Bildkoordinaten | | | Kontrollpunkte im Objektraum | | |
|------------------------|--|---------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------|---------------------------|---------------------------|
| | $\hat{\sigma}_0$ [μm] | $\hat{\sigma}_x$ [μm] | $\hat{\sigma}_y$ [μm] | rmse _X [mm] | rmse _Y [mm] | rmse _Z [mm] |
| direkt digitalisiert | 0.72 | 0.75 | 0.69 | 0.018 | 0.018 | 0.030 |
| digitalisiert vom Band | 0.98 | 1.15 | 0.77 | 0.025 | 0.018 | 0.047 |

Eine Verbesserung der Resultate durch Verwendung der vertikalen Linie konnte dabei nicht nachgewiesen werden. Man sieht, daß die Ergebnisse mit und ohne analoge Zwischenspeicherung sich in der vertikalen Bildkoordinatenrichtung kaum unterscheiden, während in Zeilenrichtung die Version mit Zwischenspeicherung um einiges schlechter ist. Darauf ist bei gegebener Konfiguration der drei Kameras mit der größten Basiskomponente in horizontaler Richtung auch die deutliche Diskrepanz für die Kontrollpunktdifferenzen in Z-Richtung zurückzuführen.

Die analoge Zwischenspeicherung hat somit auch auf die Objektpunktbestimmung einen nachweisbaren negativen Einfluß, allerdings bleibt der Qualitätsverlust in einem tolerierbaren Rahmen, auch mit Zwischenspeicherung sind Genauigkeiten um 1/15 Pixel im Bildraum bzw. 1 : 10000 im Objektraum erzielbar. Die Videorekorder können aufgrund ihrer Flexibilität bezüglich der Länge der Sequenzen und ihrer niedrigen Kosten als gute Lösung für die Bilddatenspeicherung gelten.

5. Bildverarbeitung und Bildanalyse

Ziel der Verarbeitung und Analyse der digitalisierten Videobilder ist die Bestimmung von Bildkoordinaten und eventuell Formparametern der abgebildeten Partikel. Im Prinzip handelt es sich dabei um ein recht einfaches Problem: es sind Partikel zu detektieren, welche als helle, rundliche Flecken auf dunklem Hintergrund erscheinen. Abb. 27 zeigt ein Beispiel eines digitalisierten Originalbildes mit ca. 1500 - 2000 abgebildeten Partikeln.

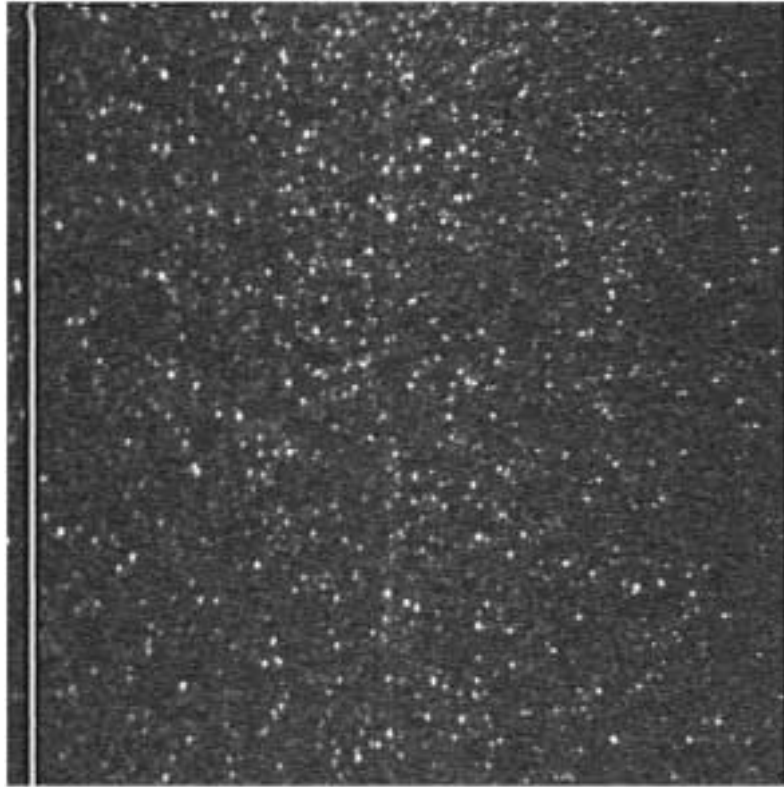


Abb. 27: Digitalisiertes, unverarbeitetes Bild (512 * 512 Pixel)

Als Verfahren bietet sich dafür eine einfach zu implementierende und schnelle Segmentierung mittels Thresholding (z.B. Horn, 1986) und eine anschließende Schwerpunktbestimmung an.

Die Segmentierung wird jedoch erschwert durch die nicht konstante Intensität des Bildhintergrundes, den durch die maximale elektronische Verstärkung des Videosignals (notwendig wegen der gepulsten Beleuchtung) verursachten hohen Rauschpegel und die Tatsache, daß die zu bestimmenden Targets (= Zielpunkte) nicht auf einer kontinuierlichen Oberfläche liegen, sondern sich räumlich verteilt in Wasser befinden und sich somit bei hoher Partikeldichte in Richtung des Aufnahmestrahls gegenseitig ganz oder teilweise verdecken können, was zu überlappenden Partikelbildern führt, welche nicht immer problemlos getrennt werden können.

5.1 Bildverbesserung

Wie schon in Kapitel 2 erwähnt, zeigt die Intensität der Lichtschicht, wenn ein Laser als Lichtquelle eingesetzt wird, nicht eine ideale rechteckförmige Verteilung, sondern ein etwa gaussförmiges Profil, und zwar in beiden Richtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Außerdem nimmt die Intensität der Lichtschicht in Ausbreitungsrichtung kontinuierlich ab, und zwar abhängig von der Einstellung des zoom-line-projectors (\Rightarrow Öffnungswinkel) mit dem reziproken Quadrat der Entfernung und zusätzlich durch die Extinktion im Wasser noch reziprok mit der Entfernung. Qualitativ ergibt sich damit die in Abb. 28 dargestellte Verteilung der Lichtintensität.

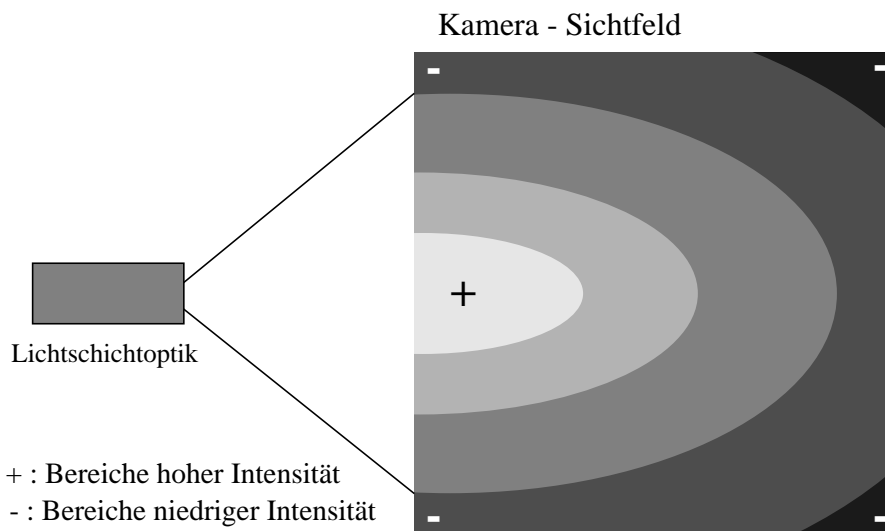


Abb. 28: Qualitative Darstellung der Intensitätsverteilung in der lasergenerierten Lichtschicht

In Z-Richtung (d.h. senkrecht zur Lichtschicht) zeigt sich derselbe Effekt: Partikel, die sich in der Mitte der Lichtschicht befinden, werden im Bild heller erscheinen als solche am oberen und unteren Rand der Schicht. Dieser Effekt zeigt sich besonders stark bei mittels Laserstrahl und Zoomlineprojector generierten Lichtschichten, wird aber in schwächerer Form bei jeder Art der Beleuchtung auftreten.

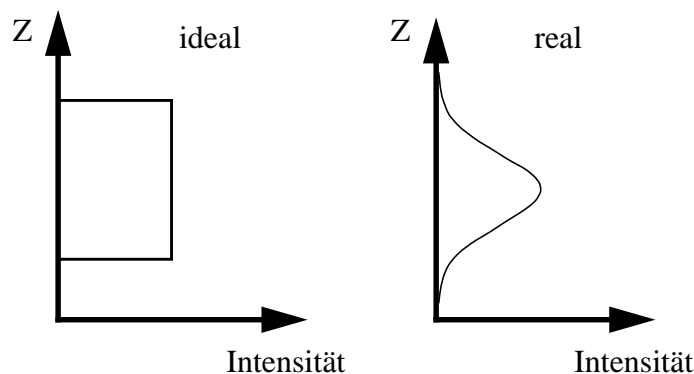


Abb. 29: Ideale und reale Intensitätsverteilung in Z-Richtung am Beispiel der Laser Beleuchtung

Dazu kommen noch Vignettierungseffekte der meist weitwinkligen Kameraoptiken, die einen deutlich sichtbaren Intensitätsabfall zum Bildrand hin aufweisen: mit der Faustregel \cos^3 des Öffnungswinkels ergibt sich beispielsweise bei 6mm-Objektiven und 1/2"-Sensoren ein Lichtverlust von 36 % in den Bildecken.

Bei auf die Mitte der Lichtschicht zentrierten Kameras wird somit generell die Lichtintensität in der Bildmitte höher sein als am Rand. Dabei ist auch der Hintergrund nicht ganz dunkel, weil im Wasser vorkommende natürliche Schwebstoffe noch Licht reflektieren und einen Grauschleier erzeugen, dessen Intensität ebenfalls beleuchtungsabhängig ist.

Aus diesen Gründen würde ein Thresholding mit einem konstanten Schwellwert für das ganze Bild zu unbefriedigenden Ergebnissen führen: in der Bildmitte würde der Schwellwert zu niedrig liegen, so daß zuviel Hintergrundrauschen als Partikel detektiert würde, während am Bildrand Partikel nicht detektiert würden, die deutlich über dem Rauschpegel liegen.

Daher muß das Thresholding adaptiv reagieren, der Schwellwert muß von der lokalen Intensität des Bildes abhängen. Dies läßt sich elegant realisieren durch das aus der Kartographie bekannte Verfahren der unscharfen Maske. Vom Originalbild wird eine unscharfe Maske des Bildes subtrahiert, wodurch globale Kontraste verschwinden und lokale Kontraste verstärkt werden. Es handelt sich also um eine Hochpaßfilterung des Bildes. Während die unscharfe Maske in der Kartographie auf photographischem Wege hergestellt wird, kann sie in der digitalen Bildverarbeitung als Tiefpaßfilterung des Originalbildes gerechnet werden. Die Dimension des Tiefpaßfilters muss dabei wesentlich grösser sein als die Grösse der zu detektierenden Targets, damit der lokale Kontrast der Targets nicht verschwindet. Bei hier normalerweise auftretenden Targetgrößen von 2*2 bis 7*7 Pixel wurden gute Erfahrungen mit Filtergrößen von 25*25 Pixel für die unscharfe Maske gemacht.

Um die Rechenzeiten akzeptabel zu halten, empfiehlt sich, wenn keine spezielle Hardware zur Verfügung steht, für die Tiefpaßfilterung die Verwendung eines lokalen Mittelwertfilters. Dieses Filter ist separabel, d. h. der Filterkern f_{ij} kann in zwei Spaltenvektoren g_i, h_j zerlegt werden, so daß gilt: $f = g \cdot h^T$ (Schuster, 1990). Außerdem kann das Filter noch mit Update - Technik implementiert werden, bei der sich jedes Pixel des tiefpaßgefilterten Bildes (lp) aus dem vorigen Pixel der jeweiligen Spalte bzw. Zeile unabhängig vom Filtersupport sup durch eine Addition und eine Subtraktion ergibt; d.h. aus dem Grauwert des i -ten Pixels einer Zeile/Spalte des tiefpaßgefilterten Bildes (welche getrennt behandelt werden können)

$$g^v_{i_{(lp)}} = \frac{1}{sup} \cdot \sum_{i-sup}^{i+sup} g^v_j \quad (\text{Eq 5.1})$$

ergibt sich der Grauwert des (i+1)-ten Pixels durch lediglich zwei Additionen und eine Division zu

$$g v_{i+1 (ip)} = \frac{1}{2sup + 1} \cdot (g v_{i (ip)} + g v_{i+1 + sup} - g v_{i+1 - sup}) . \quad (\text{Eq 5.2})$$

Die Rechenzeit wird damit unabhängig von der Dimension des Filters; die Anzahl der Operationen beträgt je 4 Additionen bzw. Subtraktionen und eine Division pro Pixel. Randeffekte müssen durch einen zum Bildrand hin kleiner werdenden Filtersupport oder durch Abschneiden eines Randes von der Größe des halben Filtersupportes vermieden werden. Bei einer Fouriertransformation des Bildes und anschließender Filterung im Frequenzraum, wie sie auch von Perkins/Hunt (1989) vorgeschlagen wird, wäre die Rechenzeit zwar auch unabhängig von der Stärke des Filters, aber ohne spezielle Hardware doch unverhältnismäßig höher als beim o.g. lokalen Mittelwertfilter.

Das hochpaßgefilterte Bild (*hp*, Abb. 31 rechts) erhält man dann durch pixelweise Subtraktion des tiefpaßgefilterten Bildes vom Originalbild (Abb. 31 links):

$$g v_{i (hp)} = g v_i - g v_{i (lp)} \quad (\text{Eq 5.3})$$

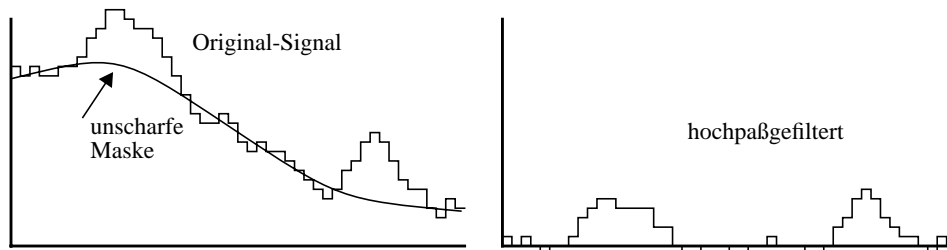


Abb. 30: Schematische Darstellung einer Zeile im Original und im hochpaßgefilterten Bild

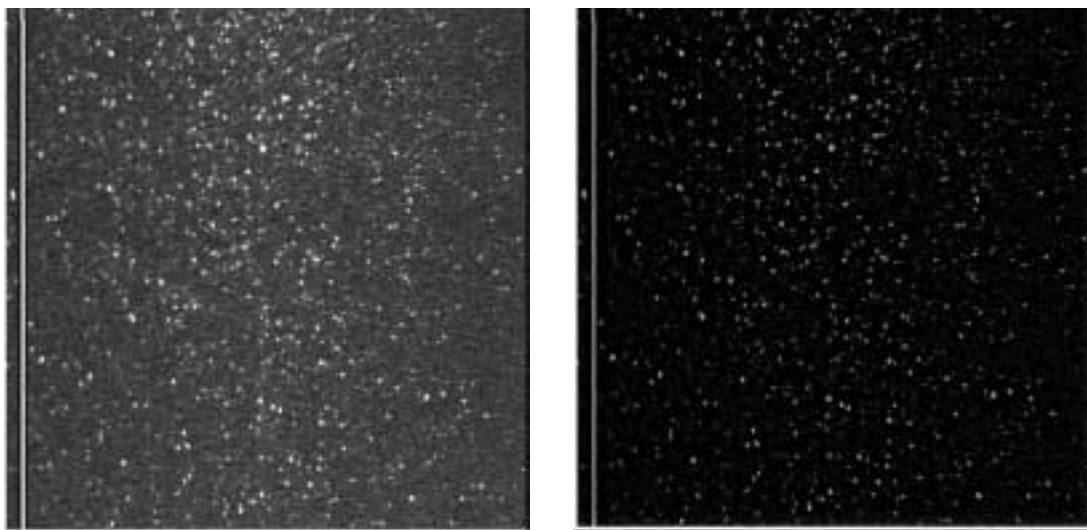


Abb. 31: Original und hochpaßgefiltertes Bild

Wegen des manchmal hohen Rauschpegels in den Bildern würde sich noch eine Tiefpaßfilterung des hochpaßgefilterten Bildes empfehlen (\Rightarrow Bandpaßfilter); da jedoch viele der abgebildeten Partikel nur 2×2 Pixel groß sind, würde die Bildinformation selbst bei vorsichtigem Ansatz eines Filters (Gauss'scher Tiefpaßfilter mit kleinem Sigma) schon zu stark geglättet und kleinere Partikel würden u.U. nicht mehr detektiert. Das gleiche gilt für einen Medianfilter, wobei dieser zusätzlich noch wegen seiner Nicht-Linearität die Geometrie der abgebildeten Partikel beeinflussen würde.

Der Rauschpegel kann also nicht durch Filterung beseitigt werden und wird bei niedrig angesetztem Schwellwert zu Fehlklassifizierungen (Rauschen wird als Partikel detektiert) führen. Trotzdem kann, wenn eine hohe Anzahl von Partikeln gefordert ist, der Schwellwert im hochpaßgefilterten Bild niedrig angesetzt werden; allfällige Fehlklassifikationen werden im Zuordnungsprozess herausgefiltert, wenn das Rauschen stochastisch ist und nicht an korrespondierenden Stellen im Bildtripel und der Sequenz auftritt. Für das als Partikel fehlklassifizierte Rauschen wird in dem Fall kein korrespondierendes Partikel gefunden und die Detektion wird gelöscht.

Die Wahl des Schwellwertes muß empirisch erfolgen, weil das Histogramm in der Regel keinen signifikant ausgeprägten Maxima und Minima zeigt. Bei idealem rechteckförmigem Profil der Lichtschicht und scharfer Partikelabbildung sollte das Histogramm die in Abb. 32a gezeigte Form aufweisen und eine automatische Bestimmung des Schwellwertes z.B. durch Clusteranalyse erlauben. Da jedoch wegen der starken Konvergenz der Aufnahmeachsen, der weit offenen Blenden und der Mehrmediengeometrie nicht alle Partikel gleich scharf abgebildet werden, und da außerdem die Intensität von Partikeln am oberen oder unteren Rand der Lichtschicht auch nach der Filterung noch geringer ist als die von Partikeln in der Mitte der Lichtschicht, zeigt das Histogramm im hochpaßgefilterten Bild real eher den in Abb. 32b dargestellten Verlauf, wobei das schmale Maximum rechts zurückzuführen ist auf Partikel, die die Sättigungsgrenze (d.h. den Grauwert 255) erreichen.

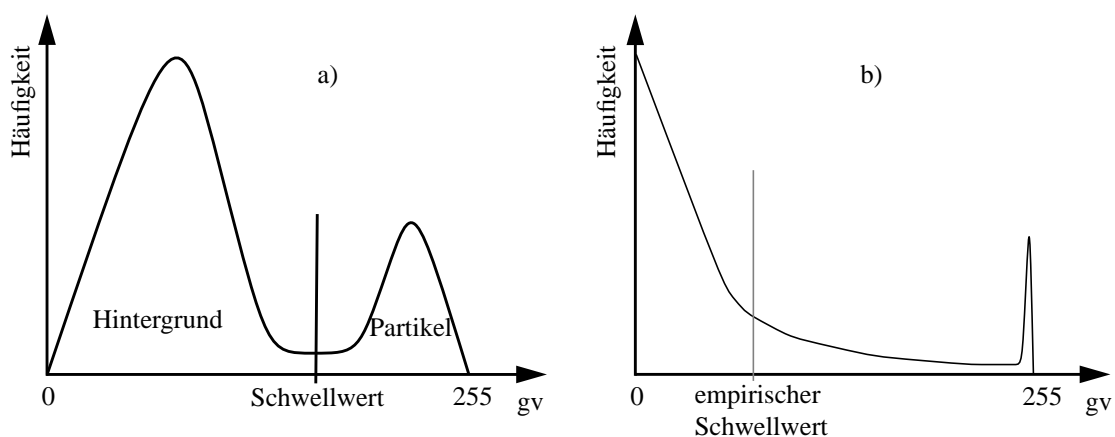


Abb. 32: Ideales und reales Histogramm (qualitativ)

Über dieselben Probleme bei der Interpretation des Histogramms berichten auch Racca/Dewey (1988) und Hanzevack/Ju (1988). Noch deutlicher tritt das Problem bei Perkins/Hunt (1989) auf, obwohl letztere nur eine zweidimensionale Anwendung beschreiben, welche wegen der nicht geneigten Kamera wesentlich weniger Probleme mit unscharfen Partikelabbildungen zeigen sollte.

5.2 Bildsegmentierung

Die Bildkoordinaten der Partikel ergeben sich nach dem Thresholding als Schwerpunkt zusammenhängender Bildbereiche, deren Grauwert über dem gesetzten Schwellwert liegt. Für die Erkennung von Fällen überlappender Partikel bieten sich zum einen Gradientenfilter und zum anderen verschiedene aus der Bildanalyse bekannte Verfahren wie die Analyse von Momenten, Fourier-Deskriptoren der Randkurve oder Hough-Transformation an. Zusätzlich wird im folgenden ein eigener anisotroper, regelbasierter Operator vorgestellt, welcher eine Erweiterung der Konnektivitätsanalyse um ein Diskontinuitätskriterium darstellt und Überlappungen nicht nur erkennt, sondern auch automatisch die entsprechenden Partikel trennt, und der zudem noch sehr schnell ist.

Da einige dieser Bildverarbeitungsalgorithmen in der Photogrammetrie noch recht wenig bekannt sind, soll ihre Implementation im folgenden kurz beschrieben werden.

5.2.1 Konnektivitätsanalyse

Unter Konnektivität sei hier allgemein die Verbundenheit von Pixeln gleicher Eigenschaften verstanden, beim Thresholding also die von Pixeln, deren Grauwert über dem Schwellwert liegt. Dabei soll hier den Konventionen der Computervision gefolgt werden, die 8-er Nachbarschaft für Objekte und 4-er Nachbarschaft für den Hintergrund definieren, d. h. daß auch diagonal benachbarte Pixel als verbunden gelten.

In ihrer üblichen Implementierung (z. B. Horn, 1986, S. 66) ist die Konnektivitätsanalyse ein streng sequentielles Verfahren, welches das Bild Zeile für Zeile bearbeitet. Wird ein Pixel gefunden, dessen Grauwert über dem Schwellwert liegt, so werden das Pixel links des betreffenden Pixels und die drei benachbarten Pixel in der darüberliegenden Zeile getestet. Wenn keiner dieser Grauwerte über dem Schwellwert liegt, so wird ein neues Target eröffnet, anderenfalls wird das Pixel einem bestehenden Target zugeordnet, was zum Beispiel durch Markierung (Vergabe einer fortlaufenden Nummer) in einem zusätzlich allozierten Label-Bild oder durch Führen von Listen 'offener' Targets geschehen kann. Abb. 33 verdeutlicht dieses Vorgehen. V-förmige Abbildungen, wie z. B. in Abb. 33 unten rechts, werden zuerst als zwei getrennte Ziele geführt; die Berührung der beiden Regionen muß notiert werden und die Regionen werden anschließend vereinigt.

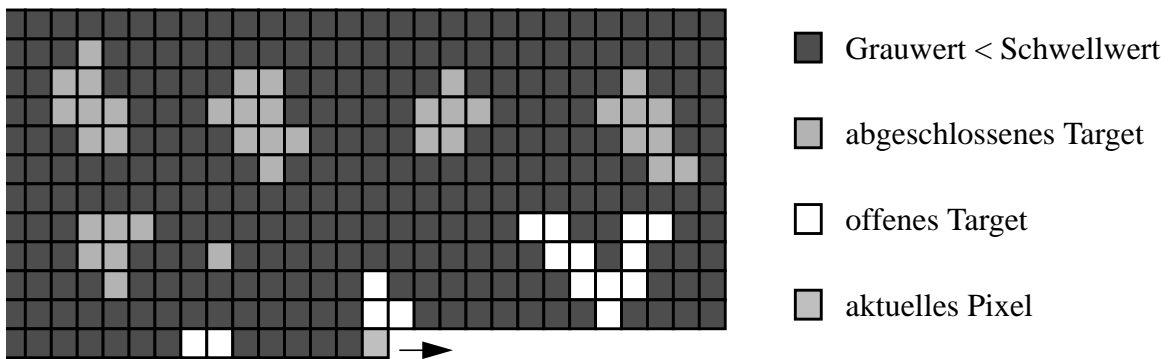


Abb. 33: Prinzip der sequentiell implementierten Konnektivitätsanalyse

In einem nächsten Schritt wird das Label-Bild wiederum sequentiell verarbeitet, indem die Pixelkoordinaten jeder Targetnummer aufsummiert werden. Die Grauwertinformation wird genutzt, indem der Grauwert eines Pixels im hochpaßgefilterten Bild, also die Differenz des Grauwertes zum lokalen Hintergrund, als Gewicht für die Pixelkoordinaten eingeführt wird. Die Schwerpunktkoordinaten erhält man dann nach Division durch die Summe der Grauwerte.

$$\bar{x} = \frac{\sum_{pix} (x_i \cdot gv_i)}{(\sum_{pix} gv_i)} \quad \bar{y} = \frac{\sum_{pix} (y_i \cdot gv_i)}{(\sum_{pix} gv_i)} \quad . \quad (Eq 5.4)$$

Neben den Koordinaten können weitere Charakteristika der abgebildeten Partikel wie Fläche, Ausdehnung, Form und Helligkeit (= Summe der Grauwerte) leicht bestimmt werden.

Bei einer anschließenden Filterung der Targets werden nur solche Targets akzeptiert, deren Form und Grösse bestimmten vorgegebenen Werten entspricht. Wichtig ist dabei, daß die Partikelbilder eine Mindestausdehnung von zwei Pixeln in beiden Koordinatenrichtungen aufweisen, da ansonsten eine Koordinatenbestimmung mit Subpixelgenauigkeit nicht möglich ist. Formparametern (z.B. Verhältnis der beiden Durchmesser) kommt wegen der Unregelmäßigkeit der Partikel eine geringere Bedeutung zu.

5.2.2 Nicht-sequentielle Implementation

Die Konnektivitätsanalyse kann auch als nicht streng sequentieller Algorithmus implementiert werden und bietet dann einige hier wichtige Erweiterungsmöglichkeiten. Bei dieser Implementation wird nur solange sequentiell vorgegangen, bis ein Pixel gefunden wird, dessen Grauwert über dem Schwellwert liegt. Danach wird die sequentielle Suche unterbrochen und alle acht Nachbarn werden getestet; liegt der Grauwert eines Nachbarn auch

über dem Schwellwert, so werden wiederum seine Nachbarn getestet, etc., bis keine weiteren Punkte mehr gefunden werden. Um Mehrfachdetektionen zu vermeiden, müssen verarbeitete Pixel markiert werden, was entweder geschehen kann, indem der entsprechende Grauwert zu Null gesetzt wird, was aber die Bildinformation ändert, die später zumindest noch für den Display gebraucht wird, oder zweckmässiger, indem das Pixel in einem zusätzlichen Label-Bild durch Vergabe einer Punktnummer als benutzt markiert wird. Für ähnliche Algorithmen wird in der Computervision der sinnbildliche Begriff Präriefeuer-Algorithmen verwendet. Da jedes zusammenhängende Objekt beliebiger Form als Ganzes erfaßt wird, können Schwerpunkt und Form-Charakteristika direkt berechnet werden. Thresholding, Konnektivitätsanalyse und Schwerpunktbestimmung werden also in einem einzigen Durchgang durch das Bild durchgeführt.

Der Algorithmus ist in dieser Form in der Implementation etwas schwieriger, von der Rechenzeit her aber nur unbedeutend langsamer als die streng sequentielle Version. Er bietet dafür Erweiterungsmöglichkeiten, die im folgenden bei der Berücksichtigung von Überlappungen ausgenutzt werden sollen. Schwerpunkt und Formparameter ergeben sich wieder wie bereits unter 5.2.1 dargestellt. Die Sonderbetrachtungen für V-förmige Objekte entfallen, es können beliebig konvex oder konkav geformte Objekte, z.B. auch solche mit Löchern, erfaßt werden.

5.3 Überdeckungen

Beiden Implementationen gemeinsam ist der Nachteil, daß Partikel, welche sich teilweise überdecken (Abb. 34), bei niedrig angesetzttem Schwellwert u.U. als ein einziges Partikel detektiert werden, dessen Schwerpunkt dann irgendwo zwischen den Partikeln liegt.

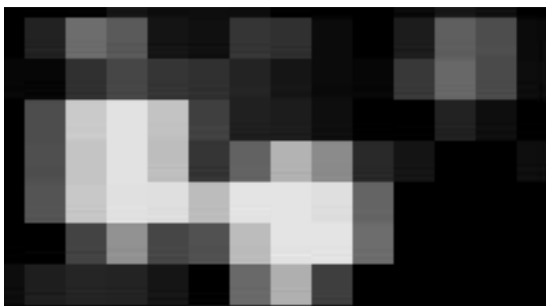


Abb. 34: Beispiele für sich berührende bzw. überlappende Partikelabbildungen

Daß es sich bei solchen Überdeckungen keineswegs um seltene Ausnahmefälle handelt, wird im folgenden noch statistisch gezeigt. Als algorithmische Lösung des Überlappungsproblems werden verschiedene Differentialoperatoren, Methoden der Mustererkennung sowie ein eigener, dem speziellen Problem angepaßter Operator betrachtet.

5.3.1 Wahrscheinlichkeit von Überdeckungen

Bei einer durchschnittlichen Partikelbildfläche f und einer Fläche des digitalisierten Bildes F ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß ein Partikelbild ein anderes berührt, bei kreisrunden Partikeln gemäß Abb. 35 zu

$$P_2 = \frac{4f}{F}$$

= Wahrscheinlichkeit
des Auftretens einer Überlappung
bei einem Partikelpaar

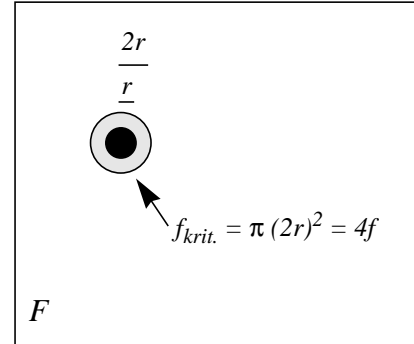


Abb. 35: Betrachtung für Überlappung

Darin ist f_{krit} die kritische Fläche, in die ein Partikelzentrum fallen muß, um eine Überlappung mit der betrachteten Partikelabbildung zu verursachen. Die Berechnung der Wahrscheinlichkeit von Überlappungen bei n Partikeln in einem Bild der Größe F und die wahrscheinliche Gesamtanzahl von Fällen von Überlappungen ergibt sich aus der Poisson-Verteilung (z.B. Kreyszig, 1982, S. 111-115). Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einer gegebenen Partikelkonzentration von c [Partikel/mm²] in eine bestimmte Fläche f_{krit} [mm²] genau k Partikel fallen, beträgt damit

$$P(k|f_{krit}) = \frac{(c \cdot f_{krit})^k}{k!} \cdot e^{-(c \cdot f_{krit})} \quad \text{mit} \quad c = \frac{n}{F}$$

$$= \frac{\left(\frac{n \cdot f_{krit}}{F}\right)^k}{k!} \cdot e^{-\frac{n \cdot f_{krit}}{F}} \quad . \quad (\text{Eq 5.5})$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens ein weiteres der verbleibenden $(n-1)$ Partikel auf f_{krit} fällt (was eine Überlappung mit dem betrachteten Partikel bedeutet, vgl. Abb. 35), ist dann

$$P_a = 1 - P(k=0|f_{krit}) = 1 - e^{-\frac{(n-1) \cdot f_{krit}}{F}} \quad . \quad (\text{Eq 5.6})$$

Die wahrscheinliche Gesamtzahl N_a von Fällen überlappender Partikel erhält man daraus durch Integration über n zu

$$N_a = \int_1^n \left(1 - e^{-\frac{(i-1) \cdot f_{krit}}{F}} \right) di = \left(i + \frac{F}{f_{krit}} \cdot e^{-\frac{(i-1) \cdot f_{krit}}{F}} \right) \Big|_1^n$$

(Eq 5.7)

$$= (n-1) + \frac{F}{f_{krit}} \cdot \left(e^{-\frac{(n-1) \cdot f_{krit}}{F}} - 1 \right)$$

Bei realistischen Partikelkonzentrationen und -abbildungsgrößen ergeben sich damit folgende Werte für die zu erwartende Anzahl von Überlappungen N_a , welche mit einigen Stichproben, bei denen die Detektion mit und ohne Berücksichtigung der Überlappungen durchgeführt wurde, verglichen werden sollen:

Tabelle 4: Wahrscheinliche Anzahlen von Überlappungen

| n_p | f | N_a | $n_{\ddot{u}} \text{ (ist)}$ |
|-------|-------|-------|------------------------------|
| 1893 | 11.26 | 278 | 311 |
| 2200 | 10.29 | 314 | 378 |
| 3130 | 9.53 | 616 | 609 |

n_p = Anzahl Partikel im Bild
f = mittlere Partikelfläche in Pixeln
 N_a = errechnete Anzahl von Überlappungen).
 $n_{\ddot{u}} \text{ (ist)}$ = detektierte Anzahl von Überlappungen

Die Anzahl der Überlappungen steigt dabei etwa mit dem Quadrat der Partikeldichte und dem Quadrat der Partikelbilddurchmesser. Die Betrachtungen gelten für runde Partikelabbildungen homogener Größe und gleichmäßiger Verteilung über die Bildfläche; für jede andere - d.h. länglichere - Form der Abbildung oder ungleichmäßige Verteilung der Probe wird die Wahrscheinlichkeit von Überlappungen noch größer.

Dabei ist zu beachten, daß die Anzahl der tatsächlichen Überlappungen wegen der nicht ganz gleichmäßigen Verteilung der detektierten Partikel im Bild und der nicht immer runden Form größer sein muß als der theoretische Wert; andererseits können jedoch niemals alle Überdeckungen detektiert werden, da manche Partikelabbildungen sich fast oder komplett verdecken, so daß eine Detektion der Überlappung unmöglich wird.

In der PTV-Literatur werden diese Überlappungen selten behandelt. Chang et al. (1985a,b) erwähnen das Problem zwar, vernachlässigen es aber. Nishino et al. (1988, 1989, 1990) wissen ebenfalls um das Auftreten von Überlappungen, umgehen deren Lösung aber, indem sie davon ausgehen, daß betroffene Partikel durch die Toleranzgrenze bei der 3D-Zuordnung automatisch ausgeschlossen werden. Bei der dort verwendeten Partikeldichte

müssen schon weit mehr als 100 Fälle von Überlappung pro Bild auftreten. Einzig Perkins/Hunt (1989) schlagen zur Lösung einen als ‘sector fitting’ bezeichneten Algorithmus vor, der auf der bestmöglichen Anpassung einer zweidimensionalen Gaußfunktion an das Grauwertgebirge beruht, berichten jedoch keine Einzelheiten.

5.3.2 Differential-Operatoren

Aufgrund des charakteristischen Grauwertverlaufs an Stellen von Überlappungen ist es naheliegend, zur Segmentierung Differential-Operatoren zu verwenden, welche einfach zu implementieren sind und gegebenenfalls durch spezielle Hardware beschleunigt werden können. Die Filterung eines diskreten Bildes mit einem Differential-Operator führt das Bild in seine zweite räumliche Ableitung über. Da lokale Maxima (‘Peaks’) im Grauwertbild als Nullstellen der ersten Ableitung bei negativer zweiter Ableitung erscheinen, wäre ein Differentialoperator mit anschließendem Thresholding mit konstantem Schwellwert ein geeignetes Mittel zur Segmentierung sowohl einzelner Partikel als auch von Clustern aus zwei oder mehr sich teilweise überlappenden Partikeln.

Einer der bekanntesten Differential-Operatoren ist der Laplace Operator

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}g v(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}g v(x, y) \quad (\text{Eq 5.8})$$

mit Masken für das diskrete Analogon

$$L_4 = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ -1 & 4 & -1 \\ 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{oder} \quad L_8 = \begin{bmatrix} -1 & -1 & -1 \\ -1 & 8 & -1 \\ -1 & -1 & -1 \end{bmatrix}$$

Die Differentiation eines mit Rauschen behafteten Bildes, dessen Kanten sich kontinuierlich über mehrere Pixel erstrecken, ist jedoch grundsätzlich ein sogenanntes ‘ill posed problem’, da das Rauschen durch die Differentiation verstärkt wird und zu Fehlern bei der Segmentierung führt.

In der Bildverarbeitung ist man daher schon früh dazu übergegangen, Differenzenoperatoren mit Tiefpaßfiltern zu einem Operator zu kombinieren. Einer der bekanntesten dieser Operatoren ist der Operator nach Marr & Hildreth (1980):

$$G = \begin{bmatrix} -1 & -2 & -3 & -2 & -1 \\ -2 & -2 & 4 & -2 & -2 \\ -3 & 4 & 24 & 4 & -3 \\ -2 & -2 & 4 & -2 & -2 \\ -1 & -2 & -3 & -2 & -1 \end{bmatrix}$$

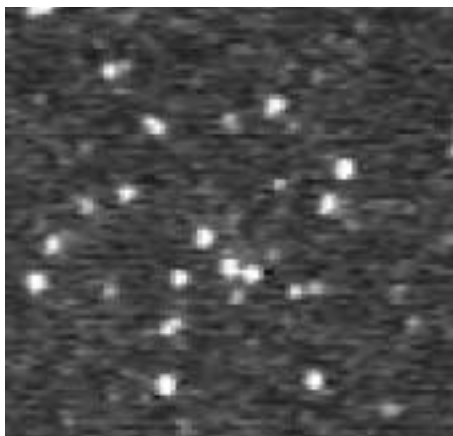
Der Operator stellt eine diskrete Approximation einer zweiten räumlichen Ableitung eines mit einem Gauß'schem Tiefpaßfilter gefilterten Bildes dar und wird wegen seiner charakteristischen Form oft auch als 'Mexican Hat Filter' bezeichnet. Er führt zu einer leichten Glättung eines 3x3 Zentrums, wirkt jedoch am Rand kantenbetonend und ist wegen seiner Symmetrieeigenschaften richtungsunabhängig.

Mit seiner starken Mittenbetonung ist aber auch dieser Operator noch recht rauschempfindlich. Schröder et al. (1990) haben deshalb für die Segmentierung von mit einer CCD Kamera am Mikroskop aufgenommenen Bildern von Zellkulturen, die wegen der hohen Vergrößerung stark verrauscht waren und mit nicht homogenem Hintergrund und überlappenden Objekten sehr ähnliche Schwierigkeiten wie die Detektion von Partikeln aufweisen, einen aus dem Mexican Hat abgeleiteten, flacheren Filter

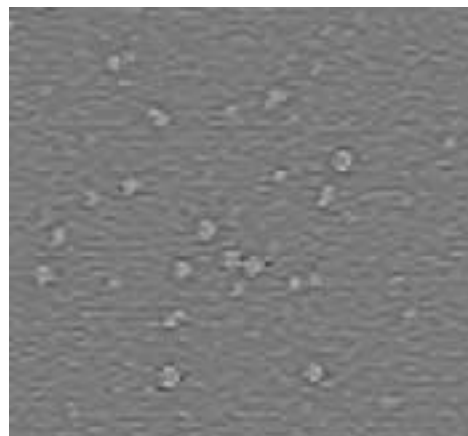
$$D = \begin{bmatrix} -2 & -1 & -1 & -1 & -2 \\ -1 & 2 & 2 & 2 & -1 \\ -1 & 2 & 4 & 2 & -1 \\ -1 & 2 & 2 & 2 & -1 \\ -2 & -1 & -1 & -1 & -2 \end{bmatrix}$$

vorgeschlagen, der eine stärkere Glättung der mittleren 3x3 Umgebung bewirkt als der Mexican Hat.

Im folgenden werden die Resultate der drei erwähnten Operatoren beispielhaft an einem der Erkennbarkeit halber auf den Wertebereich 0 .. 255 skalierten und invertierten Ausschnitt desselben Bildes gegenübergestellt:

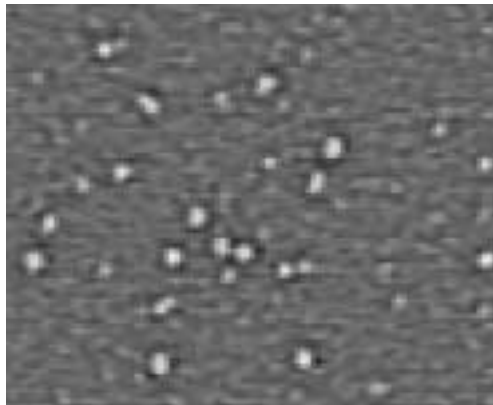


a. Originalbild

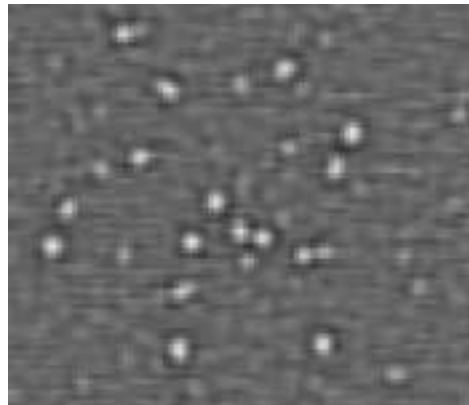


b. Laplace

Abb. 36a: Originalbild und Resultat nach Laplace-Operator



c. Mexican Hat



d. Schröder

Abb. 36b: Resultate von Differential-Operatoren

Man sieht, daß visuell der Operator von Schröder den Anforderungen am ehesten gerecht wird. Sowohl Mexican Hat wie auch Schröder's Operator vermögen überlappende Partikel zu trennen, allerdings ist der Rauschpegel im mit dem Mexican Hat gefilterten Bild höher. Der Laplace-Operator dagegen verstärkt das Rauschen in unzulässigem Maße.

Abb. 37: Überlappende Partikel - Original (links) und nach Differentialoperator (Schröder)

Als Nachteil ist allen Operatoren gemeinsam, daß sie bei Flächen konstanten Grauwertes gegen 0 bzw. gegen 128 im skalierten Bild tendieren, was bei größeren Partikeln zu einem bei der Segmentierung störenden dunklen Fleck in der Mitte führt, wie in der folgenden Abbildung am Beispiel eines Partikels mit 7 Pixeln Durchmesser illustriert wird.

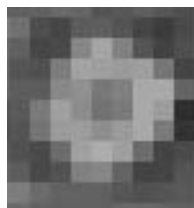


Abb. 38: Effekt des 'Mexican Hat' auf das Zentrum eines größeren Partikelbildes

Dem kann, da der Durchmesser der Partikelabbildungen u.a. beleuchtungsabhängig vari-

iert, auch nicht durch Verwendung einer größeren Filtermaske begegnet werden. Damit ist die Grundidee der Verwendung eines Differentialoperators zur Detektion von Partikeln als lokale Maxima des gefilterten Bildes mit einem konstanten Schwellwert in dieser Form nicht möglich. Auch wenn als Gewichte bei der Schwerpunktbildung die Grauwerte des Originalbildes eingehen, würden im segmentierten Bild 'Löcher' verschiedener Größe übrigbleiben, was dazu führt, daß die zentralen Pixel einer Partikelabbildung nicht in die Schwerpunktberechnung eingehen.

Racca/Dewey (1988) segmentieren mit Hilfe des Absolutbetrages des Sobel-Operators, der sich als Quadratsumme der Faltung des Bildes B mit zwei Kantenoperatoren ergibt:

$$s = s_x^2 + s_y^2 \quad \text{mit} \quad s_x = B \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 2 & 0 & -2 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad s_y = B \cdot \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix}$$

Babei werden eine Grauwertschwelle und zusätzlich ein Schwellwert für den Betrag des Sobel-Operators als Kriterien eingeführt. Das auch hier auftretende Problem des dunklen Flecks in der Mitte der Partikelabbildung vernachlässigen sie und nehmen dafür einen Genauigkeitsverlust in Kauf.

Allerdings arbeiten Racca/Dewey mit wesentlich weniger und größeren Partikeln; angewandt auf die hier verwendeten hohen Dichten sehr kleiner Partikel ergab der Sobel-Operator keine befriedigenden Ergebnisse, wie die folgende Abbildung zeigt:

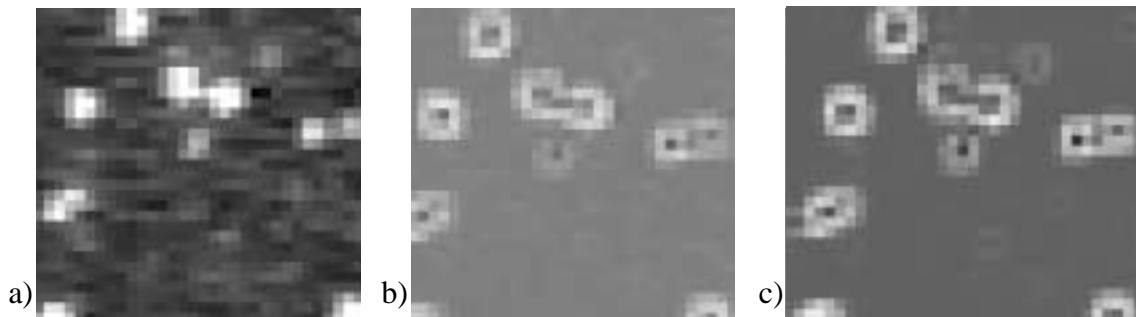


Abb. 39: Betrag des Sobel-Operators: a) Original b) Resultat des Sobel-Operators c) Sobel-Operator auf hochpaßfiltertem Bild

Die Grundidee, die Segmentierung mit einem einfach zu implementierenden isotropen Faltungsoperator und anschließendem Thresholding zu ermöglichen, wird also bei keinem der betrachteten Operatoren erfüllt.

5.3.3 Methoden der Bildinterpretation zur Detektion von Überlappungen

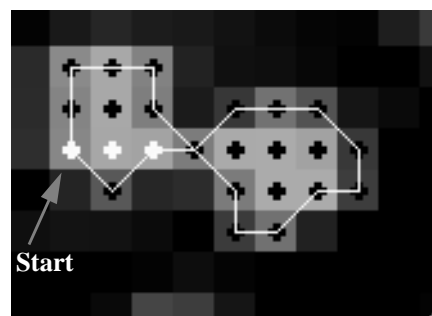
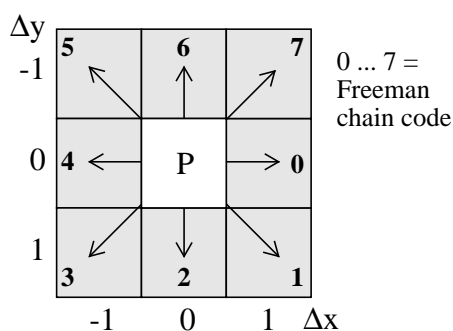
Zur Detektion von Fällen überlappender Partikel bieten sich einige Verfahren der Objektbeschreibung aus der digitalen Bildverarbeitung an, die teils die Randkurve, teils die

Flächeneigenschaften eines Objekts analysieren. Näher betrachtet werden im Rahmen dieser Arbeit Fourier-Deskriptoren zur Darstellung der Randkurve sowie die Analyse von Momenten, welche Flächeneigenschaften von Objekten beschreiben. Diesen Verfahren ist gemeinsam, daß sie Formen anhand eines beschränkten Satzes von Koeffizienten beschreiben, wobei die Güte der Beschreibung mit dem Grad der Entwicklung zunimmt. Sie erfüllen außerdem die üblichen Anforderungen der Invarianz, nämlich Translations-Invarianz, Skalierungs-Invarianz und Rotations-Invarianz.

5.3.3.1 Fourier-Deskriptoren

Ein gebräuchlicher Ansatz, Objekte, deren Kontur komplett extrahiert werden kann, zu beschreiben, ist die Entwicklung der Randkurve nach Fourier-Deskriptoren. Diese bieten eine mit zunehmendem Grad der Entwicklung sich anpassende Darstellung, wobei die Koeffizienten orthogonal sind, so daß durch Hinzunahme höherer Koeffizienten sich die unteren Koeffizienten nicht ändern.

Die Randkurve, die häufig durch Freeman chain code (Ballard/Brown, 1982) beschrieben wird, muß für diese Beschreibung komplett und geschlossen vorliegen. Dies ist in der hier vorliegenden Problemstellung in jedem Fall gegeben, wenn das Bild bereits segmentiert ist. Die Randkurve läßt sich als (binärer) Gradient des Label-Bildes ansehen, welcher in vorgegebenem Durchlaufsinne verfolgt wird.



extrahierte Konturpixel,
chain code: 6600217001243465435

$$\Delta x = -1, 0 \text{ oder } 1$$

$$\Delta y = -1, 0 \text{ oder } 1$$

$$\Delta t = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} = 1 \text{ oder } \sqrt{2}$$

Abb. 40: Darstellung der Konturlinie und Pixelinkremente

Die Fourierreihe zur Entwicklung der Randlinie $\underline{x}(s)$ in Abhängigkeit von der Kurvenlänge s lautet im reellen Zahlenraum (Kübler, 1990):

$$\underline{x}(s) = \begin{bmatrix} A_0 \\ C_0 \end{bmatrix} + \sum_{n=1}^{\infty} \begin{bmatrix} X_n(s) \\ Y_n(s) \end{bmatrix} \quad \text{mit } 0 \leq s \leq L, \quad L = \text{Länge der Kontur} \quad (\text{Eq 5.9})$$

darin ist:

$$\begin{bmatrix} A_0 \\ C_0 \end{bmatrix} = \frac{1}{L} \cdot \begin{bmatrix} \int_0^L x(s) ds \\ \int_0^L y(s) ds \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} X_n(s) \\ Y_n(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_n \cdot \cos\left(2\pi n \frac{s}{L}\right) + b_n \cdot \sin\left(2\pi n \frac{s}{L}\right) \\ c_n \cdot \cos\left(2\pi n \frac{s}{L}\right) + d_n \cdot \sin\left(2\pi n \frac{s}{L}\right) \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} a_n \\ c_n \end{bmatrix} = \frac{2}{L} \cdot \begin{bmatrix} \int_0^L x(s) \cos\left(\frac{2\pi ns}{L}\right) ds \\ \int_0^L y(s) \cos\left(\frac{2\pi ns}{L}\right) ds \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} b_n \\ d_n \end{bmatrix} = \frac{2}{L} \cdot \begin{bmatrix} \int_0^L x(s) \sin\left(\frac{2\pi ns}{L}\right) ds \\ \int_0^L y(s) \sin\left(\frac{2\pi ns}{L}\right) ds \end{bmatrix}$$

Die diskrete Implementierung zur Berechnung der 4 reellen Fourier-Koeffizienten (a_n , b_n , c_n , d_n) bis zum Grad der Entwicklung n ergibt, wenn die Randkurve durch die aus dem Freeman chain code gelesenen k Pixelinkremente Δx , Δy dargestellt und s durch die diskretisierten Lauflänge t_p ersetzt wird:

$$t_p = \sum_{p=1}^k \Delta t$$

$$a_n = \frac{1}{2\pi^2 n^2} \cdot \sum_{p=1}^k \frac{\Delta x_p}{\Delta t_p} \cdot \left(\cos \frac{2\pi n t_p}{L} - \cos \frac{2\pi n t_{p-1}}{L} \right)$$

$$b_n = \frac{1}{2\pi^2 n^2} \cdot \sum_{p=1}^k \frac{\Delta x_p}{\Delta t_p} \cdot \left(\sin \frac{2\pi n t_p}{L} - \sin \frac{2\pi n t_{p-1}}{L} \right)$$

$$c_n = \frac{1}{2\pi^2 n^2} \cdot \sum_{p=1}^k \frac{\Delta y_p}{\Delta t_p} \cdot \left(\cos \frac{2\pi n t_p}{L} - \cos \frac{2\pi n t_{p-1}}{L} \right)$$

$$d_n = \frac{1}{2\pi^2 n^2} \cdot \sum_{p=1}^k \frac{\Delta y_p}{\Delta t_p} \cdot \left(\sin \frac{2\pi n t_p}{L} - \sin \frac{2\pi n t_{p-1}}{L} \right) \quad (\text{Eq 5.10})$$

Diese Koeffizienten müssen nun durch geeignete Transformationen invariant gemacht werden, wobei bei den Fourier-Deskriptoren zusätzlich zur Translations-, Skalierungs- und Rotations-Invarianz noch die Abhängigkeit der Koeffizienten von der Wahl des Startpunktes auf der Konturlinie berücksichtigt werden muß. Für die Herleitung der Invarianzen sei auf die Literatur verwiesen (Kübler, 1990; Kuhl/Giardina, 1982), hier sollen nur die Ergebnisse angegeben werden:

- Invarianz gegenüber der Wahl des Startpunktes auf der Kontur wird durch eine Rotation im Parameterraum erreicht:

$$\lambda = \frac{L}{4\pi} \cdot \operatorname{atan} \left(\frac{2 \cdot (a_1 b_1 + c_1 d_1)}{a_1^2 + c_1^2 - b_1^2 - d_1^2} \right) \quad \theta = \frac{2\pi n \lambda}{L}$$

$$\begin{bmatrix} a'_n & c'_n \\ b'_n & d'_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_n & c_n \\ b_n & d_n \end{bmatrix} \quad (\text{Eq 5.11})$$

- Translationsinvarianz ergibt sich automatisch durch die inkrementale Darstellung der Konturlinie, die sich hier als eine Verschiebung des Startpunktes der Kontur in den Ursprung des Bildkoordinatensystems interpretieren läßt.
- Rotationsinvarianz ergibt sich durch eine weitere Rotation im Parameterraum:

$$\psi = \operatorname{atan} \left(\frac{c'_1}{a'_1} \right) \quad \Rightarrow \quad \begin{bmatrix} \bar{a}_n & \bar{c}_n \\ \bar{b}_n & \bar{d}_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a'_n & c'_n \\ b'_n & d'_n \end{bmatrix} \quad (\text{Eq 5.12})$$

- Skalierungsinvarianz wird durch Normierung von \bar{a}_1 auf 1 hergestellt:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{a'^2 + c'^2}} \quad \Rightarrow \quad \begin{bmatrix} \tilde{a}_n & \tilde{c}_n \\ \tilde{b}_n & \tilde{d}_n \end{bmatrix} = \varepsilon \cdot \begin{bmatrix} \bar{a}_n & \bar{c}_n \\ \bar{b}_n & \bar{d}_n \end{bmatrix} \quad (\text{Eq 5.13})$$

- Die in der Literatur noch erwähnte Reflexivität (Invarianz gegen Spiegelung) spielt hier keine Rolle.

Da hier keine genaue Formbeschreibung gefordert ist, sondern nur eine Erkennung von Fällen überlappender Partikel, die konkave Stellen in der gemeinsamen Kontur aufweisen sollten, kann die Entwicklung der Deskriptoren schon früh abgebrochen werden. Grundsätzlich wird der Grad der Entwicklung auch von der Länge der Randlinie beeinflusst, da es sinnlos ist, mehr Koeffizienten zu bestimmen als Eingangsinformation in Form von Konturinkrementen vorliegt. Es zeigte sich, daß hier die Entwicklung jedenfalls schon mit dem dritten oder vierten Grad abgebrochen werden kann.

Ein Beispiel für die Güte der Rekonstruktion der Kontur eines Partikels anhand einer Entwicklung bis zum vierten Grad zeigt Abb. 41:

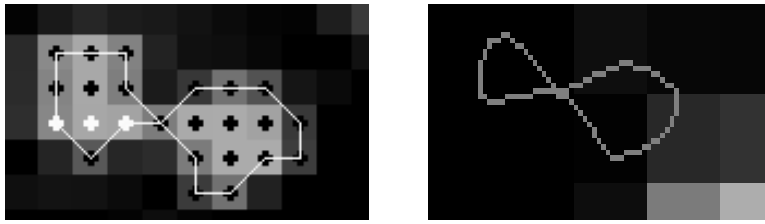


Abb. 41: Konturline (links) und Rekonstruktion aus Fourier-Entwicklung bis 4. Grad (rechts)

Als Maß für die Übereinstimmung von Formen wählt man häufig die Mahalanobisdistanz (= euklidische Distanz im Parameterraum) zwischen zwei zu vergleichenden Sätzen von Koeffizienten, hier also die des zu untersuchenden Partikels und eines Musterfalles einer vorliegenden Überlappung.

Die Methode wurde anhand einer Reihe von Beispielen getestet, wobei sich empirisch neben der Mahalanobisdistanz insbesondere der Quotient der Koeffizienten \tilde{d}_3/\tilde{d}_1 als gutes Kriterium für die Entscheidung erwies.

Ein Problem bei der Fourieranalyse ist ihre Empfindlichkeit gegenüber der Wahl des Schwellwertes bei leicht defokussierten Bildern: ein durch Defokussierung bewirkter leichter Grauschleier, dessen Intensität wenig über dem Schwellwert liegt und der sich deshalb in der Schwerpunktbestimmung kaum auswirkt, geht voll in die Konturlinie ein und kann dort stark glättend wirken, wie in einem Beispiel in Tabelle 5 gezeigt wird. Die Methode empfiehlt sich daher nur bei gleichmäßig scharfen Bildern, die man in der Regel nur bei zweidimensionalen Applikationen erhalten wird. Ein weiterer Nachteil ist der hohe Rechenaufwand für die Berechnung der Koeffizienten.

5.3.3.2 Momente

Eine auf Flächeneigenschaften basierende Objektbeschreibung ist die Entwicklung nach Momenten, welche allgemein definiert sind als

$$M_{kl} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^k y^l f(x, y) dx dy. \quad (\text{Eq 5.14})$$

Bei diskreten Grauwertbildern gehen die Integrale in (Eq 5.14) in Summen über und die Funktion $f(x,y)$ beinhaltet die Grauwertinformation. Auch hier wird von einer bereits vorliegenden Segmentierung des Bildes ausgegangen, die Summierung erfolgt dann über die als zum Objekt gehörig markierten Pixel. Ebenfalls muß hier wieder die Forderung nach Invarianz gestellt werden, wobei Translations- und Skalierungsinvarianz einfach zu erreichen sind, während Rotationsinvarianz beträchtlichen Rechenaufwand erfordert (Reeves et al., 1988).

- Translationsinvarianz ergibt sich durch Bezug auf den Schwerpunkt:

$$\bar{x} = \frac{M_{10}}{M_{00}} \quad \bar{y} = \frac{M_{01}}{M_{00}} \quad \text{wobei } M_{00} \text{ die Summe der Grauwerte ist}$$

$$\Rightarrow M'_{kl} = \sum_{pix} (x - \bar{x})^k (y - \bar{y})^l \cdot f(x, y) \quad (\text{Eq 5.15})$$

- Skalierungsinvarianz erhält man durch Setzen von $\bar{M}_{00} = 1$:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{M_{00}}} \quad \Rightarrow \quad \bar{M}_{kl} = \lambda^{k+l+2} \cdot M'_{kl} \quad (\text{Eq 5.16})$$

- Rotationsinvarianz bekommt man nach Hauptachsentransformation:

$$\tan 2\theta = \frac{2\bar{M}_{11}}{\bar{M}_{20} - \bar{M}_{02}}$$

$$\tilde{M}_{pq} = \sum_{r=0}^p \sum_{s=0}^q (-1)^{q-s} \binom{p}{r} \cdot \binom{q}{s} (\cos\theta)^{p-r+s} (\sin\theta)^{q+r-s} \cdot \bar{M}_{(p+q-r-s), (r+s)}$$

(Eq 5.17)

Ein großes Problem bei der Verwendung von Momenten ist, daß Momente höherer Ordnung bei Anwendung auf Grauwertbilder grundsätzlich rauschempfindlich sind (Teh/Chin, 1988), da Rauschen exponentiell mit dem Abstand zum Schwerpunkt eingeht; andererseits sind jedoch nur Momente höherer Ordnung in der Lage, Feinheiten eines Objekts wiederzugeben. Da jedoch hier keine Objekterkennung gefragt ist, sondern nur eine binäre Entscheidung (Vorliegen einer Überlappung oder nicht), kann die Entwicklung schon nach der zweiten Ordnung abgebrochen werden. Es geht dann nur das Trägheitsmoment $J = M_{20} + M_{02}$ ein, welches leicht invariant dargestellt werden kann, zumal $M_{00} = \sum f(x, y)$, $M_{10} = \bar{x}$ und $M_{01} = \bar{y}$ schon während der Segmentierung berechnet wurden; M_{11} ist wegen der Rotationsinvarianz gleich Null, berechnet werden müssen lediglich M_{20} und M_{02} und deren invariante Form

$$\tilde{M}_{20} = (M_{20} (\cos\theta)^2 + 2M_{11} (\sin\theta) (\cos\theta) + M_{02} (\sin\theta)^2) \cdot \frac{1}{M_{00}^2}$$

$$\tilde{M}_{02} = (M_{20} (\sin\theta)^2 + 2M_{11} (\sin\theta) (\cos\theta) + M_{02} (\cos\theta)^2) \cdot \frac{1}{M_{00}^2}$$

(Eq 5.18)

Der Quotient $q = \tilde{M}_{20} / \tilde{M}_{02}$ erwies sich als guter Indikator für das Vorliegen einer Überlappung; ein Grenzwert für die Verwendung dieses Quotienten als Entscheidungskriterium wurde durch Training an Partikelkonfigurationen, für die ein Operateur eine Entscheidung vorgab, zu etwa $q_{\text{krit}} = 2,5$ bestimmt.

Damit ist die Analyse der Momente deutlich weniger rechenzeitaufwendig als die Methode der Fourierdeskriptoren. Beiden Methoden gemeinsam ist jedoch, daß sie zwar Fälle von Überlappungen gut detektieren können, nicht jedoch die Stelle indizieren, an der das betreffende Objekt geteilt werden muß.

5.3.3.3 Hough Transformation

Dieser Nachteil könnte bei Anwendung der Hough Transformation (Hough, 1962) vermieden werden. Die Hough Transformation böte außerdem den großen Vorteil, daß sie zur Lagebestimmung von Objekten, deren Form bekannt ist, nur einen Teil der Kontur, die durch Kantenfilterung erhalten werden kann, benötigt und somit in der Lage ist, selbst die verdeckte Information oder unterbrochene Kanten zu rekonstruieren (z.B. Haberäcker, 1989). Allerdings stellt sich auch hier wieder das Problem der teilweise unregelmäßigen Partikelabbildungen, außerdem müssen Objekte für eine zuverlässige Lagebestimmung mittels Hough Transformation deutlich grösser sein als die gegebenen 2 bis 7 Pixel Durchmesser der Partikelabbildungen. Auf eine Implementation wurde daher verzichtet.

5.3.3.4 Morphologische Operatoren

Auch ein morphologisches Opening (z.B. Haralick, 1987), hier in der Reihenfolge Erosion - Dilatation, ist bei den gegebenen Partikelgrößen nicht sinnvoll, da dabei beispielsweise eine nur 2 x 2 Pixel große Partikelabbildung völlig wegerodiert würde.

5.3.3.5 Voronoi-Diagramme

Eine verbreitete Darstellung von Objekten ist die Skelettierung in Form von Voronoi-Diagrammen (Ogniewicz, 1989). Anhand von charakteristischen Einschnürungen der Skelette von Partikelabbildungen ließen sich Überlappungen detektieren und lokalisieren. Auch hier besteht aber wiederum das Problem, daß die zu behandelnden Partikel für eine sinnvolle Skelettierung viel zu klein sind.

5.3.4 Template Matching

Getestet wurde auch Template Matching (z.B. Grün/Baltsavias, 1988) mit einem runden Template und 5 Verformungsparametern einer affinen Transformation (Translationen, Rotation, Maßstab in x- und y-Richtung). Das Verfahren erwies sich jedoch hier bei kleinen Partikelabbildungen als zu rauschempfindlich und konvergierte nicht immer zum richtigen Punkt. Außerdem würden die Rechenzeiten bei 2000 und mehr Partikeln je Bild - wie auch bei den in 5.3.3 erwähnten Verfahren - unakzeptabel hoch werden.

5.3.5 Erweiterte Konnektivitätsanalyse

Um dem Problem der Überdeckungen gerecht zu werden und sich überdeckende Partikelbilder zu trennen, wurde die in Kapitel 5.2.2 beschriebene Implementation der Konnektivitätsanalyse um ein Diskontinuitätskriterium erweitert und zu einem regelbasierten, anisotropen Operator entwickelt. Ziel des Algorithmus ist, lokale Maxima ('Peaks') zu finden und alle umliegenden Pixel, deren Grauwert über dem Schwellwert liegt, einem Peak zuzuordnen. Überlappende Partikel erscheinen dabei als zusammenhängende Regionen mit zwei (oder mehr) lokalen Maxima, die einzelnen Pixel der Region müssen dem richtigen Maximum zugeordnet werden.

Dazu wird das Bild zuerst wieder sequentiell nach einem Pixel abgesucht, dessen Grauwert über dem Schwellwert liegt; die anschliessende Untersuchung der Nachbarschaft findet jedoch nur statt, wenn es sich bei dem betreffenden Pixel um ein lokales Maximum handelt, d.h. wenn sein Grauwert grösser oder gleich dem Grauwert seiner acht Nachbarn ist (die Option 'oder gleich' ist nötig, da sich sonst benachbarte Pixel gleichen Grauwertes gegenseitig blockieren könnten). Ist dies nicht der Fall (d.h. das Pixel ist kein lokales Maximum), so wird die sequentielle Suche fortgesetzt, das Pixel wird später einem seiner Nachbarn mit höherem Grauwert zugeordnet werden.

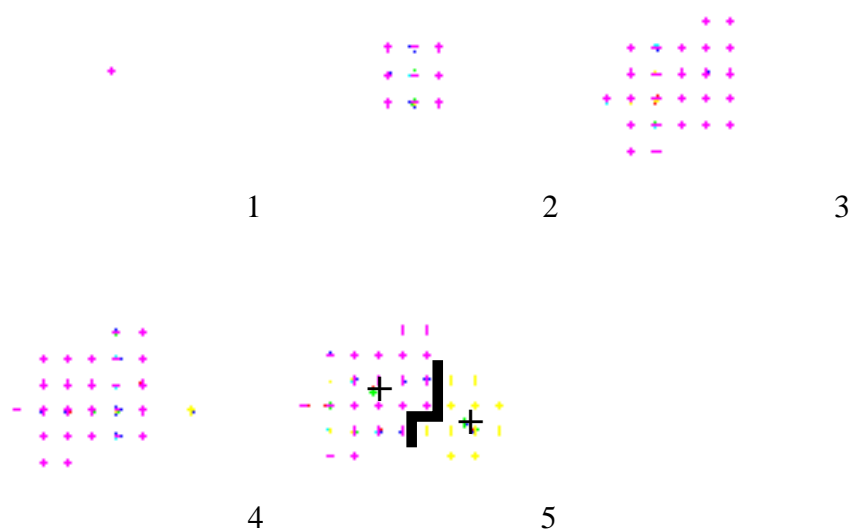
Wird ein Pixel als lokales Maximum detektiert, erfolgt wiederum eine nicht-sequentielle Konnektivitätsanalyse wie in Kapitel 5.2.2 beschrieben, wobei zusätzlich ein Diskontinuitätsschwellwert D angesetzt wird. Dieses D wird herangezogen, um zu entscheiden, ob ein Pixel einem Peak zugeordnet wird oder nicht. Wenn die Konnektivitätsanalyse ein Pixel erreicht, dessen Grauwert um mehr als D grösser ist als derjenige des Pixels, von dem aus die Analyse das betreffende Pixel erreicht, so wird dieses Pixel nicht dem gerade behandelten lokalen Maximum zugeordnet. Es stellt entweder selbst ein lokales Maximum dar oder wird später von einem anderen Maximum aus erreicht werden. Gleichermassen wird ein Pixel einem Target nicht zugeordnet, wenn der Grauwert des Pixels, von dem das Pixel erreicht wurde, um mehr als D kleiner ist als der Grauwert eines der anderen sieben Nachbarn des Pixels.

Der Operator berücksichtigt also folgende Regeln:

1. die Grauwerte aller zu einer Partikelabbildung gehörenden Pixel liegen über dem Schwellwert
2. eine Partikelabbildung weist genau ein lokales Maximum auf
3. der Grauwertverlauf innerhalb der Partikelabbildung ist stetig
4. ein Pixel, welches ein lokales Minimum darstellt und mehreren benachbarten Pixeln zugeordnet werden könnte, wird demjenigen Nachbarpixel mit dem größten Grauwert zugeordnet

Um die Rauschempfindlichkeit des Operators zu beeinflussen, können die zweite und die dritte Regel durch den oben genannten Diskontinuitätsschwellwert D abgeschwächt werden, d.h. Unstetigkeiten von bis zu D Grauwerten innerhalb der Partikelabbildung werden zugelassen.

Zur Veranschaulichung der Ausbreitungseigenschaften der so modifizierten Konnektivitätsanalyse soll die folgende Abbildung dienen:



Stadien der Konnektivitätsanalyse mit Diskontinuitätskriterium:

- 1.: Detektion des ersten lokalen Maximums
- 2.: 8-er Nachbarschaft um das erste lokale Maximum
- 3.: alle Pixel des linken Partikels detektiert
- 4.: Detektion des zweiten lokalen Maximums
- 5.: alle Pixel des rechten Partikels detektiert, korrekte Teilung

Abb. 42: Stadien der Konnektivitätsanalyse mit Diskontinuitätskriterium

Auf nicht überlappende Targets hat diese Vorgehensweise keinen Einfluß, dem Target werden jedenfalls dieselben Pixel zugeordnet, lediglich in veränderter Reihenfolge.

Der Algorithmus läßt sich sehr effizient implementieren, die Rechenzeiten werden gegenüber der nicht-modifizierten Version (Kap. 5.2.2) nur wenig größer, und er hat sich als recht zuverlässig erwiesen. Im Gegensatz zur Fourieranalyse und der Momentenanalyse erlaubt er auch die korrekte Teilung von Clustern aus mehr als zwei Partikelabbildungen.

Die Wahl des Diskontinuitätsschwellwertes D erfolgt empirisch. Einerseits sollte D wegen des Rauschpegels nicht zu klein gewählt werden, andererseits kann bei zu großem D und rauschbehafteten, leicht defokussierten Bildern unter Umständen ein Effekt beobachtet werden, der als Umlaufen eines zweiten lokalen Maximums durch das zuerst detektierte Target beschrieben werden kann (Abb. 43): Ein vorhandenes zweites lokales Maximum

wird zwar detektiert, die es umgebenden Pixel werden jedoch, da ihre Diskontinuität zu gering ist, noch dem betrachteten Target zugeordnet.



Abb. 43: Effekt bei zu hoch angesetztem Diskontinuitätskriterium auf rauschbehaftete, leicht defokussierte Partikelabbildungen: Dem Partikel unten im Bild werden zuviele Pixel zugeordnet

Daher wird D grundsätzlich ziemlich niedrig angesetzt (gute Erfahrungen wurden mit $D \approx 12$ gemacht), so daß der Algorithmus eher zu empfindlich reagiert und Partikelabbildungen teilt, die eigentlich nicht geteilt werden dürften. In einem zweiten Verarbeitungsschritt werden dann einander berührende Targets daraufhin untersucht, ob sie eventuell fälschlicherweise geteilt wurden und zu einem einzigen Target vereinigt werden müssen. Dazu eignen sich die bereits beschriebene Analyse des Trägheitsmomentes von hypothetisch vereinigten Partikelabbildungen.

Falls kürzeste Rechenzeit angestrebt wird, kann statt der Analyse des Trägheitsmomentes auch ein Profilkriterium implementiert werden, welches lediglich das Grauwertprofil zwischen benachbarten lokalen Maxima betrachtet: wenn der Wert des Grauwertprofils, das eventuell auch noch tiefpaßgefiltert sein kann, an einer Stelle von dem interpolierten Erwartungswert um mehr als einen vorgegebenen Wert d abweicht, bleiben die beiden Targets geteilt, ansonsten werden sie vereinigt. Auch dieses Kriterium erwies sich als recht zuverlässig.

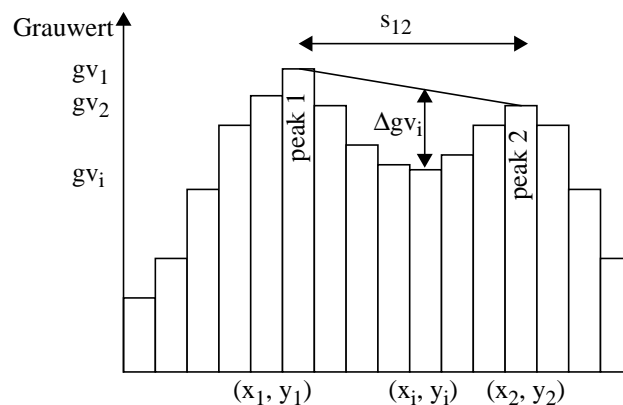


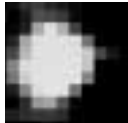







Abb. 44: Grauwertprofilanalyse

$$\Delta g v_i = g v_i - \left(g v_1 + \frac{s_{1i}}{s_{12}} (g v_2 - g v_1) \right) \quad (\text{Eq 5.19})$$

5.3.6 Bewertung der erweiterten Konnektivitätsanalyse

Die beschriebenen Algorithmen wurden getestet und die Ergebnisse verglichen. Dabei zeigte sich, daß in allen Fällen, in denen ein menschlicher Beobachter visuell eine eindeutige Entscheidung treffen konnte, der diskutierte Algorithmus mit Analyse des Grauwertprofils wie auch die Analyse des Trägheitsmomentes zu mit dem visuellen Ergebnis identischen Entscheidungen führten. Die Fourier-Analyse der Konturlinie führte zwar in der Regel auch zu derselben Entscheidung, zeigte jedoch auch eindeutige Fehlentscheidungen. Einige ausgewählte Beispiele mit den Entscheidungen bezüglich des Vorliegens von Überlappungen zeigt Tabelle 5.

Tabelle 5: Einige Beispiele zur Detektion von Überlappungen

| | | Kriterium => Entscheidung | | | |
|---|---|---------------------------|---------------------------------------|-----------------------------|-------------------------|
| | | Fourieranalyse: d1/d3 | invariante Momente M_{20}/M_{02} | Erweiterte Konnektivität | Visuelle Beurteilung |
| A |  | 0.04 => 1 | 1.12 => 1 | 1 | 1 |
| B |  | 2.25 => 2 | 8.42 => 2 | 2 | 2 |
| C |  | 0.50 => 2 | 4.76 => 2 | 2 | 2 |
| D |  | 0.12 => 1 | 1.59 => 1 | 1 | 1 |
| E |  | 0.00 => 1 | 2.00 => 1 | 2 | ? |
| F |  | 0.06 => 1 | 1.42 => 1 | 1 | ? |
| G |  | 0.94 => 2 | 7.47 => 2 | 2 | 2 |
| H |  | 0.38 => 2 | 4.46 => 2 | 2 | ? |
| I | | 0.08 => 1 | 2.90 => 2 | 2 | 2 |

Das Beispiel (I) in der Tabelle zeigt die Empfindlichkeit der Fourieranalyse der Konturlinie gegenüber der Wahl des Schwellwertes: der Grauschleier zwischen den beiden Partikeln, verursacht durch die leicht defokussierte Abbildung, geht hier voll ein, während er bei der Analyse des Trägheitsmomentes nur mit kleinem Gewicht und beim Diskontinuitätskriterium gar nicht eingeht.

5.4 Genauigkeit der Bildkoordinatenbestimmung

Neben den bereits erwähnten Problemen der Regelmäßigkeit der Partikeloberfläche und der Beleuchtungseinflüsse wird die Genauigkeit der Bildkoordinatenbestimmung durch Rauschen limitiert. Der Einfluß des Rauschens σg in den Grauwerten einer Punktabbildung auf dessen Schwerpunktbestimmung

$$x_p = \frac{\sum x_i g_i}{\sum g_i} \quad y_p = \frac{\sum y_i g_i}{\sum g_i} \quad (\text{Eq 5.20})$$

ergibt sich wie folgt:

$$\frac{\partial x_p}{\partial g_i} = \frac{x_i \sum g_i - \sum x_i g_i}{(\sum g_i)^2} = \frac{x_i - x_p}{(\sum g_i)^2}$$

Daraus ergibt sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\sigma x_p^2 = \sum \left(\frac{x_i - x_p}{\sum g_i} \right)^2 \cdot \sigma g^2 = \frac{1}{(\sum g_i)^2} \cdot \sum (x_i - x_p)^2 \cdot \sigma g^2$$

und somit

$$\begin{aligned} \sigma x_p &= \frac{1}{\sum g_i} \cdot \sqrt{\sum (x_i - x_p)^2} \cdot \sigma g \\ \sigma y_p &= \frac{1}{\sum g_i} \cdot \sqrt{\sum (y_i - y_p)^2} \cdot \sigma g \end{aligned} \quad (\text{Eq 5.21})$$

Man sieht darin, daß das Rauschen σg linear mit dem Abstand eines Pixels zum Schwerpunkt (x_p, y_p) eingeht. Bei optimaler Bildqualität und einem Rauschniveau, welches gleich dem Diskretisierungsrauschen (0.29 Grauwerte) angesetzt sei, ergeben sich daraus für einen typischen Zielpunkt beispielsweise des Kalibrierungsfeldes Werte von $\sigma x_p = \sigma y_p \approx 0.002$ Pixel. Arbeitet man dagegen im Experiment unter ungünstigen Beleuchtungsbedingungen mit maximaler elektronischer Verstärkung des Videosignals, so liegt σg etwa bei der Aqua TV HR 480 bei 5 Grauwerten, und für eine typische Partikelabbildung ergeben sich Werte von $\sigma x_p = \sigma y_p \approx 0.1$ Pixel.

Auch der bereits in Kapitel 4.3.2. angesprochene Einfluß des Linejitter kann abgeschätzt werden, und zwar erhält man

$$\sigma_{x_{lj}} = \frac{1}{\sum_{n \text{ pix}} g_v} \cdot \sqrt{\sum_{n \text{ pix}} g_v^2} \cdot \sigma_{lj} \quad (\text{Eq 5.22})$$

Den stärksten Einfluß auf die Schwerpunktbestimmung hat jedoch die Wahl des Schwell-

wertes beim Thresholding selbst, da dadurch über die Klassifikation von Pixeln am Rande der Punktabbildung entschieden wird. Hier sind, wie Simulationen mit gleitenden Schwellwerten an verschiedenen Punkten zeigten, je nach Signalform und Punktgröße Differenzen in der Größenordnung von 0.02 - 0.1 Pixel bei leichter Variation des Schwellwertes um nur einen Grauwert zu erwarten. Generell sollte dabei der Schwellwert niedrig über dem Hintergrund bzw. nahe Null im hochpaßgefilterten Bild angesetzt werden, um nicht Information beinhaltende Pixel auszuschließen, andererseits sollte er jedoch unter Beachtung des Rauschniveaus hoch genug angesetzt werden, um keine Fehlklassifikationen einzelner Pixel zu verursachen.

Zu beachten ist noch, daß natürlich die Schwerpunktkoordinaten von sich überdeckenden Partikeln verfälscht werden, weil ein Teil der zur Schwerpunktberechnung benötigten Grauwertinformation verdeckt bleibt. Der dadurch verursachte Fehler wird tolerierbar klein bleiben, solange nur Pixel am Rande der Partikelabbildung, deren Grauwerte nur wenig zur Schwerpunktbestimmung beitragen, verdeckt sind. Ist die Überdeckung groß, wird auch der Fehler größer. In dem Fall wirkt wiederum die Zuordnung im Bildtripel als Filter, weil nur eine beschränkte Toleranz zur Kernline gewährt wird und ein zu stark verschobenes Target nicht zugeordnet werden kann. Optional können auch sämtliche überlappende Partikelabbildungen generell aus der Liste der Detektionen gestrichen werden.

Das Genauigkeitspotential der Schwerpunktbestimmung zeigt sich auch in einem Vergleich mit durch Template Matching (Grün/Baltsavias, 1988) bestimmten Koordinaten. In einer Aufnahme des Kalibrierungsfeldes wurden die Bildkoordinaten der Zielpunkte sowohl durch Schwerpunktberechnung wie auch durch Template Matching bestimmt. Die Differenzen zwischen beiden Verfahren lagen für alle Punkte unter 1/20 Pixel, eine Systematik ist nicht zu erkennen.

Zusammenfassend erwies sich also die beschriebene erweiterte Konnektivitätsanalyse mit Diskontinuitätskriterium zusammen mit der Analyse des Trägheitsmomentes oder des Grauwertprofils zwischen benachbarten lokalen Maxima sowohl unter dem Aspekt der Zuverlässigkeit wie auch hinsichtlich der Rechenzeit als die hier geeignetste Methode der Bildkoordinatenbestimmung.

6. Zuordnung im Bildpaar bzw. Bildtripel

Als einer der aufwendigsten Schritte bei der automatischen Verarbeitung der Bilddaten erwies sich die Zuordnung von Bildpunkten zwischen verschiedenen Aufnahmen eines Aufnahmezeitpunktes.

Da sich die einzelnen Partikel bezüglich Größe, Form und Helligkeit meist nicht eindeutig charakterisieren lassen und diese Parameter weniger von den tatsächlichen Eigenschaften der abgebildeten Partikel abhängen als von Beleuchtungseinflüssen, welche zwischen den verschiedenen Blickwinkeln der einzelnen Kameras signifikant variieren können, sind Korrelationsmaße charakteristischer Parameter der Partikelabbildungen (-> feature based matching) als Kriterium für die Zuordnung nur bedingt geeignet. Die Zuordnung muß sich stattdessen hauptsächlich auf geometrische Bedingungen stützen, welche in Form der Kernlinien vorliegen. Die sich hieraus ergebenden Probleme hinsichtlich der Zuverlässigkeit der Punktbestimmung wurden bereits in Kapitel 3.4.2 theoretisch behandelt; im folgenden wird auf die praktischen Konsequenzen eingegangen.

6.1 Berechnung von Kernlinien in der Mehrmediengeometrie

Bei durch die Kalibrierung gegebener äußerer Orientierung der Kameras ergibt sich die Kernlinie analytisch aus der Koplanaritätsbedingung

$$\overrightarrow{O_1O_2} \cdot (\overrightarrow{O_1P'} \times \overrightarrow{O_2P''}) = 0 \quad (\text{Eq. 6.1})$$

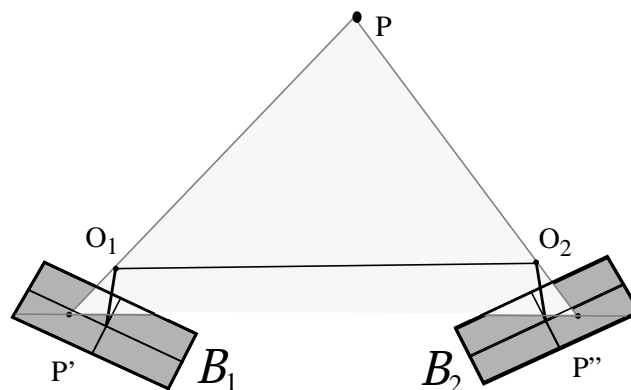


Abb. 45: Kernebene zur Ableitung der Kernlinien

woraus sich eine Geradendarstellung für die Kernlinie ableiten läßt. Bei dieser Darstellung werden jedoch weder der Einfluß der Zusatzparameter noch die Mehrmediengeometrie berücksichtigt, welche beide signifikanten Einfluß auf die Kernlinie haben und keineswegs vernachlässigt werden dürfen.

Der Einfluß der Zusatzparameter kann leicht durch entsprechende Korrekturen der Bild-

koordinaten berücksichtigt werden, der Einfluß der Mehrmediengeometrie hingegen bedingt erheblichen Mehraufwand. Eine Kernebene wie in der Einmediengeometrie kann nicht mehr berechnet werden, da der Strahl vom Objekt- zum Bildpunkt zweimal gebrochen ist und korrespondierende Strahlen in den Medien Glas und Luft im allgemeinen Fall windschiefe Geraden darstellen werden.

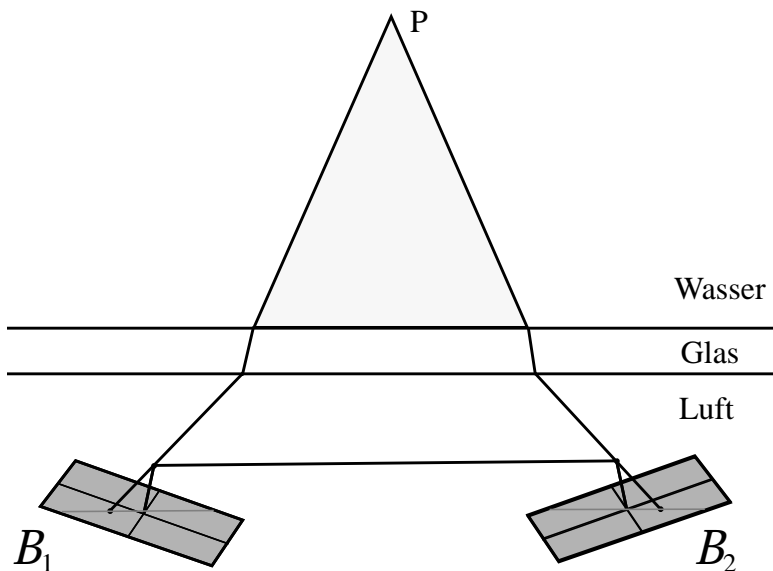


Abb. 46: Kernflächen in Mehrmediengeometrie

Wegen der gebrochenen Darstellung des Mehrmedienmoduls (Kap. 3) ist eine geschlossene analytische Darstellung der Kernfläche und somit auch der Kernlinie nicht möglich. Stattdessen muß der aufwendigere Weg einer Strahlverfolgung durch den Objektraum eingeschlagen werden. Außerdem bewirkt die Mehrmediengeometrie, daß die Kernlinie im vorliegenden Fall nicht als Gerade angesehen werden kann, sondern eine leicht gebogene Linie darstellt, welche in der Praxis durch ein Polygon approximiert werden muß. Addiert man zu diesem Polygon eine durch die Genauigkeit der Bildkoordinaten bestimmte Toleranz, so erhält man einen zweidimensionalen Suchbereich, in dem der korrespondierende Bildpunkt liegen muß. Da in diesem Fall mit Objektpunkten, welche nicht auf einer kontinuierlichen Oberfläche liegen, keine Näherungswerte für einen zu bestimmenden Punkt von seinen Nachbarpunkten abgeleitet werden können, bleibt als einzige Information zur Beschränkung der Länge des Suchfensters das a priori Wissen über den möglichen Tiefenbereich im Objektraum, welches sich aus der Kenntnis der Lage des beleuchteten Meßvolumens ergibt.

Die Realisierung dieser Bedingungen zeigt die folgende Abbildung:

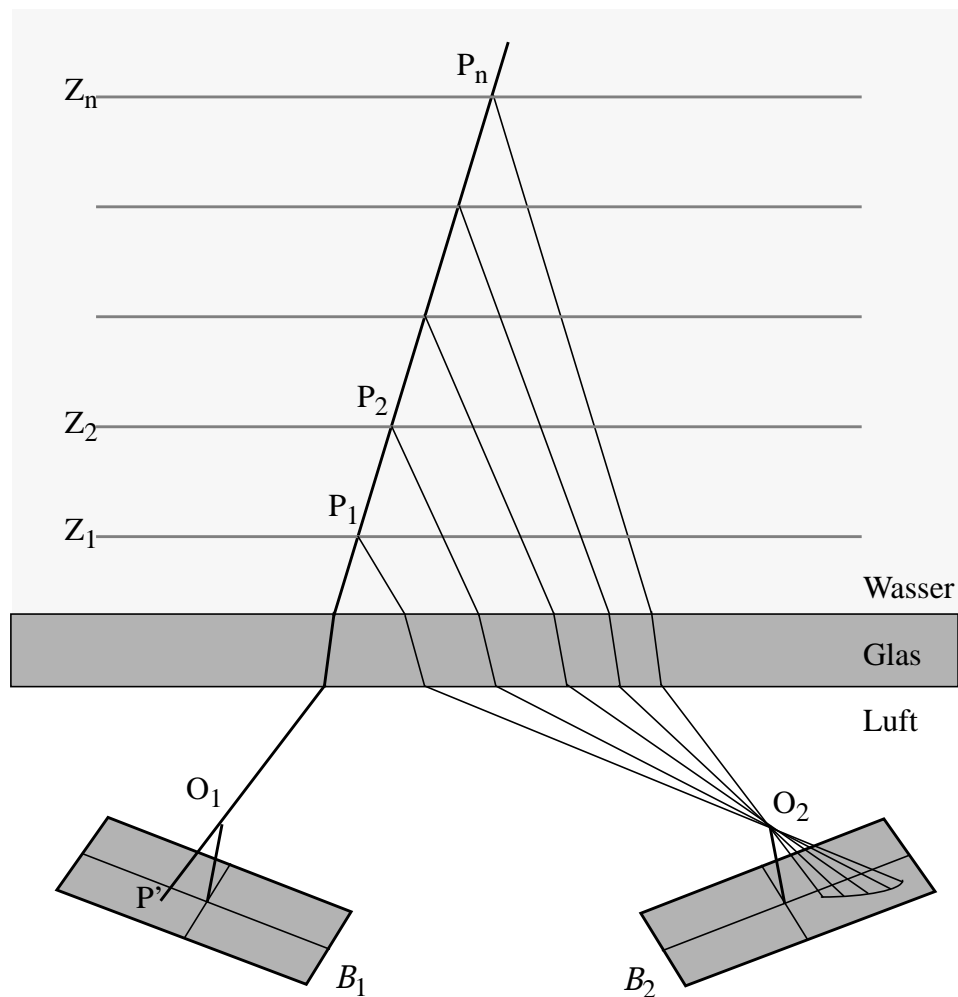


Abb. 47: Herleitung von Kernlinien in Mehrmediengeometrie

Ein Punkt $\tilde{P}(\tilde{x}', \tilde{y}')$ im Bild B_1 wird um den Effekt der Zusatzparameter korrigiert und der durch den korrigierten Punkt P' und das Projektionszentrum O_1 definierte Strahl wird durch die drei Medien in den Objektraum verfolgt. Dort wird er mit n parallelen Ebenen $Z_1 \dots Z_n$ geschnitten, woraus sich n Schnittpunkte $P_1 \dots P_n$ ergeben. Diese werden dann in den Bildraum B_2 abgebildet, wo sie das Suchpolygon definieren.

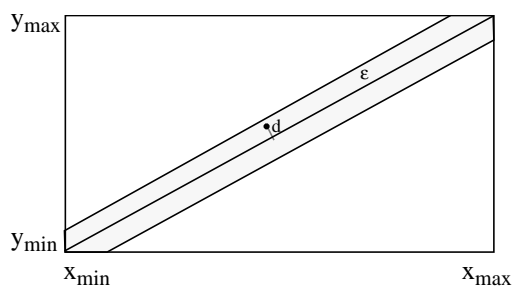
Die Auflösung bei der Diskretisierung der gekrümmten Kernlinie durch Definition von Ebenen im Objektraum hängt vom Verhältnis der Lichtweglängen in den einzelnen Medien und von den Brechungsindizes ab. Generell ist aus Gründen der Rechenzeit eine Unterteilung in möglichst wenige Ebenen anzustreben. Im hier vorliegenden Fall mit einer Tiefenausdehnung des beleuchteten Testvolumens von nur wenigen Zentimetern genügt oft sogar eine Diskretisierung mit nur zwei Ebenen Z_{\min}, Z_{\max} . Ob diese Approximation der Kernlinie durch eine einzige Sekante zulässig ist, kann durch Vergleich der Sekante

mit einem aus einer sehr dichten Diskretisierung entstandenen Polygon gezeigt werden: Die maximale Distanz zwischen beiden Linien beträgt bei einer Schichtdicke von 2 cm nur 0,7 μm , bei 3 cm Schichtdicke sind es 1,4 μm . Eine Diskretisierung durch Schichten im Objektraum im 2 cm Abstand ist also durchaus zulässig. Eine völlige Vernachlässigung der Mehrmediengeometrie bei der Berechnung der Kernlinie hingegen führt zu unzulässigen Fehlern in der Größenordnung von 0,1 mm.

Der Bereich des zweidimensionalen epipolaren Suchfensters ergibt sich aus der Approximation der Kernlinie durch Addition einer seitlichen Toleranz zum Polygon bzw. zur Sekante. Die Größe dieser Toleranz hängt ab von der Güte der Kalibrierung und der Genauigkeit der Bildkoordinaten. Als realistischer Wert für die Toleranz ergab sich empirisch $\varepsilon \approx 10 \mu\text{m}$, was etwa $3\hat{\sigma}_0$ entspricht (Kap. 3.4.2); ähnliche Werte ermittelten auch Adamczik/Rimai (1988b).

6.2 Kandidatensuche im Kernlinienfenster

Um Kandidaten unter den vorher bestimmten Bildpunkten aus B_2 zu finden, müssen nun deren Koordinaten mit denen des Suchfensters verglichen werden. Bei horizontalem oder vertikalem Verlauf der Kernlinie kann dies einfach durch Vergleich jedes Bildpunktes mit einem durch x_{\min} , x_{\max} , y_{\min} , y_{\max} gegebenen Rechteck geschehen, bei allgemeinem Verlauf muß der senkrechte Abstand auf die Gerade bzw. auf das Polygon gerechnet werden, was bedeutend rechenzeitaufwendiger ist. Auch hier wird daher zuerst auf ein Rechteck geprüft und nur im Erfolgsfalle auch der Abstand ε zur Geraden gerechnet.



$$d = \text{abs} \left(\frac{(y_i - mx_i - b)}{\sqrt{m^2 + 1}} \right)$$

bei einer Geradendarstellung $y_i = mx_i + b$

Abb. 48: epipolarer Suchbereich

So formuliert hat die Zuordnung die Ordnung $O(n^2)$, d.h. die Rechenzeit steigt mit dem Quadrat der Anzahl der detektierten Partikel. Durch vorheriges Sortieren der Bildpunkte nach ihrer x' - oder y' -Koordinate und anschließende binäre Suche im sortierten Datensatz läßt sich der Aufwand jedoch gegen $O(n \cdot \log n)$ reduzieren. Ob nach x' oder y' sortiert wird, kann dabei nach dem hauptsächlichen Verlauf der Kernlinien entschieden werden: sortiert werden sollte nach der Koordinate, welche die kleinere Seite des Suchfensters

aufspannt, d.h. nach y' bei horizontal verlaufenden Kernlinien und nach x' bei vertikalem Verlauf.

6.2.1 Wahrscheinlichkeit von Mehrdeutigkeiten

Bei der üblichen hohen Partikeldichte in den Bildern und durch starke Konvergenz der Kameraachsen und vorgegebene Tiefenausdehnung im Objektraum verursachten langen epipolaren Suchfenstern ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, daß mehr als nur ein Kandidat im Suchbereich gefunden wird, analog zu den statistischen Betrachtungen in Kapitel 5.3.1 mit der Poisson-Verteilung (wobei wiederum zufällig im Objekt- bzw. Bildraum verteilte Partikel vorausgesetzt werden) zu

$$P_a = 1 - e^{-(n \cdot \frac{f}{F})} \quad \text{mit} \quad \text{(Eq. 6.2)}$$

$F = \text{Sensorfläche}$
 $n = \text{Anzahl Partikel pro Bild}$
 $f = 2\varepsilon \cdot l_{12} = \text{Fläche des epipolaren Suchfensters}$

Die Länge l_{12} des epipolaren Suchfensters ist dabei gegeben durch die Basislänge, die Kammerkonstante und die Tiefenausdehnung im Objektraum.

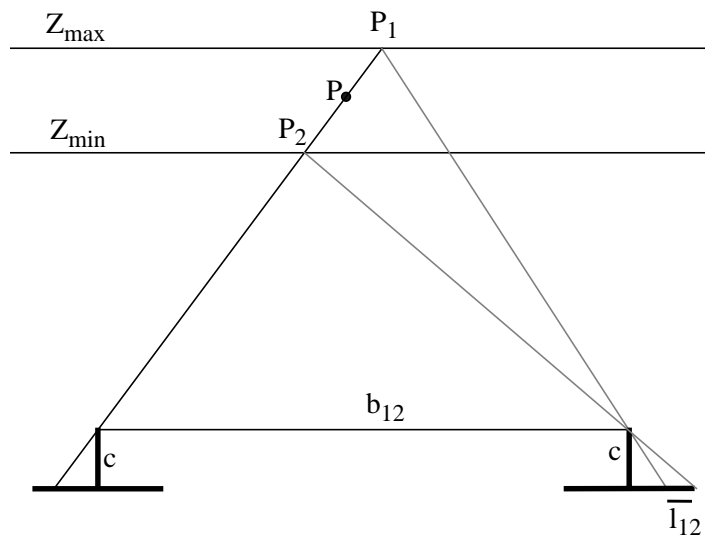


Abb. 49: Länge des epipolaren Suchfensters

Für die Quantifizierung der Wahrscheinlichkeit sei ein Punkt P mittlerer Lage im Objektraum betrachtet: $X = b_{12}/2$, $Y = 0$, $Z = (Z_{\min} + Z_{\max})/2$, wobei die Betrachtung vereinfachend für eine Normalfallanordnung und unter Vernachlässigung der Mehrdeutigeometrie und der Zusatzparameter erfolgt.

Mit

$$\begin{aligned} \frac{X}{Z} &= \frac{X_1}{Z_{max}} = \frac{X_2}{Z_{min}} = \frac{x'}{c} \Rightarrow X_1 = Z_{max} \cdot \frac{X}{Z}, \quad X_2 = Z_{min} \cdot \frac{X}{Z}, \\ l_{12} &= x''_2 - x''_1 = c \cdot \left(\frac{X_2 - b_{12}}{Z_{min}} - \frac{X_1 - b_{12}}{Z_{max}} \right) = c \cdot \left(\frac{b_{12}}{Z_{min}} - \frac{b_{12}}{Z_{max}} \right) \\ &= \frac{c \cdot b_{12} \cdot (Z_{max} - Z_{min})}{Z_{min} \cdot Z_{max}} \end{aligned} \quad (\text{Eq. 6.3})$$

und der durchschnittlichen Anzahl von mehrdeutigen Partikeln im Suchfenster

$$P_{a_{12}} = (n - 1) \cdot \frac{2 \cdot l_{12} \cdot \varepsilon}{F} \quad (\text{Eq. 6.4})$$

erhält man die wahrscheinliche Gesamtzahl von Mehrdeutigkeiten je Bildpaar zu

$$N_a = (n^2 - n) \cdot \frac{2 \cdot c \cdot \varepsilon \cdot b_{12} \cdot (Z_{max} - Z_{min})}{F \cdot Z_{min} \cdot Z_{max}} \quad (\text{Eq. 6.5})$$

Numerisch ergeben sich mit realistischen Werten

$$b_{12} = 200 \text{ mm}, Z_{min} = -320 \text{ mm}, Z_{max} = -280 \text{ mm}, c = 9 \text{ mm}, \varepsilon = 10 \text{ } \mu\text{m}, n = 1000 \text{ (vgl. Abb. 49)}$$

für die Anzahl der abgebildeten Partikel und die Aufnahmeanordnung schon 401 Fälle von Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung auf der Kernlinie.

Die Anzahl der Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung in Kernlinienbändern wächst dabei

- etwa quadratisch mit der Anzahl der Partikel je Bild
- linear mit der Länge der Kernlinien (bzw. mit dem Tiefenbereich im Objektraum oder der Länge der Basis)
- linear mit der Toleranz ε senkrecht zur Kernlinie, welche in den hier diskutierten Anwendungen etwa $\pm 10 \text{ } \mu\text{m}$ betragen wird.

Jedenfalls wird die Anzahl der Mehrdeutigkeiten so groß, daß das Problem keinesfalls übergangen werden darf.

6.2.2 Auflösbarkeit von Mehrdeutigkeiten beim Zweikameramodell

Das naheliegendste Kriterium zur Auflösung dieser Mehrdeutigkeiten und eindeutigen Zuordnung bei mehr als einem Kandidaten im epipolaren Suchfenster ist neben dem senkrechten Abstand d zur Kernlinie die Verwendung der im Segmentierungsprozess bestimmten Form- und Helligkeitsparameter (Fläche n_{pix} , Ausdehnung in x' - und y' -Koordinatenrichtung n_x, n_y sowie Summe der Grauwerte sum_{gv}) der detektierten Partikel.

Eine auf diesen Parametern basierende Bewertungsfunktion

$$e = f(d, q_{nx}, q_{ny}, q_{npix}, q_{sumgv})$$

(z.B. e = gewichtete Mahalanobisdistanz) definiert die Kosten der Zuordnung eines Punktes P' im Bild B_1 zu Kandidaten $P_1'' \dots P_n''$ im Suchbereich in B_2 . Das Minimum dieser Kostenfunktion stellt dann die wahrscheinlichste Zuordnung dar.

Allerdings ergab sich aus Analysen der Form- und Helligkeitsparameter einer Stichprobe von ca. 2000 eindeutig zugeordneten Paaren, daß deren Korrelation kleiner ist als erwartet; aus der Probe ergaben sich für den linearen Korrelationskoeffizienten

$$r = \frac{\sum (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum (x_i - \bar{x}) \cdot \sum (y_i - \bar{y})}} \quad (\text{Eq. 6.6})$$

folgende Werte:

| | |
|--|------------|
| Anzahl Pixel pro Partikel | $r = 0,47$ |
| Ausdehnung im x'-Bildkoordinatenrichtung | $r = 0,23$ |
| Ausdehnung im y'-Bildkoordinatenrichtung | $r = 0,38$ |
| Summe der Grauwerte je Partikel | $r = 0,68$ |

Gründe für diese niedrige Korrelation sind zum einen Diskretisierungseffekte und zum anderen Effekte der Beleuchtung sowie die Form der Partikel.

Diskretisierungseffekte bewirken, daß zum Beispiel ein optimal scharf abgebildetes kleines Partikel im Bild sowohl eine Ausdehnung von 2x2 wie auch nach einer kleinen Translation eine Ausdehnung von 3x3 Pixeln haben kann.

Auf die Summe der Grauwerte hat diese Translation allerdings bei linearer Response des Aufnahme- und Digitalisierungssystems keinen Einfluß. Wie man aus den o.g. Werten sieht, ist der Korrelationskoeffizient für dieses Maß auch deutlich größer als derjenige für die rein metrischen Maße. Daß er mit 0,68 doch noch recht niedrig ist, ist auf Beleuchtungseinflüsse und Unregelmäßigkeiten der Partikelformen sowie die Geometrie der Kameraanordnung zurückzuführen. Das Laserlicht ist polarisiert, wobei die Polarisations Ebene durch die Spiegeloptik mehrmals verdreht wird, und die Kameras schließen unterschiedliche Winkel mit der Polarisations Ebene ein. Außerdem bewirken die in Kapitel 2 beschriebenen Effekte der Reflexion kleiner Partikel, daß die Reflexion zu den einzelnen Kameras unterschiedlich groß ist. Zusätzlich ist zu bedenken, daß die in den Experimenten verwendeten Partikel keine optimal sphärische Form aufweisen, so daß die Projektionen eines Partikels zu den einzelnen Kameras unterschiedlich sein können.

Auf dieselben Probleme beim Vergleich der Form-, Größen- und Helligkeitsparameter von

abgebildeten Partikeln weisen auch Racca/Dewey (1988), die orthogonale Kameraachsen verwenden, hin.

Zum Vergleich mit diesen Korrelationskoeffizienten zwischen korrespondierenden Partikelabbildungen in Bildern eines Aufnahmezeitpunktes sollen die Werte für korrespondierende Partikelabbildungen einer Kamera in Bildern aufeinanderfolgender Zeitpunkte angegeben werden:

| | |
|---|------------|
| Anzahl Pixel pro Partikel | $r = 0,63$ |
| Ausdehnung im x' -Bildkoordinatenrichtung | $r = 0,37$ |
| Ausdehnung im y' -Bildkoordinatenrichtung | $r = 0,53$ |
| Summe der Grauwerte je Partikel | $r = 0,83$ |

Man sieht, daß hier alle Werte deutlich höher sind. Grund dafür ist zum einen die hohe Korrelation der durch die Beleuchtung und die Abweichung der Partikel von der Kugel­form verursachten Effekte in aufeinanderfolgenden Bildern einer Sequenz bei relativ geringer Translation der Partikel in der Größenordnung von 3 - 5 Pixeln je Videobild und vernachlässigter Rotation und zum anderen der hier wegfallende Einfluß der Kamerageometrie.

Ein auf diesen Form- und Helligkeitsparametern basierendes ‘bestes Match’ kann daher nur bedingt als Kriterium für die Auflösung von Mehrdeutigkeiten dienen. Daß dasselbe auch für Nachbarschaftsbetrachtungen gilt, kann leicht anhand der folgenden Abbildung demonstriert werden, welche zwei in der Kernebene liegende Partikel zeigt, die relativ zur Basis gesehen hintereinander liegen; die Tatsache, daß hier eine voll dreidimensionale Problemstellung vorliegt, kann sogar zur Vertauschung von Punkten auf der Kernlinie führen.

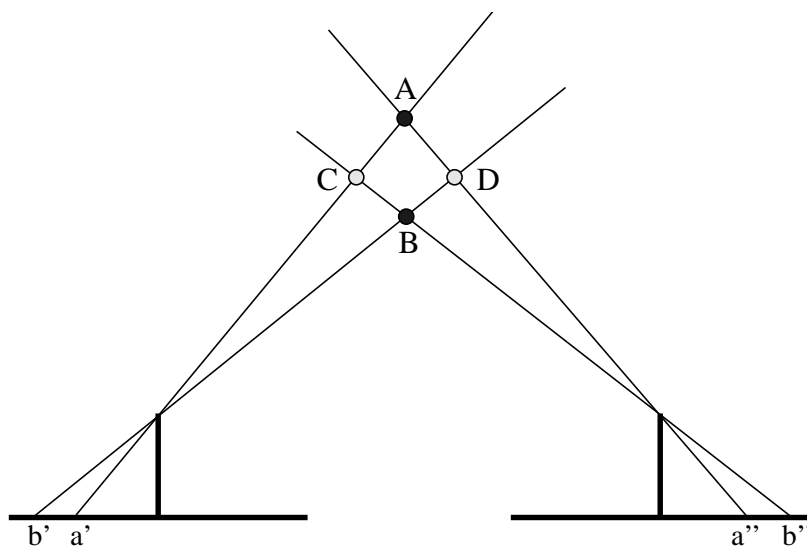


Abb. 50: Beispiel für Vertauschung auf der Kernlinie

Wenn hier die Form- und Helligkeitsparameter keine eindeutige Zuordnung erlauben, kann diese Mehrdeutigkeit nicht aufgelöst werden. Es könnten sowohl die Punkte A, B (bei Zuordnung $a' - a''$ und $b' - b''$) als auch C, D (bei Zuordnung $b' - a''$ und $a' - b''$) oder sogar A, B, C, D (unter der Annahme, daß zwei Punkte verdeckt sind) im Objektraum rekonstruiert werden. Hierin unterscheidet sich die gegebene Problematik von Problemstellungen mit hoher Punktdichte auf kontinuierlichen Oberflächen, bei denen Nachbarschaftsbetrachtungen zu eindeutigen Zuordnungen führen können. Ein Zweikameramodell ist hier damit gleichzeitig (wie auch schon in Kapitel 3.4.2 gezeigt) ein Präzedenzfall für den Unterschied zwischen Genauigkeit und Zuverlässigkeit im Sinne der Baarda'schen Beurteilung der Modellqualität (Grün, 1978).

6.3 Zuordnung unter Verwendung einer dritten Kamera

Ein Zweikamerasystem wird also bei den angestrebten hohen Partikeldichten keine robuste Lösung des Zuordnungsproblems erlauben, wenn nicht die Tiefenausdehnung des Beobachtungsvolumens und damit die Länge der Kernliniensegmente sehr klein gehalten wird, was wiederum in vielen Fällen nicht der Aufgabenstellung entspricht. Daher werden im folgenden auf drei oder mehr Kameras basierende Algorithmen diskutiert, welche geeignet sind, die Anzahl der Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung deutlich zu reduzieren.

6.3.1 Kernlinienschnittverfahren

Eine konsequente Lösung dieses Problems der Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung ist die Verwendung einer dritten Kamera mit dem Ziel, den Suchbereich von einer Kernlinie plus Toleranz auf den Schnitt von Kernlinien zu reduzieren. Dazu ist eine Aufnahmeconfiguration nötig, wie sie z.B. in Abb. 51 dargestellt ist: die Projektionszentren der drei Kameras bilden ein etwa gleichseitiges Dreieck parallel zur Hauptausdehnung des Objektraumes, und die Aufnahmeachsen stellen zwecks Optimierung des von allen drei Kameras abgebildeten Objektbereiches näherungsweise ein Tetraeder dar.

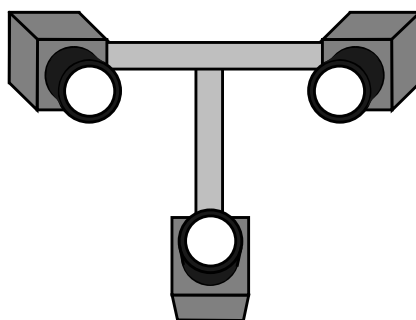


Abb. 51: Kameraanordnung für Kernlinienschnittverfahren

Diese Kamerakonfiguration erlaubt die Berechnung von Kernliniensegmenten, welche sich in einem stumpfen Winkel im Bild schneiden, was wie in Abb. 52 dargestellt ausge-

nutzt werden kann.

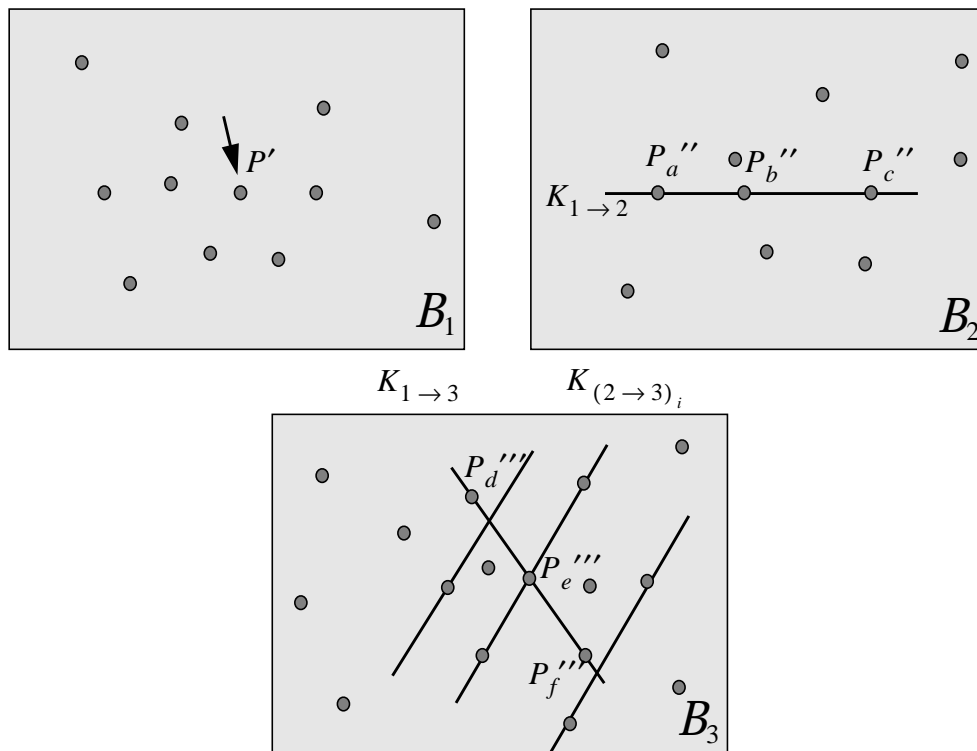


Abb. 52: Prinzip des Kernlinienschnittverfahrens

Ausgehend von einem Punkt P' in B_1 werden die Kernlinien $K_{1 \rightarrow 2}$ in B_2 und $K_{1 \rightarrow 3}$ in B_3 berechnet (vgl. Kap. 6.1), auf denen z.B. die Kandidaten P_a'' , P_b'' und P_c'' bzw. P_d''' , P_e''' und P_f''' gefunden werden. Eine eindeutige Bestimmung der zu P' korrespondierenden Partikelabbildung ist also in B_2 oder B_3 allein nicht möglich.

Rechnet man nun jedoch die Kernlinien $K_{(2 \rightarrow 3)_i}$ für alle Kandidaten P_i in B_2 und schneidet sie mit der Kernlinie $K_{1 \rightarrow 3}$, so wird mit großer Wahrscheinlichkeit nur einer der Schnittpunkte in der Nähe eines der Kandidaten in B_3 liegen (hier: nur P_e'''). Mit anderen Worten: der Suchbereich wird reduziert von einer Linie plus Toleranz auf Schnittpunkte von Linien plus Toleranz. Das Auftreten von Mehrdeutigkeiten wird dadurch zwar nicht ganz vermieden, jedoch erheblich verringert.

Implementiert wurde dieses Kernlinienschnittverfahren durch einen Kombinatorik-Algorithmus, der zuerst alle Kernlinien $K_{1 \rightarrow 2}$, $K_{1 \rightarrow 3}$ und $K_{2 \rightarrow 3}$ berechnet, darauf alle möglichen Korrespondenzen zwischen je zwei Kameras herstellt und in Listen geeigneten Formats ablegt und schließlich aus diesen Listen von Korrespondenzen konsistente Tripel herausfiltert, d.h. Kandidatentripel, bei denen die Zuordnung $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ mit der Zuordnung $1 \rightarrow 3$ übereinstimmt. In Abb. 52 stellt die Kombination $(P' - P_b'' - P_e''')$ ein

solches konsistentes Tripel dar, alle anderen Kombinationen sind inkonsistent. Einen ähnlichen Algorithmus, der allerdings iterativ vorgeht und nicht die Mehrmediengeometrie berücksichtigt, wendet Kearney (1991) bei seinen Zuordnungsversuchen in simulierten Partikeldatensätzen an.

Abb. 53 zeigt ein Beispiel aus realen, ziemlich stark verrauschten Daten für eine erfolgreiche Anwendung des Kernlinienschnittes.

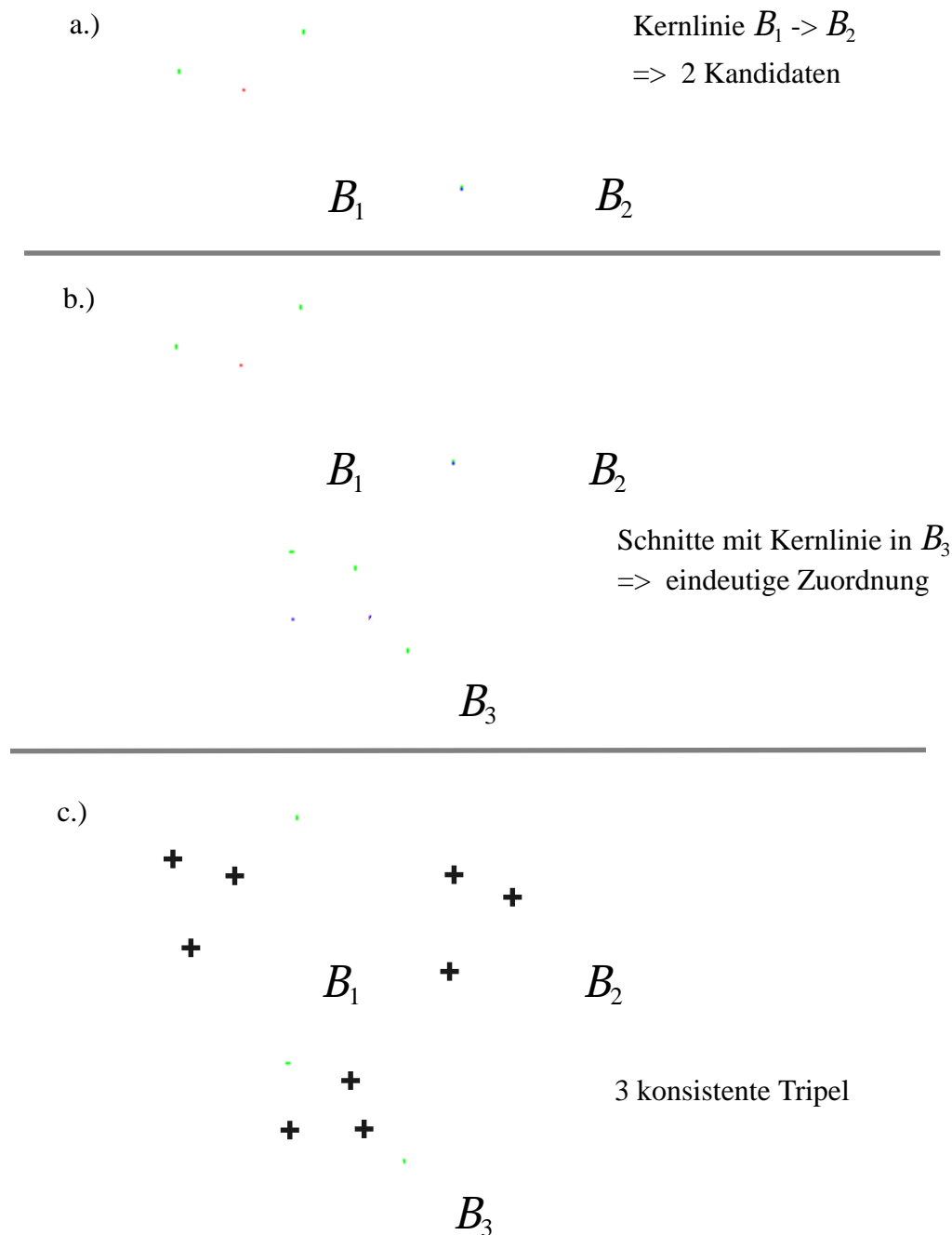


Abb. 53: Beispiel für das Kernlinienschnittverfahren

Die Etablierung von konsistenten Tripeln stellt eine notwendige, aber noch keine hinrei-

chende Bedingung für eine korrekte Zuordnung dar. Möglichkeiten und Wahrscheinlichkeiten von Mehrdeutigkeiten im Kernlinienschnitt werden im folgenden noch ausführlich diskutiert. Einen Fall einer aufgrund einer kompletten Verdeckung in einem Bild nicht lösbaren Zuordnung zeigt zum Beispiel Abb. 54.

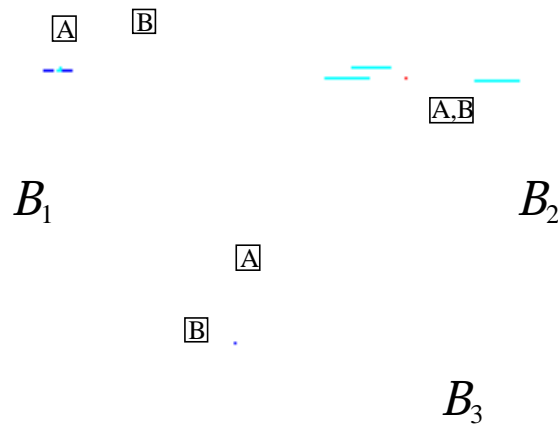


Abb. 54: Komplette Verdeckung in B_2

Im Bild B_2 verdecken sich hier entweder die Partikel A,B völlig, oder eines der beiden wurde gar nicht identifiziert, was bei der Größe der Partikel in den anderen beiden Bildern allerdings unwahrscheinlich ist. Da eine eindeutige Entscheidung für die Zuordnung hier nicht getroffen werden kann, muß diese Detektion aus der Liste der konsistenten Tripel gelöscht werden, was im Algorithmus dadurch erkannt wird, daß ein Punkt in zwei verschiedenen Tripeln vorkommt.

Erst konsistente Tripel, deren Mitglieder in keinem anderen konsistenten Tripel vorkommen, stellen eine notwendige und hinreichende Bedingung für eine korrekte Zuordnung dar.

6.3.2 Kollineare Anordnung von drei Kameras

Das Kernlinienschnittverfahren ist zwar die anschaulichste, aber nicht die einzige Möglichkeit, Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung durch Verwendung einer dritten Kamera zu lösen. Bei anderer algorithmischer Vorgehensweise kann auch mit drei Kameras gearbeitet werden, deren Projektionszentren auf einer Linie liegen. Das im folgenden vorgestellte Verfahren beruht auf der Verifikation von mehrdeutigen Zuordnungen zwischen zwei Kameras durch eine Abbildung über den Objektraum ins dritte Bild, wo sich dann ein sehr kleiner Suchbereich ähnlich der Schnittfläche der Kernliniensegmente ergibt. Die Vorgehensweise ist aus Abb. 55 ersichtlich: Aus jeder möglichen Zuordnung $B_1 \rightarrow B_2$ wird ein Punkt im Objektraum rekonstruiert und in B_3 abgebildet.

Abhängig von der Genauigkeit der bestimmten Koordinaten des Punktes (also vor allem von der Länge der Basis b_{12}) ergibt sich so ein mehr oder weniger kleiner Suchbereich in B_3 , in dem ein korrespondierender Kandidat gefunden werden muß; wird kein Kandidat gefunden, muß die Zuordnung verworfen werden, ansonsten ist ein konsistentes Tripel etabliert. Die optimale Anordnung der drei Kameras kann in einem Optimierungsprozeß bestimmt werden.

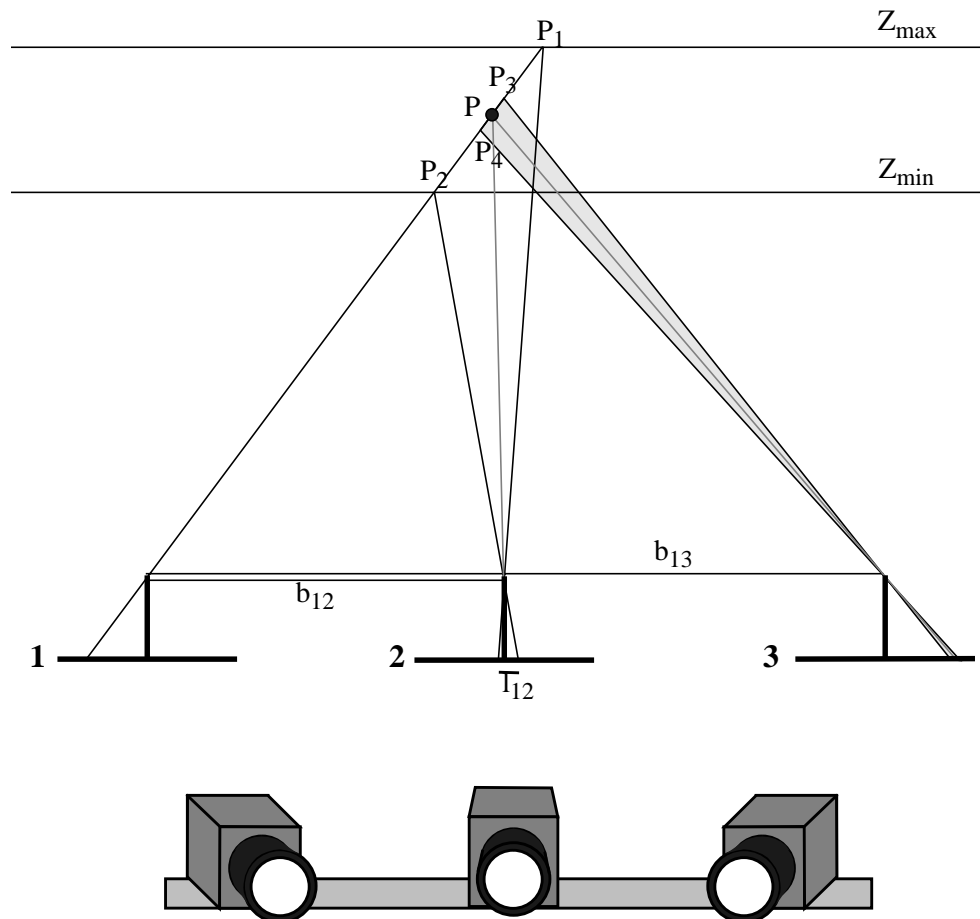


Abb. 55: Ausnutzung von drei kollinear angeordneten Kameras

Wie aus Abb. 55 ersichtlich, werden zuerst aus den ersten beiden Bildern räumliche Koordinaten für mögliche Zuordnungen gerechnet (wobei ohne Verlust der Allgemeingültigkeit alle Betrachtungen in einer Kernebene mit $Y = 0$ erfolgen sollen)

$$Z = \frac{c \cdot b_{12}}{p_x} \quad X = Z \cdot \frac{x'}{c} \quad (\text{Eq. 6.7})$$

Diese werden insbesondere in Z-Richtung abhängig vom maximalen Fehler ε der Parallaxe p_x noch eine relativ hohe Ungenauigkeit aufweisen und so einen reduzierten Tiefenbereich Z_3, Z_4 im Objektraum definieren:

$$\begin{aligned}
Z_3 &= \frac{c \cdot b_{12}}{p_x - \varepsilon} = \frac{c \cdot b_{12} \cdot Z}{c \cdot b_{12} - (Z \cdot \varepsilon)} & X_3 &= Z_3 \cdot \frac{X}{Z} = Z_3 \cdot \frac{b_{13}}{Z_{max} + Z_{min}} \\
Z_4 &= \frac{c \cdot b_{12}}{p_x + \varepsilon} = \frac{c \cdot b_{12} \cdot Z}{c \cdot b_{12} + Z \cdot \varepsilon} & X_4 &= Z_4 \cdot \frac{X}{Z} = Z_4 \cdot \frac{b_{13}}{Z_{max} + Z_{min}}
\end{aligned}
\tag{Eq. 6.8}$$

Dieser kann nun in das dritte Bild abgebildet werden, wo sich die Länge des epipolaren Suchbereiches l_{123} zu

$$\begin{aligned}
l_{123} &= x'''_3 - x'''_4 = c \cdot \left(\frac{X_3 - b_{13}}{Z_3} - \frac{X_4 - b_{13}}{Z_4} \right) = c \cdot \left(\frac{b_{13}}{Z_4} - \frac{b_{13}}{Z_3} \right) \\
&= c \cdot \left(\frac{b_{13} \cdot (c \cdot b_{12} + Z \cdot \varepsilon)}{c \cdot b_{12} \cdot Z} - \frac{b_{13} \cdot (c \cdot b_{12} - (Z \cdot \varepsilon))}{c \cdot b_{12} \cdot Z} \right) = 2 \cdot \varepsilon \cdot \frac{b_{13}}{b_{12}}
\end{aligned}
\tag{Eq. 6.9}$$

ergibt. Eine ähnliche Vorgehensweise benutzen z.B. auch Lotz/Fröschle (1990), die allerdings eine stark asymmetrische Anordnung der Kameras vorschlagen (Abb. 56), um die Länge der Suchbereiche in B_2 und B_3 etwa gleich lang zu halten.

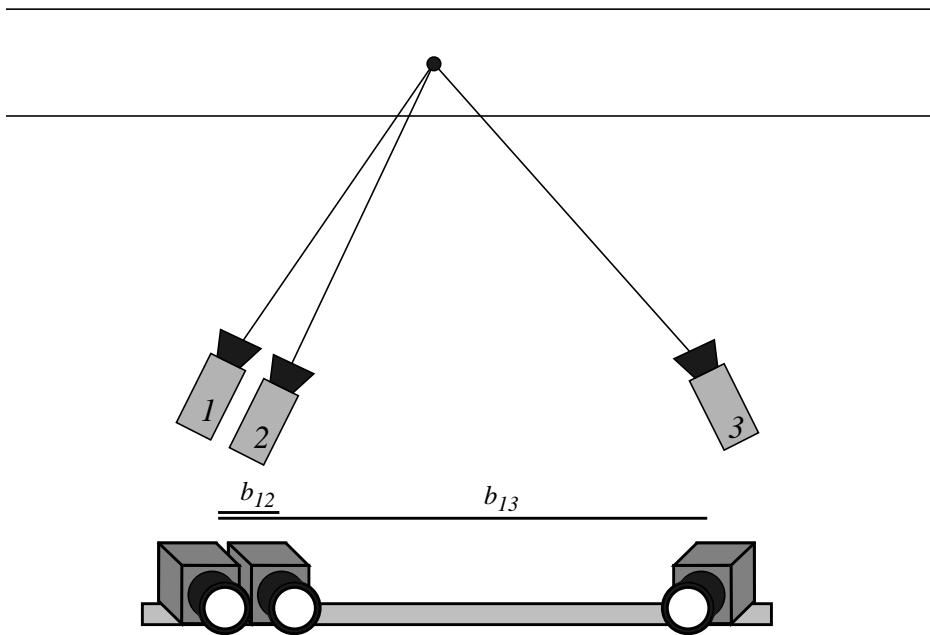


Abb. 56: Asymmetrische Kameraanordnung nach Lotz/Fröschle (1990)

Die kurze Basis b_{12} gewährleistet eine geringe Anzahl von Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung und die lange Basis b_{13} erfüllt die Forderung nach einer guten Bestimmbarkeit auch der Tiefenkoordinate. Wie im folgenden noch gezeigt wird, minimiert dieses Verfahren zwar die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Mehrdeutigkeiten, berücksichtigt je-

doch nicht, daß Mehrdeutigkeiten durch die Verifikation einer möglichen Zuordnung im dritten Bild auch gelöst werden können und stellt hinsichtlich der verbleibenden Anzahl nicht lösbarer Mehrdeutigkeiten keine optimale Konfiguration dar.

6.4 Wahrscheinlichkeit von Mehrdeutigkeiten mit drei Kameras

Wie schon erwähnt, können auch bei Verwendung von drei Kameras noch Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung auftreten. Die Wahrscheinlichkeit solcher Mehrdeutigkeiten soll im folgenden analysiert und mit der Wahrscheinlichkeit von Mehrdeutigkeiten im Zweikameramodell verglichen werden.

6.4.1 Verbleibende Mehrdeutigkeiten beim Kernlinienschnitt

Unabhängig vom Auftreten von Verdeckungen bei der Partikelabbildung können bei Kernlinienschnitt Mehrdeutigkeiten auf drei verschiedene Arten zustande kommen:

1. Ein ‘falscher’ Kandidat Q'' auf der Kernlinie $K_{1 \rightarrow 2}$ hat eine korrespondierende Partikelabbildung Q''' auf $K_{2 \rightarrow 3}$, die zufällig auf die Kernlinie $K_{1 \rightarrow 3}$ fällt:

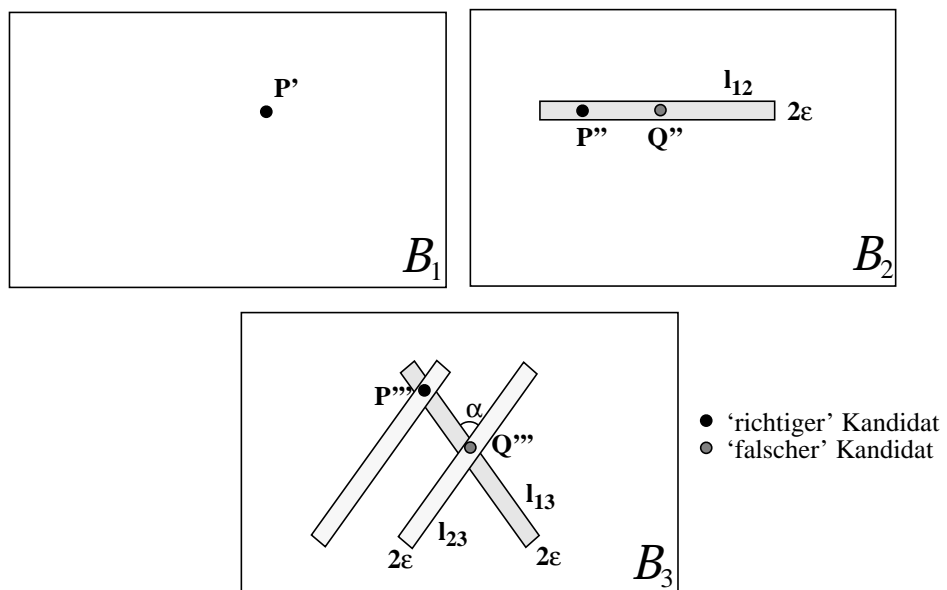


Abb. 57: Erste Mehrdeutigkeit beim Kernlinienschnitt

Mit den Bezeichnungen aus Abb. 49 und Abb. 57 ergibt sich wiederum für einen Punkt in der Mitte des Objektraums:

$$\begin{aligned}
 l_{12} &= c \cdot \frac{b_{12} \cdot (Z_{\max} - Z_{\min})}{Z_{\min} \cdot Z_{\max}} & l_{13} &= c \cdot \frac{b_{13} \cdot (Z_{\max} - Z_{\min})}{Z_{\min} \cdot Z_{\max}} \\
 l_{23} &= c \cdot \frac{b_{23} \cdot (Z_{\max} - Z_{\min})}{Z_{\min} \cdot Z_{\max}} & f_{23} &= K_{1 \rightarrow 3} \cap K_{2 \rightarrow 3} = \frac{4 \cdot \varepsilon^2}{\sin \alpha}
 \end{aligned}
 \tag{Eq. 6.10}$$

Die Wahrscheinlichkeit $P_{a(1)}$ von Mehrdeutigkeiten dieser Art ergibt sich dann mit

$$P_{12} = \frac{2 \cdot (n-1) \cdot c \cdot \varepsilon \cdot b_{12} \cdot (Z_{max} - Z_{min})}{F \cdot Z_{min} \cdot Z_{max}} \quad (\text{Eq. 6.11})$$

$$P_{23} = \frac{f_{23}}{2 \cdot \varepsilon \cdot l_{23}} = \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot Z_{min} \cdot Z_{max}}{c \cdot b_{23} \cdot \sin \alpha \cdot (Z_{max} - Z_{min})} \quad (\text{Eq. 6.12})$$

$$\text{zu } P_{a(1)} = P_{12} \cdot P_{23} = \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{12}}{F \cdot b_{23} \cdot \sin \alpha}. \quad (\text{Eq. 6.13})$$

2. Die Kernlinie $K_{2 \rightarrow 3}$ eines ‘falschen’ Kandidaten Q’’ auf der Kernlinie $K_{1 \rightarrow 2}$ verläuft, weil der Kandidat nahe beim richtigen Kandidaten P’’ liegt oder weil die Basiskomponente b_{13} sehr kurz gewählt wurde, auch durch den ‘richtigen’ Kandidaten P’’ auf $K_{1 \rightarrow 3}$:

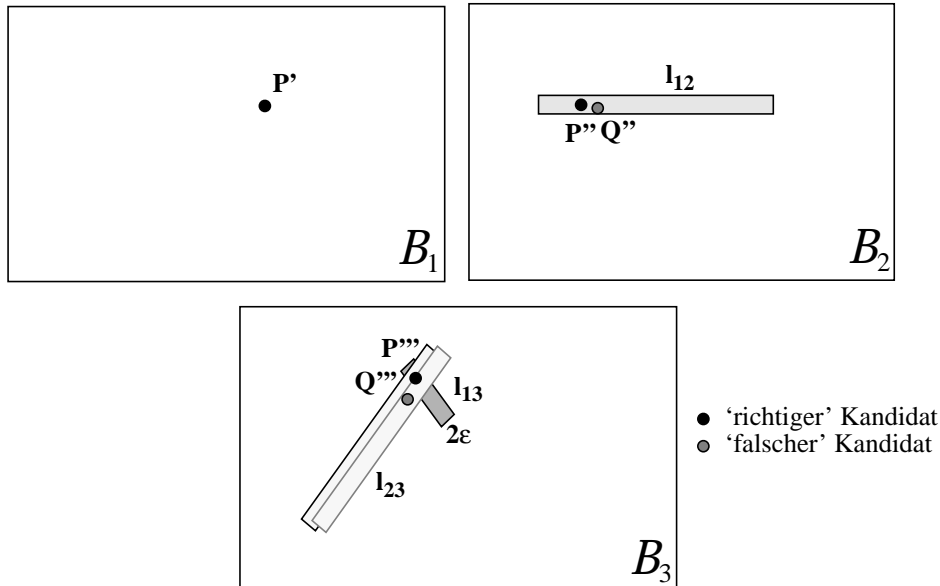


Abb. 58: Zweite Mehrdeutigkeit beim Kernlinienschnitt

Die Wahrscheinlichkeit dafür ist

$$\begin{aligned} a^{(2)} &= P_{12} \cdot \frac{f_{23}}{2 \cdot \varepsilon \cdot l} \\ &= \left(\frac{2 \cdot (n-1) \cdot c \cdot \varepsilon \cdot b_{12} \cdot (Z_{max} - Z_{min})}{F \cdot Z_{min} \cdot Z_{max}} \right) \cdot \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot Z_{min} \cdot Z_{max}}{\sin \alpha \cdot c \cdot b_{13} \cdot (Z_{max} - Z_{min})} \\ &= \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{12}}{F \cdot b_{13} \cdot \sin \alpha}. \end{aligned} \quad (\text{Eq. 6.14})$$

3. Auf die Schnittfläche der Kernlinien $K_{1 \rightarrow 3}$ und $K_{2 \rightarrow 3}$ des 'richtigen' Kandidaten fällt zufällig eine weitere Partikelabbildung R''' - eine Möglichkeit, die häufig mit einer Verdeckung im Bildraum einhergehen wird:

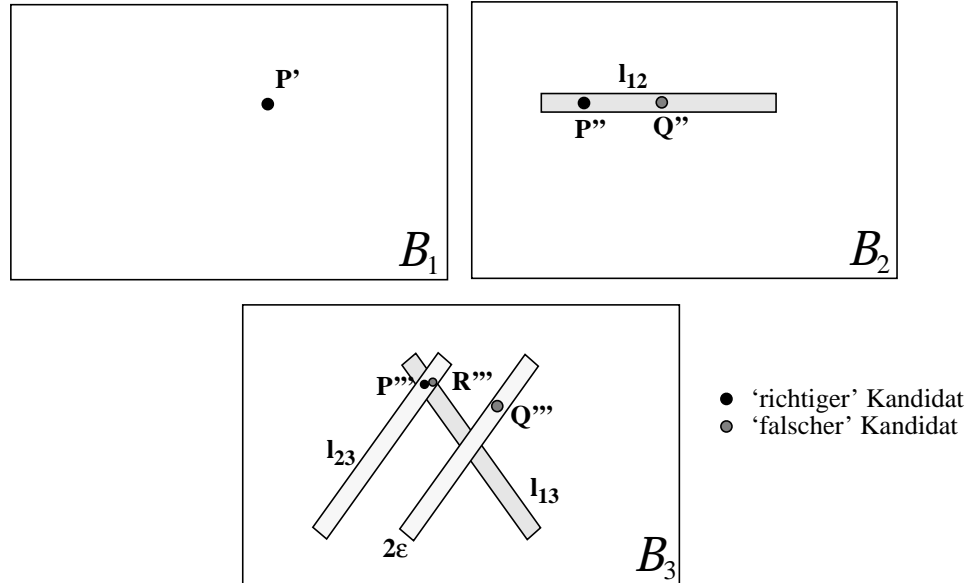


Abb. 59: Dritte Mehrdeutigkeit beim Kernlinienschnitt

Dafür ergibt sich die Wahrscheinlichkeit

$$P_{a(3)} = \frac{(n-1) \cdot f_{23}}{F} = \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2}{F \cdot \sin \alpha}. \quad (\text{Eq. 6.15})$$

Zusammen genommen ist dann die Wahrscheinlichkeit einer mehrdeutigen Zuordnung mit drei Kameras im Kernlinienschnittverfahren:

$$\begin{aligned} P_a &= P_{a(1)} + P_{a(2)} + P_{a(3)} \\ &= \left(\frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{12}}{F \cdot b_{23} \cdot \sin \alpha} + \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{12}}{F \cdot b_{13} \cdot \sin \alpha} + \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2}{F \cdot \sin \alpha} \right) \\ &= \left(\frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2}{F \cdot \sin \alpha} \cdot \left(1 + \frac{b_{12}}{b_{23}} + \frac{b_{12}}{b_{13}} \right) \right). \end{aligned} \quad (\text{Eq. 6.16})$$

und die wahrscheinliche Gesamtzahl von Mehrdeutigkeiten wird zu

$$N_a = \frac{4 \cdot (n^2 - n) \cdot \varepsilon^2}{F \cdot \sin \alpha} \cdot \left(1 + \frac{b_{12}}{b_{23}} + \frac{b_{12}}{b_{13}} \right). \quad (\text{Eq. 6.17})$$

Ein Optimum (d.h. minimale Anzahl Mehrdeutigkeiten) ergibt sich, wenn $b_{12} = b_{13} = b_{23}$ ist, also bei Anordnung der Projektionszentren in einem gleichseitigen Dreieck.

Bei dem Beispiel aus Kap. 6.2.1 ergeben sich dann numerisch 35 statt 401 verbleibende Mehrdeutigkeiten, was einer Reduktion um einen Faktor 11,5 entspricht. Wenn die Anordnung der Kameras in einem gleichseitigen Dreieck zu Problemen mit der Größe des gemeinsam abgebildeten Objektbereiches oder der Tiefenschärfe führt, darf diese Bedingung ohne allzu große Verluste verletzt werden; rückt man beispielsweise die dritte Kamera näher an die Basis b_{12} heran, so daß der Winkel $\alpha = 90^\circ$ wird, vergrößert sich die Anzahl der Mehrdeutigkeiten nur auf 38.

Die Anzahl Partikel je Bild geht auch hier etwa quadratisch ein, die Toleranz senkrecht zur Kernlinie geht aber nicht mehr linear ein wie im Zweikameramodell, sondern jetzt ebenfalls etwa quadratisch. Dagegen spielt die Länge der Kernliniensegmente und damit auch die Tiefenausdehnung im Objektraum hier keine Rolle mehr.

6.4.2 Verbleibende Mehrdeutigkeiten beim kollineareren Kameraanordnung

Auch bei dem Verfahren der Verifikation möglicher Zuordnungen zwischen zwei Bildern durch Projektion in ein drittes Bild verbleiben noch unlösbare Mehrdeutigkeiten, die sich auch hier darin zeigen, daß Bildpunkte Mitglied in mehr als einem konsistenten Tripel sind. Hier sind zwei Arten von Mehrdeutigkeiten zu unterscheiden:

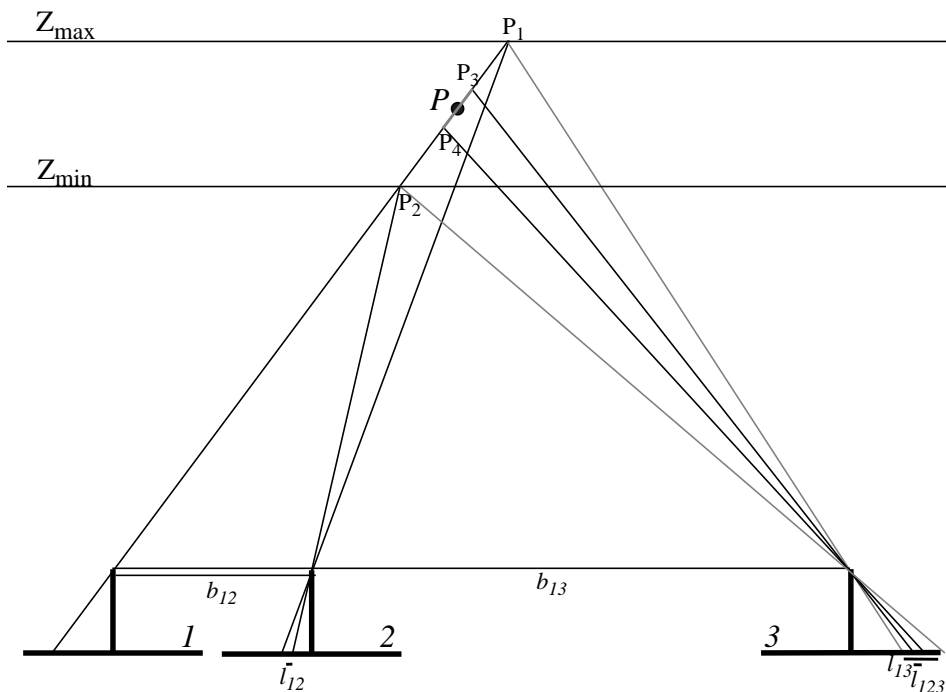


Abb. 60: Länge der Kernliniensegmente bei kollineareren Kameraanordnung

1. In den Suchbereich l_{23} für einen ‘falschen’ Kandidaten auf l_{12} fällt zufällig ein weiterer Punkt.

Mit den Bezeichnungen aus Abb. 55 ergibt sich dann

$$P_{a(1)} = P_{12} \cdot P_{23}$$

und mit

$$P_{23} = \frac{l_{123}}{l_{23}} \quad l_{123} = 2 \cdot \varepsilon \cdot \frac{b_{13}}{b_{12}} \quad l_{23} = c \cdot \frac{(b_{13} - b_{12}) \cdot (Z_{max} - Z_{min})}{Z_{min} \cdot Z_{max}}$$

erhält man

$$P_{a(1)} = \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{13}}{F \cdot (b_{13} - b_{12})}. \quad (\text{Eq. 6.18})$$

2. In den Suchbereich l_{23} für den ‘richtigen’ Kandidaten fällt ein weiterer Punkt. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist wiederum

$$P_{a(2)} = \frac{2 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon \cdot l_{123}}{F} = \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{13}}{F \cdot b_{12}}. \quad (\text{Eq. 6.19})$$

Zusammen ergibt sich hier also die Wahrscheinlichkeit einer Mehrdeutigkeit bei der Zuordnung zu

$$\begin{aligned} P_a &= P_{a(1)} + P_{a(2)} = \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{13}}{F} \cdot \left(\frac{1}{(b_{13} - b_{12})} + \frac{1}{b_{12}} \right) \\ &= \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{13}^2}{F \cdot b_{12} \cdot (b_{13} - b_{12})} \end{aligned} \quad (\text{Eq. 6.20})$$

und die zu erwartende Anzahl von Mehrdeutigkeiten wird

$$N_a = \frac{4 \cdot (n^2 - n) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{13}^2}{F \cdot b_{12} \cdot (b_{13} - b_{12})}. \quad (\text{Eq. 6.21})$$

Bei durch die gewünschte Tiefengenauigkeit vorgegebenem b_{13} kann darin nun die optimale Wahl von b_{12} bestimmt werden; für $P_a \rightarrow \min$ wird die Ableitung von P_a nach b_{12} zu Null gesetzt:

$$\frac{\partial P_a}{\partial b_{12}} = \frac{4 \cdot (n-1) \cdot \varepsilon^2 \cdot b_{13}}{F} \cdot \left(\frac{1}{(b_{13} - b_{12})^2} - \frac{1}{b_{12}^2} \right) = 0 \quad (\text{Eq. 6.22})$$

$$\Rightarrow \underline{b_{12} = b_{13}/2} \quad (\text{Eq. 6.23})$$

Die optimale Kameraanordnung bei kollinearer Anordnung ist also nicht die asymmetrische Anordnung (Abb. 56), sondern eine symmetrische Anordnung mit $b_{12} = b_{23} = b_{13}/2$. Die verbleibende Anzahl von Mehrdeutigkeiten ergibt sich bei dem Beispiel aus Kap. 6.2.1 und 6.4.1 zu 40 statt 35 beim Kernlinienschnitt, was immer noch eine Reduktion der Mehrdeutigkeiten um einen Faktor 10 gegenüber der Zweikameraversion darstellt. Auch hier gehen n und ϵ quadratisch ein und der Tiefenbereich im Objektraum kürzt sich ebenfalls heraus. Die Bedingung der symmetrischen Anordnung ist nicht sehr stark und darf, wenn beispielsweise aufgrund der Platzverhältnisse nötig, verletzt werden, da N_a als Funktion von b_{12} recht flach verläuft:

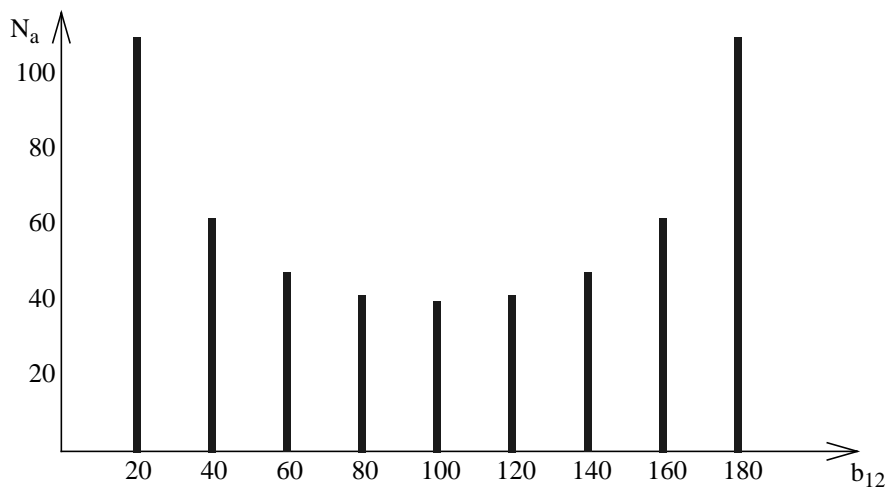


Abb. 61: Kollineare Kameraanordnung - Abhängigkeit der Anzahl Mehrdeutigkeiten von b_{12}

6.5 Weitere Reduktion der Mehrdeutigkeiten

Die verbleibende Anzahl von Mehrdeutigkeiten kann durch die in Kapitel 6.2.2 erwähnte Kostenfunktion zwar noch reduziert werden, einige Mehrdeutigkeiten werden jedoch auch im Dreikameramodell als nicht auflösbar verbleiben. Solche Fälle sind visuell nicht entscheidbar, können jedoch vom Algorithmus erkannt werden und aus der Liste der konsistenten Tripel gestrichen werden.

Sehr effizient und konsequent lassen sich diese verbleibenden Mehrdeutigkeiten durch Verwendung einer vierten Kamera lösen, was algorithmisch einfach durch einen weiteren Kernlinienschnitt und die Suche nach konsistenten Quadrupeln bzw. bei kollinearer Kameraanordnung durch Verifikation im vierten Bild realisiert werden kann. Der Reduktionsfaktor geht dann etwa quadratisch ein, was also eine Reduktion der Mehrdeutigkeiten um zwei Größenordnungen gegenüber dem Zweikameramodell ausmachen und die Anzahl der verbleibenden Mehrdeutigkeiten gegen Null senken wird.

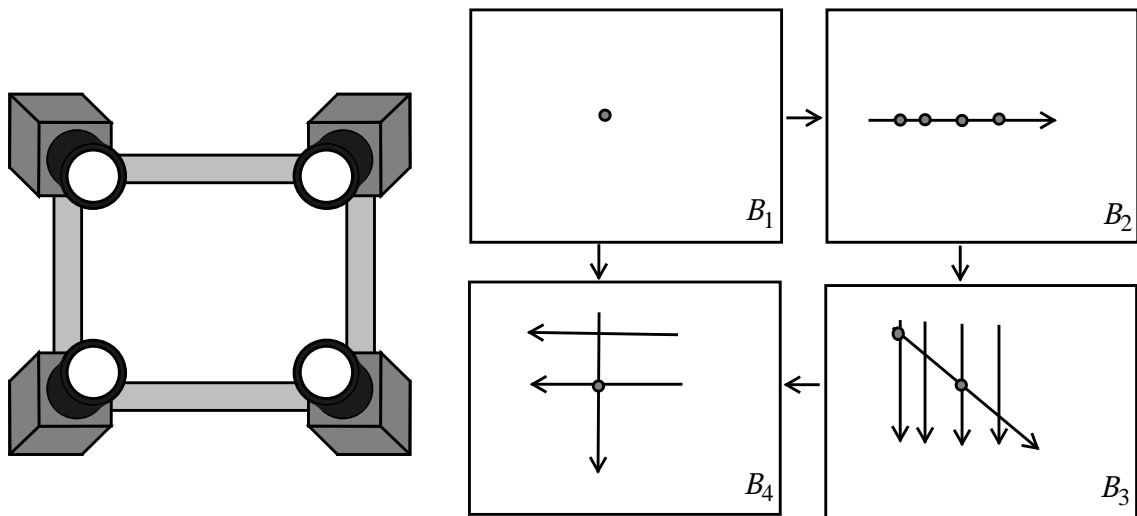


Abb. 62: Erweiterung des Kernlinienschnittverfahrens auf vier Kameras

Entsprechend ist eine Erweiterung auf beliebig viele Kameras möglich, wird jedoch in der Praxis selten notwendig sein, weil eine so hohe Punktdichte im Bild aus Gründen der Wahrscheinlichkeit von Überlappungen kaum realisierbar sein wird.

6.6 Vergleich der Verfahren

Wie in Kap. 6.2.1 gezeigt wurde, wird bei einem Zweikameramodell und dichter Markierung der Strömung die Anzahl der Mehrdeutigkeiten so groß, daß die Anwendung der Methode insgesamt zweifelhaft wird. Erst mit drei Kameras kann die Anzahl der Mehrdeutigkeiten auf ein akzeptables Maß reduziert werden, wobei die Anordnung der drei Kameras relativ flexibel gehandhabt werden kann. Tabelle 6 stellt noch einmal die wahrscheinliche Anzahl nicht rekonstruierbarer Partikel in Abhängigkeit verschiedener Parameter zusammen.

Tabelle 6: Anzahl nicht rekonstruierbarer Partikel

| | 2 Kameras | 3 Kameras kollinear | 3 Kameras im gleichseitigen Dreieck |
|--|-----------|------------------------|---|
| $n = 1000, \varepsilon = 10 \mu\text{m}, \Delta Z = 40 \text{ mm}$ | 401 | 40 | 35 |
| $n = 2000, \varepsilon = 10 \mu\text{m}, \Delta Z = 40 \text{ mm}$ | 1605 | 160 | 140 |
| $n = 1000, \varepsilon = 5 \mu\text{m}, \Delta Z = 40 \text{ mm}$ | 201 | 10 | 9 |
| $n = 1000, \varepsilon = 10 \mu\text{m}, \Delta Z = 80 \text{ mm}$ | 802 | 40 | 35 |

Zusammenfassend kann also gesagt werden, daß durch den geometrischen Zwang einer

dritten Kamera die Anzahl der Mehrdeutigkeiten um mindestens eine Größenordnung reduziert wird.

Interessant ist auch ein Vergleich der Q_{VV} -Matrizen und der globalen Zuverlässigkeitsmaße r_x, r_y (Kap. 3.4.2) des räumlichen Vorwärtsschnittes aller diskutierten Konfigurationen.

- Für die Zweikameraanordnung erhält man, wenn die Krümmung der Kernlinien durch Mehrmediengeometrie und Objektivverzeichnung vernachlässigt wird:

| | | | | |
|------------|-------|--------|-------|--------|
| Q_{VV} : | 0.000 | 0.000 | 0.000 | 0.000 |
| | 0.000 | 0.500 | 0.000 | -0.500 |
| | 0.000 | 0.000 | 0.000 | 0.000 |
| | 0.000 | -0.500 | 0.000 | 0.500 |

$$\mathbf{r}_x = \mathbf{0.0}, \mathbf{r}_y = \mathbf{0.5}$$

- Bei kollinear, symmetrischer Anordnung von drei Kameras ergibt sich:

| | | | | | | |
|------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| Q_{VV} : | 0.167 | 0.000 | -0.333 | 0.000 | 0.167 | 0.000 |
| | 0.000 | 0.667 | 0.000 | -0.333 | -0.000 | -0.333 |
| | -0.333 | 0.000 | 0.667 | 0.000 | -0.333 | 0.000 |
| | 0.000 | -0.333 | 0.000 | 0.667 | -0.000 | -0.333 |
| | 0.167 | 0.000 | -0.333 | 0.000 | 0.167 | 0.000 |
| | 0.000 | -0.333 | 0.000 | -0.333 | -0.000 | 0.667 |

$$\mathbf{r}_x = \mathbf{0.333}, \mathbf{r}_y = \mathbf{0.667}$$

Die Singularität in Richtung der Bildbasis verschwindet also, die globalen Zuverlässigkeitsmaße für die beiden Bildkoordinatenrichtungen sind allerdings noch inhomogen; variiert man die Basiskomponente b_{12} , so ergeben sich lokal ungünstigere Werte, die globalen Maße bleiben jedoch unverändert.

- Homogenität der globalen Maße erreicht man mit der Konfiguration von drei Kameras in einem gleichseitigen Dreieck:

| | | | | | | |
|------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| Q_{VV} : | 0.416 | -0.144 | -0.083 | -0.144 | -0.333 | 0.289 |
| | -0.144 | 0.583 | 0.144 | -0.417 | -0.000 | -0.167 |
| | -0.083 | 0.144 | 0.416 | 0.144 | -0.333 | -0.289 |
| | -0.144 | -0.417 | 0.144 | 0.583 | -0.000 | -0.167 |
| | -0.333 | -0.000 | -0.333 | -0.000 | 0.667 | 0.000 |
| | 0.289 | -0.167 | -0.289 | -0.167 | 0.000 | 0.334 |

$$\mathbf{r}_x = \mathbf{0.5}, \mathbf{r}_y = \mathbf{0.5}$$

Dabei variieren nur noch die lokalen Maße.

- Homogenität der globalen und lokalen Maße erreicht man erst durch eine Konfiguration mit vier Kameras, deren Projektionszentren ein Quadrat bilden:

| | | | | | | | | |
|-------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| Q _v v: | 0.625 | -0.125 | -0.125 | -0.125 | -0.375 | 0.125 | -0.125 | 0.125 |
| | -0.125 | 0.625 | 0.125 | -0.375 | -0.125 | -0.125 | 0.125 | -0.125 |
| | -0.125 | 0.125 | 0.625 | 0.125 | -0.125 | -0.125 | -0.375 | -0.125 |
| | -0.125 | -0.375 | 0.125 | 0.625 | -0.125 | -0.125 | 0.125 | -0.125 |
| | -0.375 | -0.125 | -0.125 | -0.125 | 0.625 | 0.125 | -0.125 | 0.125 |
| | 0.125 | -0.125 | -0.125 | -0.125 | 0.125 | 0.625 | -0.125 | -0.375 |
| | -0.125 | 0.125 | -0.375 | 0.125 | -0.125 | -0.125 | 0.625 | -0.125 |
| | 0.125 | -0.125 | -0.125 | -0.125 | 0.125 | -0.375 | -0.125 | 0.625 |

$$\mathbf{r}_x = 0.625, \mathbf{r}_y = 0.625$$

Eine solche Konfiguration mit vier Kameras im Quadrat erweist sich somit als ideal unter den Gesichtspunkten der Zuverlässigkeit und der Vermeidung von Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung.

6.7 Verallgemeinerung des Kernlinienschnittverfahrens

Die geschilderten Methoden der Verwendung von drei oder vier Kameras mit dem Ziel, konsistente Tripel bzw. Quadrupel zu etablieren, kann verallgemeinert werden auf alle Fälle, in denen Bildpunkte in hoher Dichte detektiert werden und nur grobe Näherungswerte für die Objektpunkte vorliegen.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Algorithmen wurden unverändert auch zur Zuordnung im Bildtripel von reflektierenden Zielmarken auf einer sich bewegenden Person (Baltsavias/Stallmann, 1990) und zur Oberflächenbestimmung von texturlosen Objekten mit dichtem projiziertem Punktmuster (Maas, 1991a) angewandt. Gerade bei letzterer Anwendung gelten die in den statistischen Betrachtungen in Kap. 5.3.1, 6.2.1 und 6.4.1/6.4.2 gemachten Prämissen der zufälligen Verteilung der Zielpunkte im Objektraum nicht mehr, über die Verteilung der Punkte wird vielmehr durch die Projektion und die Oberfläche selbst verfügt. Dies bewirkt zum einen, daß das Problem sich überlappender Punkte weitgehend entfällt (es taucht allenfalls noch an Diskontinuitäten der Oberfläche auf), so daß die Punktdichte wesentlich höher gewählt werden kann (bis zu 5400 projizierte Punkte in praktischen Versuchen), und zum anderen, daß sich die Wahrscheinlichkeit von Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung beträchtlich verringern, oder auch, wenn das projizierte Muster über größere Flächen parallel zum Verlauf der Kernlinien ausgerichtet ist, deutlich vergrößern kann. Eine leichte Rotation des projizierten Muster konnte in solchen Fällen manchmal, die Verwendung einer vierten Kamera praktisch immer Abhilfe schaffen.

Denselben Effekt des Zwangs einer Lösung auf den Schnitt von Kernlinien erhält man

auch beim Template Matching mit geometrischen Zusatzbedingungen (Grün/Baltsavias, 1988) und Verwendung von drei oder mehr Bildern. Allerdings ist zu beachten, daß dort für das Feinmeßverfahren Näherungswerte mit einer Genauigkeit von wenigen Pixeln im Bildraum vorhanden sein müssen, während die hier beschriebene Methode nur ganz grobe Näherungswerte benötigt.

Auch Faugeras (1988) beispielsweise verwendet einen ähnlichen Algorithmus - allerdings ohne Berücksichtigung systematischer Effekte wie Verzeichnung und Mehrmediengeometrie - zur Zuordnung von im Bildraum detektierten Kantensegmenten bei der Kartierung der Umgebung eines autonomen Roboters.

In der hydromechanischen Literatur wird ebenfalls ein Dreikameramodell reportiert (Nishino et al., 1990), wobei allerdings die Effizienz der Implementation sehr fraglich ist: Nishino umgeht anscheinend die Verwendung von Kernlinien, indem er Kombinationen von je drei Bildpunkten aus dem Bildtripel wählt und sie je nach den Residuen des Strahlenschnittes verwirft oder akzeptiert. So implementiert hat der Algorithmus die Ordnung $O(n^3)$ und muß bei hoher Partikelanzahl zu extremen Rechenzeiten führen. Zum Vergleich: die Ordnung des Kernlinienschnittverfahren in der hier entwickelten Implementation geht gegen $O(n \log n)$.

7. Tracking

Der Anteil der digitalen Photogrammetrie an der dreidimensionalen Particle Tracking Velocimetry ist mit der Systemkalibrierung, Bildsegmentierung, Stereozuordnung und Partikelpositionsbestimmung nebst Fehleranalyse im Grunde genommen abgeschlossen. Um aus diesen von der digitalen Photogrammetrie gelieferten Daten die benötigte Information über das Strömungsfeld abzuleiten, ist jedoch zumindest noch eine Zuordnung detektierter Partikel zeitlich aufeinanderfolgender Datensätze (Tracking) und eventuell noch eine Interpolation auf ein vorgegebenes regelmäßiges Punktfeld nötig. Diese beiden Punkte sollen, obwohl kein eigentlich photogrammetrisches Problem, im Rahmen dieser Arbeit der Vollständigkeit halber dennoch kurz angesprochen werden.

Ziel der Ableitung der Geschwindigkeitsinformation kann sowohl die Extraktion möglichst langer, ununterbrochener Trajektorien individueller Partikel im Sinne einer Lagrange'schen Betrachtung sein wie auch die Ableitung möglichst dichter momentaner Geschwindigkeitsfelder, um z.B. die Entwicklung von Wirbelstrukturen beobachten zu können. Beide Ziele können im Prinzip mit demselben algorithmischen Handwerkszeug und aus demselben Datenmaterial erreicht werden, sollten aber doch Einfluß auf die Dichte der Markierung der Strömung haben, da für die Lagrange'schen Betrachtungen der Strömungen keine extrem hohe Partikeldichte erforderlich ist und potentielle Verdeckungen und die Entstehung nicht lösbarer Mehrdeutigkeiten bei hoher Partikelkonzentration die Länge der extrahierbaren Trajektorien unnötig gefährden würden.

7.1 Diskrete Implementierung

Aus der Partikelkoordinatenbestimmung liegen dreidimensionale Koordinatensätze von Partikelkonstellationen zu den Zeitpunkten T_0, T_1, \dots, T_n vor. Aufgabe des Trackings ist nun, zwischen diesen Datensätzen alle Zuordnungen zwischen einzelnen Partikeln $T_{0_i} \rightarrow T_{1_j}, T_{1_k} \rightarrow T_{2_l}, \dots, T_{(n-1)_r} \rightarrow T_{n_s}$ herzustellen.

Ein allgemeines Kriterium für die Durchführbarkeit des Trackings ist das Verhältnis des mittleren Abstandes benachbarter Partikel d_x zur mittleren Bewegung der Partikel d_o (Papantoniou/Dracos, 1989): ist die Bewegung deutlich kleiner als der mittlere Abstand (also $d_o/d_x \ll 1$), so wird das Tracking trivial, weil in den weitaus meisten Fällen die Zuordnung zum nächsten Nachbarn im zeitlich folgenden Datensatz T_{i+1} die richtige ist. Ist hingegen bei chaotischer Bewegung der Partikel $d_o/d_x > 1$, so wird ein Tracking unmöglich; wenn dann die Hardware keine höhere zeitliche Auflösung erlaubt, muß in einem solchen Fall die Partikelkonzentration reduziert werden. In den meisten Anwendungen wird die Komplexität zwischen den beiden Extremfällen liegen: die Partikelbewegungen sind in einem gewissen Maße extrapolierbar und die Partikelkonzentration wird zwecks hoher räumlicher Auflösung so hoch wie möglich gewählt, wobei allerdings oft

stärkere Einschränkungen von Seiten der Bildanalyse und der Stereozuordnung zu erwarten sind.

Grundsätzlich ist es möglich, das Tracking im Zweidimensionalen (also im Bildraum) oder im dreidimensionalen Objektraum durchzuführen. Für ein Tracking im Bildraum spricht die einfachere Implementation und der geringere Rechenaufwand aufgrund weniger aufwendiger Datenorganisation. Bei größerer Tiefenausdehnung des Beobachtungsvolumens jedoch und bei komplizierteren Strömungsfeldern wird eine zweidimensionale Implementation sehr bald an Grenzen stoßen, weil die Korrelation benachbarter Projektionen von Geschwindigkeitsvektoren in den Bildraum gering sein kann und weil sich Geschwindigkeitsvektoren im Bildraum durchaus auch kreuzen können. Wesentlich weniger Mehrdeutigkeiten und deutlich größere lokale Korrelationen sind bei einer dreidimensionalen Implementation zu erwarten, welche deshalb für ein flexibles Particle Tracking Velocimetry System jedenfalls vorgesehen werden sollte.

Ein flexibler und leistungsfähiger Trackingalgorithmus wurde im Rahmen des bereits erwähnten Projektes "Photogrammetrische Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in turbulenten Strömungen" entwickelt, implementiert und getestet (Papantoniou/Dracos, 1988, Papantoniou/Maas, 1990). Der Algorithmus stellt Zuordnungen her zwischen Partikelkonfigurationen aufeinanderfolgender Zeitpunkte unter Berücksichtigung folgender Kriterien:

1. die Geschwindigkeit eines Partikels ist in allen drei Komponenten nach oben und unten beschränkt: $v_{i_{min}} < v_i < v_{i_{max}}$
2. die Lagrange'sche Beschleunigung eines Partikels (d.i. die Differenz zweier aufeinanderfolgender Geschwindigkeitsvektoren desselben Partikels) ist begrenzt
3. bei mehreren möglichen Zuordnungen ist diejenige mit der geringsten Lagrange'schen Beschleunigung die wahrscheinlichste
4. Geschwindigkeitsvektoren weisen zumindest lokal Korrelationen auf
5. als Methode der Kombinatorik läßt sich noch eine Lösung der Zuordnung innerhalb von Gruppen von Partikeln realisieren durch Betrachtung und Minimierung der Energie, die nötig ist, um von einer Konstellation zum Zeitpunkt T_i zu einer gegebenen Konstellation zum Zeitpunkt T_{i+1} zu gelangen

Das erste dieser Kriterien definiert ein dreidimensionales Suchvolumen, dessen Dimensionen lediglich durch die zu erwartenden minimalen und maximalen Geschwindigkeiten in allen drei Koordinatenrichtungen, welche als Steuerparameter eingegeben werden können, limitiert ist:

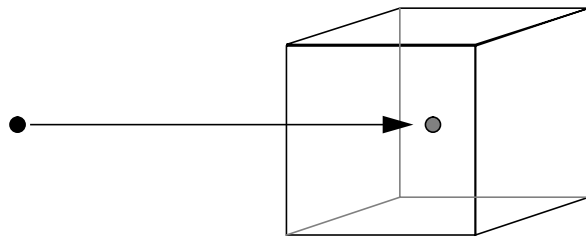


Abb. 63: Dreidimensionales Suchvolumen

Eine Einschränkung dieses Suchvolumens ergibt sich durch das zweite Kriterium, welches - in gewisser Analogie zu der Verwendung von drei Kameras bei der Stereozuordnung - die Betrachtung von je mindestens drei zeitlich aufeinanderfolgenden Datensätzen T_i , T_{i+1} , T_{i+2} voraussetzt. Ausgehend von einer hypothetischen Zuordnung $T_i \rightarrow T_{i+1}$ kann durch die Limitierung der Lagrange'schen Beschleunigung (in Betrag und Richtung) ein dreidimensionaler Suchkegel definiert werden, welcher das durch das erste Kriterium definierte Suchvolumen verkleinert:

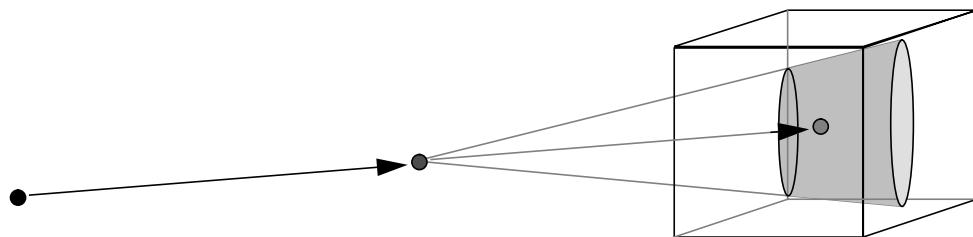


Abb. 64: Einschränkung des Suchvolumens durch Limitierung der Lagrange'schen Beschleunigung

Der Öffnungswinkel des Kegel sowie der maximale Betrag der Beschleunigung sind dabei wiederum vom Benutzer vorgebbare Steuerparameter.

Das dritte Kriterium dient vornehmlich der Auflösung von Mehrdeutigkeiten beim Tracking, während das vierte Kriterium ein nützliches Instrument ist, um falsche oder unwahrscheinliche Zuordnungen aufgrund ihrer geringen Korrelation mit benachbarten Geschwindigkeitsvektoren zu eliminieren, wobei das geforderte Mindestmaß der Korrelation und die Größe der betrachteten Nachbarschaften (Radius) wieder als Steuerparameter benutzt werden können.

Etwas kritisch in der Implementation ist das fünfte Kriterium, vor allem, was die notwendige Abgrenzung der Gruppen betrifft, über die die Energie minimiert werden soll; dabei kann bei großen Gruppen die Rechenzeit sehr hoch werden. Auch die Tatsache, daß in den Koordinatendatensätzen einzelne Partikel aufgrund von Verdeckungen, nicht auflösbaren

Mehrdeutigkeiten oder wegen Verlassens des beleuchteten Meßvolumens ‘fehlen‘ können, schränkt die Anwendbarkeit des Minimum-Energy Prinzips ein. Als das mächtigste dieser Kriterien erwies sich die Limitierung der Lagrange’schen Beschleunigung, zum einen, weil dies den physikalischen Grundlagen am ehesten Rechnung trägt, und zum anderen, weil es durch die Betrachtung von mehr als zwei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten die Zuverlässigkeit der Zuordnung beträchtlich steigert. Ein Problem kann sich dabei aus der Wahl der Steuerparameter ergeben, welche, wenn sie zu eng angesetzt werden, sich glättend auf das bestimmte Geschwindigkeitsvektorfeld auswirken, indem sie abrupte Bewegungsänderungen einzelner Partikel ausschließen. Allerdings erlaubt das Programm, dieses Kriterium durch Setzen extrem hoher Grenzwerte wirkungslos zu machen mit der Folge, daß auch extreme Bewegungen (im äußersten Fall eine 180° Bewegung eines Partikels) erfaßt werden können, was dann allerdings andererseits auch wieder Auswirkungen auf die prozessierbare Partikelkonzentration hat.

Bei Trackingmethoden, die auf der Zuordnung diskreter Punkte beruhen, wird eine erfolgreiche Zuordnung aller Punkte in der Regel nicht möglich sein; dafür gibt es im wesentlichen drei Gründe:

- Partikel verlassen das beleuchtete Meßvolumen zwischen zwei Zeitpunkten T_i und T_{i+1} , oder sie treten neu in das Meßvolumen ein.
- Probleme bei der Partikelidentifikation durch Verdeckungen oder bei der Stereozuordnung durch nicht auflösbare Mehrdeutigkeiten führen zu ‘Lücken’ im Datensatz.
- Nicht lösbare Mehrdeutigkeiten beim Tracking selbst.

Bei Anwendungen, die auf maximale räumliche Informationsdichte zielen und oft das Geschwindigkeitsvektorfeld auf ein regelmäßiges dreidimensionales Raster interpolieren, spielen diese Verluste beim Tracking keine große Rolle, wohl aber bei Anwendungen, deren Ziel eine Lagrange’sche Betrachtung langer Trajektorien ist; bei diesen Anwendungen sollte deshalb die Partikeldichte bei der Markierung der Strömung kleiner gewählt werden, um die Gefahr von Unterbrechungen von Trajektorien durch Verdeckungen oder Mehrdeutigkeiten zu verringern.

7.2 Lang- und Mehrpulstechniken

Eine Methode, die die Notwendigkeit des Trackings gänzlich vermeidet, sind stricherzeugende Langpulstechniken. Ein sich bewegendes Partikel zeichnet dabei während einer relativ langen Belichtung einen Strich im Bildraum, welcher eine Projektion seiner Trajektorie darstellt und insbesondere für visuelle Analysen gut geeignet ist, sich aber auch durch Bildverarbeitungsmethoden quantitativ auswerten läßt. Durch Zuordnung von Strichen sind auch dreidimensionale Auswertungen möglich. Die Methode läßt sich technisch leicht verwirklichen, weil schon aus einem Einzelbild zweidimensionale und aus einem

Stereopaar (bzw. Bildtripel oder -quadrupel) dreidimensionale Geschwindigkeitsinformation abgeleitet werden kann und Bildsequenzen nicht unbedingt nötig sind, bringt jedoch einige Nachteile mit sich, die ihre Anwendbarkeit einschränken. Sie stellt bei hoher Partikelkonzentration und sich kreuzenden Strichen hohe Anforderungen an die Robustheit der Bildverarbeitungsroutinen, und ihre geometrische Genauigkeit ist etwas eingeschränkt, weil sich die Endpunkte von Linien nicht so genau lokalisieren lassen wie der Schwerpunkt eines scharf abgebildeten Partikels (Adrian, 1991). Außerdem ist die Bewegungsrichtung nicht eindeutig, und Partikel, welche die Lichtschicht verlassen, führen bei zweidimensionalen Anwendungen zu verkürzten Linien und damit zu systematischen Fehlern im Geschwindigkeitsfeld - ein Effekt, der nur bei dreidimensionaler Anwendung erkannt und berücksichtigt werden kann.

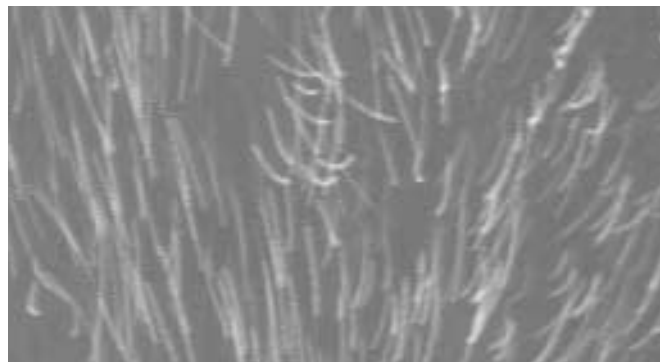


Abb. 65: Strichförmige Partikelabbildungen durch Langpulsbeleuchtung (Ausschnitt)

Einige dieser Probleme können gelöst werden, indem man statt einer Striche erzeugenden Dauerbeleuchtung Blitzfolgen verwendet (Wildermuth/Dracos, 1990), bei denen, wenn nötig, durch Codierung (Abb. 67) der Blitzfolge auch die Bewegungsrichtung eindeutig erkennbar gemacht werden und im Zweidimensionalen das Meßvolumen verlassende Partikel erkannt werden können. Die geometrische Genauigkeit wird durch die scharfe Abbildung gegenüber den Langpulstechniken verbessert.

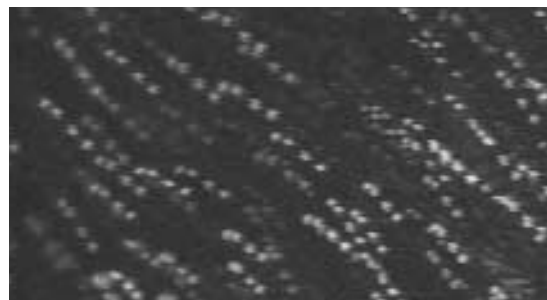


Abb. 66: Nicht-codierter 100 Hz Puls in 25 Hz Bildrate

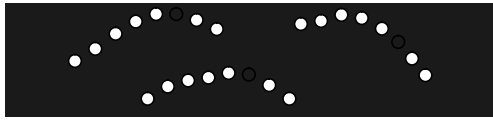


Abb. 67: Kodierter 8-fach Puls

Der Nachteil der Summation der Informationsdichte in ein einziges Bild jedoch bleibt auch hier bestehen, was zu einer Reduktion der Anzahl der bestimmbarer Vektoren bzw. Trajektorien führt (schon in Abb. 66 ist die Dichte zu hoch). Diese Methode empfiehlt sich deshalb nur, wenn die Strömungsgeschwindigkeiten für die vom System hardwaretechnisch vorgegebene zeitliche Auflösung zu groß sind.

Dies wird auf jeden Fall zutreffen bei Anwendungen in Luft, z.B. bei Messungen im Windkanal. Eine Möglichkeit, dort trotzdem noch simultane, dreidimensionale Geschwindigkeitsfelder zu bestimmen, ist der Einsatz von Doppelpulslasern (Adrian, 1986) als Lichtquelle. Doppelpulslaser geben zwei extrem kurze Lichtpulse hoher Energie sehr kurz nacheinander ab; die minimale Zeit zwischen zwei Pulsen beträgt nur eine Mikrosekunde, die Pulslängen 10-25 Nanosekunden bei Lichtenergien von bis zu 10 J/Puls. Damit ist es möglich, dreidimensionale Geschwindigkeitsfelder sogar noch im Überschallbereich zu bestimmen, indem Partikelkonstellationen zweier sehr kurz aufeinanderfolgender Zeitpunkte in einem Bildtripel (-quadrupel) festgehalten werden. Das Tracking muß dann im Bildraum durchgeführt werden, die Stereozuordnung im Tripel kann wie im vorigen beschrieben erfolgen. Die Bestimmung von Trajektorien ist dabei allerdings aufgrund der Bildraten und der Aufladezeiten des Lasers nicht mehr möglich, und die räumliche Auflösung wird gegenüber Einzelpulstechniken je nach Kompliziertheit des Geschwindigkeitsfeldes um mindestens den Faktor zwei reduziert.

8. Resultate

Im folgenden seien einige Resultate aus praktischen Anwendungen gegeben, welche das Potential der Methode aufzeigen. Zum Vergleich werden einige in jüngerer Zeit in der Literatur veröffentlichte Methoden und Resultate referiert.

8.1 Anzahl bestimmbarer Partikel und erzielte Genauigkeit

Bei praktischer Anwendung konnten mit der Methode Koordinaten von bis zu 1300 Partikeln bestimmt werden. Eine höhere Ausbeute wurde dabei weniger durch die mangelnde Zuordnung verhindert als vielmehr durch die Bildqualität (i.d.R. zuwenig Licht) und die Bildverarbeitung (zu viele überlappende Partikel). Bei Anwendungen mit auf relativ schwach modulierte Oberflächen projiziertem Punktmuster, bei denen durch die Projektion über die Verteilung der Punkte im Objekt- bzw. im Bildraum a priori verfügt wird und Überlappungen nicht auftreten können, war hingegen die Koordinatenbestimmung für 5000 Punkte aus einem Bildtripel problemlos möglich (Maas, 1991a).

Die Standardabweichungen der Partikelkoordinaten liegen in einem Meßvolumen von ca. $200 \cdot 160 \cdot 50 \text{ mm}^3$ typischerweise bei 0.06 mm für die Lagekoordinaten und 0.20 mm für die Tiefenkoordinate. Daß diese Werte deutlich schlechter sind als die Standardabweichungen und Kontrollpunktdifferenzen für Neupunkte auf dem Kalibrierungsfeld, ist darauf zurückzuführen, daß bewegte Partikel weniger gut definierte Zielpunkte darstellen als unbewegte signalisierte Punkte. Die Partikelabbildungen sind in der Regel mangels optimaler Beleuchtung deutlich kleiner und schwächer als die Abbildungen der Punkte des Kalibrierungsfeldes; bei Beschränkung der Auswertung auf die größten der abgebildeten Partikel lagen die Standardabweichungen dementsprechend auch deutlich niedriger. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß die Partikel nicht perfekt sphärische Formen aufweisen, was zu Ungenauigkeiten beim Strahlenschnitt führt. Gerade wegen dieser Unregelmäßigkeiten der Partikelform und wegen Restfehlern der Kalibrierung weisen jedoch Partikelkoordinaten aufeinanderfolgender Zeitpunkte relativ hohe Korrelationen auf, so daß für die aus den Koordinaten abgeleiteten Geschwindigkeitsvektoren kleinere Standardabweichungen zu erwarten sind als für die Koordinaten selbst. Dies konnte durch einen Versuch bewiesen werden, bei dem Punkte des stillstehenden Kalibrierungsfeldes seitlich mit dem Laser beleuchtet wurden und vom fahrenden Kamerawagen aufgenommen wurden (Papantoniou/Maas, 1990). Die Abbildungsqualität der Punkte entsprach dabei etwa derjenigen von Partikeln im Experiment, und die bestimmten Standardabweichungen lagen in einem Objektausschnitt von $150 \cdot 120 \text{ mm}^2$ bei $80 \text{ }\mu\text{m}$ für die Lage und $200 \text{ }\mu\text{m}$ für die Tiefe. Aus der Auswertung der aus diesen Sequenzen berechneten Quasi-Trajektorien (die bei starrer Geometrie Geraden sein sollten) ergab sich ein RMSE für die einzelnen Geschwindigkeitsvektoren von 28/55/42 μm in X/Y/Z, wobei der größte Wert

nicht in der Tiefenkoordinate auftrat, sondern in Bewegungsrichtung des Kamerawagens, was auf Effekte des Schrittmotors zurückzuführen ist. Diese Diskrepanz zwischen den Standardabweichungen der Partikelkoordinaten und dem RMSE der daraus abgeleiteten Geschwindigkeitsvektoren zeigt die Größe der Korrelation zwischen Koordinaten zu aufeinanderfolgenden Zeitpunkten. Wichtig ist dabei, daß Fehler, die aus der Partikelkoordinatenbestimmung herrühren, sich in Trajektorien nicht fortpflanzen.

Von den photogrammetrisch bestimmten Partikeln konnten beim Tracking je nach Qualität der Daten und Komplexität des Geschwindigkeitsfeldes 65 - 88 % erfolgreich zugeordnet werden. Maximal konnten 1000 simultane Geschwindigkeitsvektoren bestimmt werden (Maas, 1991c); dies gelang allerdings nur unter sehr kontrollierten Bedingungen, bei realistischen Anwendungen lag die Zahl der simultan bestimmmbaren Geschwindigkeitsvektoren bei 500 - 850. Dabei gehörten ca. 80 % der Vektoren Trajektorien aus mehr als vier Vektoren an (Papantoniou/Dracos, 1990), was als Zeichen für die Zuverlässigkeit der Methode angesehen werden kann. Einige Partikel konnten sogar durch mehr als 100 Videozyklen verfolgt werden. Ein Beispiel eines bestimmten Geschwindigkeitsfeldes zeigt Abb. 68. Es handelt sich dabei um die Auswertung von 1.2 Sekunden einer relativ komplizierten Gitterturbulenz, bei der ca. 800 simultane Vektoren bestimmt werden konnten.

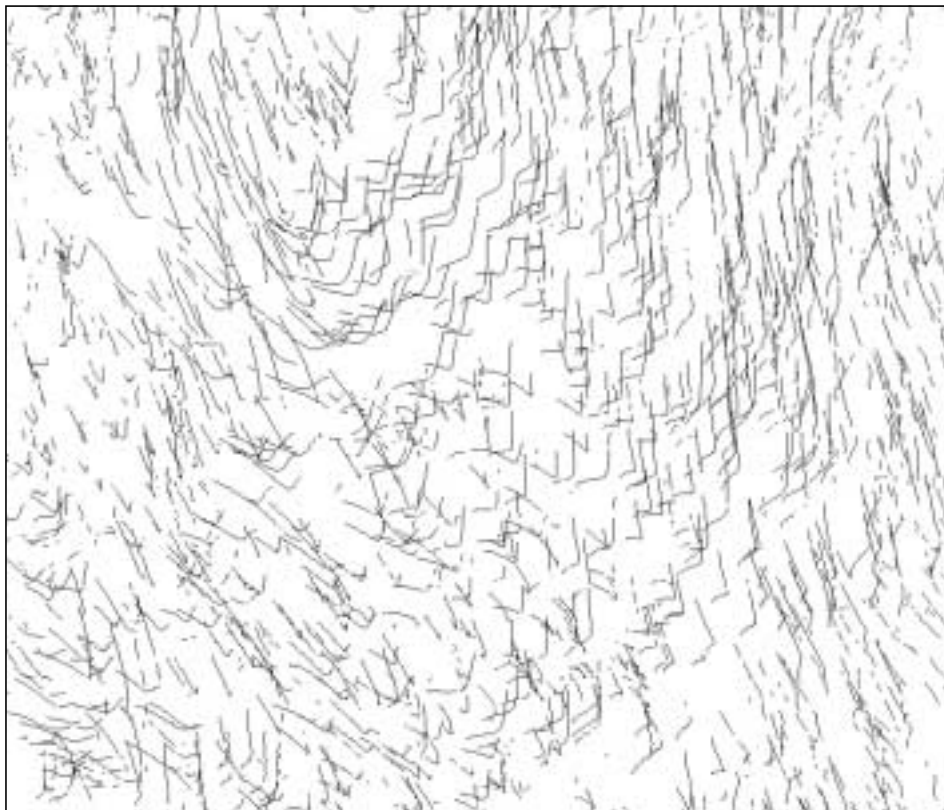


Abb. 68: Geschwindigkeitsvektordaten einer Gitterturbulenz (2D-Projektion)

Die Rechenzeiten je Bildtripel betragen für dieses Beispiel auf einer SUN 4/490:

| | |
|---|--------------|
| • Hochpassfilterung | 2.0 sec/Bild |
| • Bildsegmentierung | 2.2 sec/Bild |
| • Herstellung der Korrespondenzen | 5.3 sec |
| • Räumlicher Vorwärtsschnitt (Kap. 3.2.2) | 1.8 sec |
| • Tracking | 5.0 sec |
| <hr/> | |
| • Total | 25 sec |

Die Initialisierung der Mehrmedien-Lookuptabelle dauert dabei 8.3 Sekunden, muß aber wie die Kalibrierung nur einmal für die ganze Sequenz durchgeführt werden.

8.2 Vergleich der erzielten Ergebnisse mit der Literatur

Im folgenden sei ein kurzer Überblick über berichtete Entwicklungen und Anwendungen in der photogrammetrischen und der strömungsmechanischen Literatur gegeben; dabei können bei weitem nicht alle Publikationen berücksichtigt werden, die Übersicht muß sich auf eine Auswahl von wichtigen oder wegen der auftretenden Probleme typischen Veröffentlichungen beschränken. Für einen sehr ausführlichen Überblick sei auf Adrian (1986) verwiesen.

Neben dem Grad der Automation unterscheiden sich die berichteten Verfahren vor allem hinsichtlich der erzielten räumlichen und zeitlichen Informationsdichte sowie der Strenge der geometrischen Modellierung. Die meisten der in der strömungsmechanischen Literatur beschriebenen Methoden beschränken sich auf die Ableitung von zweidimensionaler Information, während in der photogrammetrischen Literatur ausschließlich dreidimensionale Methoden beschrieben sind. Frühe Applikationen verwenden gewöhnlich Filmkameras oder Photokameras und gepulste Beleuchtung, deren Bilder oft noch von Operateuren ausgewertet wurden. In den 80er Jahren geht man dazu über, Filme zu digitalisieren und automatisch oder teilautomatisch zu verarbeiten. Jüngere Anwendungen benutzen meist Videokameras, die eine on-line Auswertung ermöglichen.

Als einer der Pioniere auf dem Gebiet der Strömungsvisualisierung kann der österreichische Physiker und Philosoph Ernst Mach (1838 - 1916) gelten, der schon mit Schlieren, Interferometrie und Hochgeschwindigkeitsphotographie gearbeitet hat (Merzkirch, 1987). Die Mittel zur Quantifizierung der Beobachtungen fehlten zu Machs Zeiten allerdings noch weitgehend.

Erste auf stereoskopischen Aufnahmen beruhende Ergebnisse wurden von Chiu und Rib (1956) veröffentlicht. Die Methode verlangte eine komplett manuelle Auswertung, Angaben über Anzahl der gemessenen Partikel und Genauigkeit liegen nicht vor.

Eine frühe 3-D Anwendung berichten auch van Meel und Vermij (1961). Sie verwenden nur eine Kamera und kodieren die Tiefenkoordinate durch Farbe, indem eine weiße Lichtebene durch ein Prisma und weitere optische Elemente zu parallelen Schichten verschiedenfarbigen Lichts aufgefächert wird - eine Methode, die auch heute noch bei der Bestimmung von durch Seifenblasen markierten Raumluchtströmungen zu finden ist (Gottschalk, 1988).

O. Jacobi (1980) berichtet eine erste Anwendung mit strenger geometrischer Modellierung. Er verwendet zwei Meßkammern UMK (Jenoptik) im Normalfall und berücksichtigt bei der Auswertung auch die Mehrmediengeometrie. Die Auswertung erfolgt manuell, allerdings wird auch nur ein einziges Partikel, eine Plastikkugel von 3 mm Durchmesser, verfolgt. Die Genauigkeit der bestimmten Koordinaten gibt Jacobi mit 0,2 mm an.

Oft wird bei dreidimensionalen Anwendungen ein Bolex-Stereobjektiv verwendet. Das Bolex-Objektiv besitzt zwei parallele Optiken mit 12,5 mm Brennweite und einer Basis, die mit 64 mm etwa dem menschlichen Augenabstand entspricht; die Teilbilder der beiden Optiken werden zusammen auf die rechte und linke Hälfte eines 16 mm Films gespiegelt. Wegen der festen Normalfallgeometrie erspart dieses Objektiv einigen Kalibrierungsaufwand, ist aber andererseits nicht sehr flexibel und bietet sehr inhomogene Genauigkeiten für die drei Koordinatenrichtungen. Sheu, Chang und Tatterson (1982) verwenden eine solche Ausrüstung, deren Sequenzen sie manuell auswerten. Sie benutzen Pliolite Partikel mit 400 - 500 μm Durchmesser als Strömungsmarkierer, die sie zwecks besserer Unterscheidbarkeit beim Verfolgen verschiedenfarbig eingefärbt haben. In einem Meßvolumen von $200 \times 160 \times 15 \text{ mm}^3$ erhalten sie etwa 70 Trajektorien, wofür etwa 20 Stunden Meßaufwand angegeben werden. Die Mehrmediengeometrie wird hier durch Aufnahmen eines Maßstabs in verschiedenen Tiefen und Interpolation in der daraus entstehenden Kurve von Maßstabsfaktoren in Abhängigkeit von der Tiefe approximiert. Wegen der kurzen Basis des Bolex-Objektivs ist die Z-Koordinate deutlich schlechter bestimmbar als die Lagekoordinaten.

Als Fortsetzung dieser Anwendung berichten Chang, Watson und Tatterson (1985a,b) eine ähnliche Anwendung, bei der der Film mit 2048×2048 Pixel Auflösung digitalisiert wird. Zur automatischen Bildkoordinatenbestimmung verwenden sie einen einfachen Thresholdingalgorithmus; das Vorkommen von Überlappungen erwähnen sie zwar, vernachlässigen diese jedoch. Das Tracking wird durch vorgegebene Extremwerte für Geschwindigkeit und Beschleunigung eines Partikels in Suchfenstern im Bildraum durchgeführt, Stereokorrespondenzen werden anschließend durch Korrelation von wegen der Geometrie des Bolex-Objektivs sehr ähnlichen zweidimensionalen Trajektorien etabliert. Als Resultat erhalten sie 92 Trajektorien, deren Genauigkeit sie unter Annahme einer Genauigkeit von 0,1 Pixel für die Bildkoordinaten zu $25 \mu\text{m} / 25 \mu\text{m} / 1046 \mu\text{m}$ für die X/Y/Z Komponenten abschätzen. Wegen der niedrig angesetzten Standardabweichungen der

Bildkoordinaten und der nicht modellierten systematischen Fehler wie Verzeichnung des Bolex-Objektivs sowie der Approximation der Mehrmediengeometrie müssen diese Werte allerdings als eher optimistisch angesehen werden.

Eine Anwendung mit deutlich größerer Partikeldichte (ca. 2500 je Bild) berichten Economics et al. (1988). Auch sie verwenden eine Filmkamera mit Bolex-Objektiv und digitalisieren anschließend. Zur Lösung der Mehrdeutigkeiten verwenden sie Partikel mit sieben unterschiedlichen Farben. Angaben über Resultate bezüglich der Anzahl der bestimm- baren Geschwindigkeitsvektoren, Genauigkeit und Zuverlässigkeit fehlen allerdings.

Um die Probleme mit dem Bolex-Objektiv zu vermeiden und einen idealen Strahlen- schnittwinkel zu erzielen, verwenden Racca/Dewey (1988) orthogonale Betrachtungsrich- tungen, die sie über ein Spiegelsystem erzielen und die zusammen in eine Hochgeschwin- digkeitsfilmkamera eingespiegelt werden.

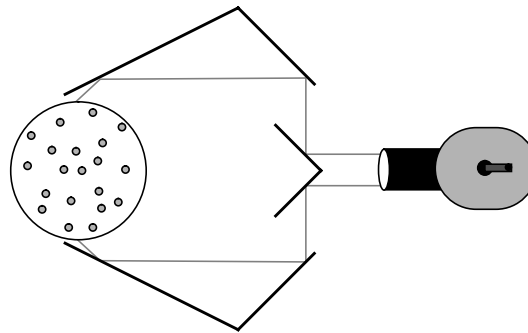


Abb. 69: Spiegelsystem für Aufspaltung in orthogonale Betrachtungsrichtungen (Racca/Dewey)

Sie beobachten ein kubisches Testvolumen von $7 \times 7 \times 7 \text{ cm}^3$ und verwenden Harztropfen (Amberlite, ca. $300 \mu\text{m}$) als Strömungsmarkierer. Die Segmentierung der digitalisierten Bilder geschieht mittels Thresholding und Sobeloperator, die Stereozuordnung erfolgt über eine identische Koordinate des orthogonalen Bildpaares, wobei Verzeichnung, systematische Fehler des Spiegelsystems und Mehrmediengeometrie vernachlässigt werden. Das Tracking erfolgt wegen der größeren Eindeutigkeit im Objektraum. Die räumliche Dichte wurde absichtlich klein gehalten, sie liegt bei nur 10 Vektoren je Zeitschritt.

Eine geradezu gewaltige Applikation berichtet Bullock (1971). Er stellt einen Strahlungsdetektor in einem Teilchenbeschleuniger vor (bubble chamber), in dem elektrisch geladene Elementarteilchen Ketten von Dampfblasen in einer unter hohem Druck stehenden, extrem heißen Flüssigkeit hinterlassen. Bullock verwendet dazu zwei speziell konstruierte 70 mm Filmkameras mit Filmrollen von 300 m Länge und einem Bildformat von $220 \times 70 \text{ mm}^2$. Ein typisches Experiment dauert 20 - 30 Tage und liefert bei 30 Bildpaaren pro Minute Datenmengen von ca. 500.000 Stereopaaren, an deren Analyse bis zu 12 Operateure etwa zwei Jahre lang gearbeitet haben, obgleich nur 10 % der Bildpaare überhaupt

Ereignisse enthalten. Probleme in der Anwendung der Methode gesteht Bullock ein: So betragen allein die Filmmaterialkosten für die in einem Elektronenbeschleuniger jährlich durchzuführenden Experimente etwa 300.000 SFr, außerdem scheint es gewisse Schwierigkeiten mit der Motivation der Operateure zu geben.

Adamczyk und Rimai (1988a) stellen eine zweidimensionale Anwendung in Gasströmungen im Ansaugstutzen eines Verbrennungsmotors vor. Die Strömungsgeschwindigkeiten liegen dabei bei etwa 6,5 Metern pro Sekunde, als Markierer werden Nylon Mikrobällons mit 30 μm Durchmesser und 2 μm Wandstärke verwendet. Die Partikel werden mit einem Argon-Ionen-Laser beleuchtet und mit einer SIT Vidicon Kamera aufgenommen, wobei wegen der hohen Geschwindigkeiten die Beleuchtung durch Modulation des Lasers mittels einer Braggzelle gepulst wurde. Die Bilddaten wurden analog auf einem Videorekorder zwischengespeichert und anschließend automatisch verarbeitet. Die Informationsdichte ist aufgrund der durch die gepulste Beleuchtung verursachten Mehrfachabbildung gering, es wurden zwischen 10 und 30 zweidimensionale Geschwindigkeitsvektoren je Bild abgeleitet.

Dieselben Autoren stellen auch "die erste Generation eines automatischen 3D PTV" vor (Adamczyk/Rimai, 1988b). Dabei beleuchten sie in demselben Ansaugstutzen ein Volumen von $3 \times 3 \times 3 \text{ cm}^3$, welches sie durch zwei orthogonal zueinander angeordnete Vidicon Kameras aufnehmen. Die Bilddaten der beiden Kameras werden mit einem Videomischer auf einen Videorekorder zusammenkopiert. Das Tracking wird im Bildraum durchgeführt, bei der Stereozuordnung wird eine Methode beschrieben, welche die Kernliniengeometrie ansatzweise berücksichtigt. Zur Kompensation der Verzeichnung wird die Kollinearitätsbedingung durch Polynome zweiter Ordnung ersetzt (statt - wie üblich - ergänzt); die Koeffizienten dieser Polynome werden aus Aufnahmen einer zweidimensionalen Kalibrierungsplatte in drei Lagen bestimmt. Adamczik/Rimai erwähnen auch Probleme mit Mehrdeutigkeiten, die sie nicht lösen und nur durch strikte Kontrolle der Anzahl der Partikel im Meßvolumen beherrschen können. Aus 20 - 25 Vektoren im Bildraum erhalten sie 3 - 16 dreidimensionale Geschwindigkeitsvektoren, deren Genauigkeit sie mit 2 Pixel im Bildraum abschätzen.

Steward (1986) reportiert eine Anwendung auf Zwei-Phasen-Strömungen, bei der es um die Bestimmung von Geschwindigkeit und Volumen von Luftblasen in Ölleitungen geht. Er verwendet zwei Nikon F 35 mm Kameras und wertet die Aufnahmen am Stereokomparator aus, wobei er zur Volumenbestimmung unregelmäßig geformter Blasen bis zu 30 Punkte je Blase messen muß. Die Mehrmediengeometrie umgeht er, indem er das mit Öl (Refraktionsindex $n = 1,44$) gefüllte Pyrexrohr ($n = 1,475$) in ein mit demselben Öl gefülltes Plexiglasaquarium ($n = 1,49$) legt und so Versetzungen minimiert. In derselben Publikation stellt Steward auch das Hochgeschwindigkeitsvideosystem Kodak Spin Physics 2000 vor, welches 2000 Bilder pro Sekunde mit 192×240 Pixel Auflösung analog

auf Magnetband schreibt (entspricht 92 MB/s Datenrate) oder alternativ mit zwei Kameras und 1000 Bildern pro Sekunde betrieben werden kann. Quantitative Ergebnisse mit diesem System werden jedoch nicht gegeben.

Eine zweidimensionale Implementation mit hoher Informationsdichte wurde ebenfalls an der ETH Zürich entwickelt (Wildermuth/Dracos, 1990). Die Methode basiert auf einer 35 mm Kamera und kodiert gepulster Beleuchtung mit 1 msec zeitlicher Auflösung. Die Aufnahmen werden an einem DeAnsa-System mit 3000 x 2000 Pixel digitalisiert und automatisch ausgewertet, wobei ein Thresholding für Standardfälle und Template Matching für überlappende Partikelabbildungen zur Anwendung kommen. Aus einem Experiment von 22 Sekunden erhält Wildermuth 131.000 Geschwindigkeitsvektoren, deren Standardabweichungen er aus Vergleich mit LDA-Messungen zu 1,1 cm/s oder 3% der Fließgeschwindigkeit abschätzt.

Ein vollautomatisches System recht guter Genauigkeit stellen Koyabashi et al. (1989) vor. Sie beobachten mit zwei CCD Kameras eine durch rotierende Scheiben generierte Strömung in einem Volumen von $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ mit Nylon-Partikeln von 1.2 mm Durchmesser. Das Tracking führen sie im Bildraum beider Kameras durch, die Stereozuordnung geschieht über Kernlinien, wobei Mehrdeutigkeiten über die Zuordnung von Trajektorien verringert werden. Bei durchschnittlich 51 Vektoren pro Stereopaar geben sie Standardabweichungen von 0.12/0.16/0.18 mm an.

Die - außer der hier vorgestellten - am weitesten fortgeschrittene Entwicklung präsentiert eine Gruppe an der Universität Tokio (Nishino/Kasagi 1989, Sata/Nishino/Kasagi 1989, Nishino/Kasagi/Hirata 1989, Kasagi/Nishino 1990). Nishino et al. haben einen vollautomatischen 3D PTV entwickelt, der die Bestimmung von maximal 440 Vektoren je Zeitschritt erlaubt. Sie haben ebenfalls erkannt, daß zur Lösung von bei hoher Partikeldichte auftretenden Mehrdeutigkeiten eine dritte Kamera notwendig ist und führen eine sorgfältige Kalibrierung durch, welche auch die Objektivverzeichnung beinhaltet. Die Modellierung der Mehrmediengeometrie umgehen sie, indem sie die Objektive der Kameras ins Wasser eintauchen, womit die Technik nicht mehr streng als berührungsfrei gelten kann. Probleme mit Überlappungen im Bildraum vernachlässigen sie. Das Tracking wird hier ebenfalls im Objektraum durchgeführt, wobei die zeitliche Auflösung wegen der Verarbeitung von Videohalbbildern und der Speicherung aller drei Kameras auf einer analogen Laserdisk 20 Vektorfelder je Sekunde beträgt. Die Stereozuordnung wird in den Veröffentlichungen nicht detailliert beschrieben. Nishino gibt nur an, daß er nach sich im Objektraum in einem vorgegebenen Toleranzbereich schneidenden Tripeln von Bildstrahlen sucht und erwähnt nirgends die Kernliniengeometrie; daher drängt sich die Vermutung auf, daß er die Zuordnung einfach durch Kombinatorik löst, was zu einem Algorithmus der Ordnung $O(n^3)$ und extrem hohen Rechenzeiten führen muß. In Anwendungen wurden von der Gruppe Sequenzen von bis zu 27 Minuten Länge ausgewertet, was bei

durchschnittlich 270 Vektoren je Bildtripel eine Datenbasis von 4,37 Millionen Geschwindigkeitsvektoren ergab. Die Genauigkeit der Partikelkoordinaten in einem Meßvolumen von $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ ergeben sich dabei zu $56/53/125 \text{ }\mu\text{m}$ in X/Y/Z Koordinatenrichtung.

Tabelle 7 soll einen kurzen zusammenfassenden Überblick geben über die Entwicklung der Particle Tracking Velocimetry in den letzten Jahren.

Tabelle 7: Übersicht über bisher veröffentlichte Resultate

| Jahr | Autoren | Kameras | man/auto | 2/3D | # Partikel | Genauigkeit |
|------|-------------------------------|----------------------------|----------|------|-------------|---------------------------|
| 1980 | Jacobi | 2 UMK | man | 3 | 1 | 0.2 mm |
| 1982 | Sheu/Chang/Tatterson | Bolex, Film | man | 3 | 70 | k.A. |
| 1985 | Chang/Watson/Tatterson | Bolex, Film, digitalisiert | auto | 3 | 92 | 25/25/1000 μm |
| 1987 | Agüi, Jimenez | SLR | man | 2 | 1000-1500 | 5% |
| 1988 | Economicos | Bolex, Film | auto | 3 | 2500 (Bild) | k.A. |
| 1988 | Racca/Dewey | Film, Spiegel | auto | 2 | 30 | k.A. |
| 1988 | Racca/Dewey | 2 SIT, Videomix | auto | 3 | 16 | 2 pix (Bild) |
| 1989 | Koyabashi et al. | 2 CCD | auto | 3 | 51 | 120/160/180 μm |
| 1990 | Wildermuth/Dracos | SLR, digitalisiert | auto | 2 | 400 | 3% |
| 1990 | Nishino et al. | 3 CCD | auto | 3 | 440 | 56/53/125 μm |
| 1990 | Papantoniou/Maas | 3 CCD | auto | 3 | 700 | 28/55/42 μm |
| 1991 | Maas | 3 CCD | auto | 3 | 1000 | < 100 μm |

Die Genauigkeitsangaben sind darin vorsichtig zu interpretieren, weil die Autoren unterschiedliche Genauigkeitsmaße verwenden, die sich teils auf Geschwindigkeitsvektoren oder Partikelkoordinaten, teils auf Bildgrößen beziehen. Die Übersicht kann sicher auch keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben, da viele Systeme nur für spezielle Einsatzzwecke entwickelt und nicht in der photogrammetrischen oder strömungsmechanischen Literatur veröffentlicht worden sind; sie vermag jedoch den Trend der Entwicklungen der letzten Jahre wiederzugeben, der klar zu automatischen Systemen mit immer höherer räumlicher Auflösung geht.

9. Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß Methoden der digitalen Photogrammetrie wertvolle Beiträge zur Lösung von einigen aktuellen Problemen der dreidimensionalen Strömungsmeßtechnik allgemein und der Particle Tracking Velocimetry konkret liefern können. Neben einer sorgfältigen Kalibrierung des Meßsystems, zu der die photogrammetrische Bündellösung mit Zusatzparametern entscheidend beitragen kann, ist zur Optimierung der Resultate eine exakte geometrische Modellierung des Problems und eine statistische Analyse des Datenmaterials nötig. Bei der Modellierung ist vor allem die Mehrmediengeometrie zu berücksichtigen, deren optische Effekte zudem eine Kalibrierung des Systems am Einsatzort unter den optischen Bedingungen des Experimentes notwendig machen. Die vorsichtige Behandlung von Mehrdeutigkeiten, welche sowohl bei der Partikelidentifikation im digitalen Bild als auch bei der Zuordnung auftreten, erwies sich als ein Schlüsselproblem bei der Maximierung der räumlichen Auflösung der Methode. Es konnte bewiesen werden, daß eine zuverlässige Lösung der stereoskopischen Zuordnung bei hoher Partikelanzahl nur bei Verwendung von mindestens drei Kameras möglich ist, wobei verschiedene Kameraanordnungen und Algorithmen gewählt werden können.

Die hier beschriebenen Methoden stellen eine Grundlage dar für ein PTV-System, welches die dreidimensionale Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern mit einer räumlichen Auflösung von bis zu 1000 simultanen Geschwindigkeitsvektoren und einer zeitlichen Auflösung von 25 Vektorfeldern pro Sekunde erlaubt. Dieser Wert scheint bei heutigem Stand der Technik mit Standard-Videomaterial nicht mehr wesentlich steigerungsfähig zu sein, da die stärkste Einschränkung durch die Auflösung und Bildqualität im digitalen Bild gegeben ist. Durch Verwendung anderer, nicht standardisierter Hardwarekomponenten sind jedoch Variationen in Richtung höherer zeitlicher Auflösung auf Kosten der räumlichen Auflösung oder umgekehrt möglich, außerdem kann durch Kaskadierung mehrerer Kameras auch die Datenrate selbst noch gesteigert werden. Da sich die Technologie in diesem Bereich nach wie vor rasant entwickelt, werden schon in naher Zukunft Systeme konfiguriert werden können, welche allein durch Verwendung modernster Hardware noch deutlich höhere geometrische und zeitliche Auflösungen gestatten.

Die Particle Tracking Velocimetry kann damit als das leistungsfähigste Instrument der Strömungsmeßtechnik zur Bestimmung hochauflösender dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektorfelder in einem dreidimensionalen Meßvolumen gelten.

Literatur:

1. Adamczyk, A. und Rimai, L., 1988a: 2-Dimensional Particle Tracking Velocimetry (PTV): Technique and Image Processing Algorithms. *Experiments in Fluids* 6, pp. 373-380.
2. Adamczyk, A. und Rimai, L., 1988b: Reconstruction of a 3-Dimensional Flow Field from Orthogonal Views of Seed Track Video Images. *Experiments in Fluids* 6, pp. 380 - 386.
3. Adrian, R., 1986: Multi-Point Optical Measurements of Simultaneous Vectors in In-steady Flow -a Review. *The International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 7, No. 2, S. 127 - 145
4. Adrian, R., 1991: Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 23
5. Agüi, J. und Jimines, J., 1987: On the Performance of Particle Tracking. *Journal of Fluid Mechanics* 185
6. Albertz, J. und Kreiling, W., 1989: *Photogrammetrisches Taschenbuch*. Wichmann Verlag, Karlsruhe
7. Baarda, W., 1968: A Testing Procedure for Use in Geodetic Networks. *The Netherlands Geodetic Commission*, Vol. 2, No. 5
8. Ballard, D. und Brown, C., 1982: *Computer Vision*. Prentice Hall, Englewood/New Jersey.
9. Baltsavias, E. und Stallmann, D., 1990: Trinocular Vision for Automatic and Robust 3-D Determination of the Trajectories of Moving Objects. *Proceedings of SPIE* Vol. 1395.
10. Beyer, H., 1987: Some Aspects on the Geometric Calibration of CCD-Cameras. *Proceedings Intercommission Conference on Fast Processing of Photogrammetric Data*, Interlaken, Schweiz, 2-4 Juni, S. 68 - 81
11. Bjorkquist, D., 1990: Particle Image Velocimetry Analysis System. *Proceedings 5th International Symposium on the Application of Laser Techniques in Fluid Mechanics*, Lisbon, July 9-12
12. Born, M., 1933: *Optik - ein Lehrbuch der Elektromagnetischen Lichttheorie*. Springer Verlag, Berlin
13. Brown, D., 1971: Close-Range Camera Calibration. *Photogrammetric Engineering*, Vol. 37, No. 8

14. Bullock, F., 1971: The Photogrammetry of Bubble Chamber Tracks. *Photogrammetric Record*, 7 (38), S. 119-134
15. Chang, T., Watson, A. und Tatterson, G., 1985a: Image Processing of Particle Motions as Applied to Mixing and Turbulence Flow - 1. *Chemical Engineering Science*, Vol 40, No. 2, pp 269-275
16. Chang, T., Watson, A. und Tatterson, G., 1985b: Image Processing of Particle Motions as Applied to Mixing and Turbulence Flow - 2. *Chemical Engineering Science*, Vol 40, No. 2, pp 277-285.
17. Chiu, W. und Rib, L., 1956: The Rate of Dissipation of Energy and the Energy Spectrum in a Low Speed Turbulent Jet. *Transactions of the American Geophysical Union*, Vol. 37/1
18. Cloos, M., Hennes, M., Schmidt, M., 1985: Untersuchung von Totalstationen. Diplomarbeit, Geodätisches Institut Universität Bonn
19. Dähler, J., 1986: Ladungsgekoppelte Elemente - Charge Coupled Devices (CCD). ETH Zürich, IGP Bericht Nr. 107
20. Delitzsch, V., 1976: Methoden zur Sichtbarmachung von Strömungen mittels optisch aktiver Tracer. Max-Planck-Institut für Strömungsforschung Göttingen, Bericht 24/1976
21. Economicos, L., Shoemaker, C., Russ, K., Brodkey, R., 1988: Towards Full Field Measurements of Instantaneous Visualizations of Coherent Structures in Turbulent Shear Flows. *International Symposium on Engineering Turbulence - Methods and Measurements*, Dubrovnik, Yugoslavia, September 4-9
22. Elfick, M. und Fryer, J., 1984: Mapping in Shallow Water. *International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing*, Vol. XXV, S. 240-247
23. El-Hakim, S.F., 1986a: A Real-Time System for Object Measurement with CCD Cameras. *International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing*, Vol. 26, Part V
24. El-Hakim, S.F., 1986b: Real-Time Image Metrology with CCD Cameras. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, Vol. 52, No. 11, pp. 1757 - 1766.
25. Erf, R., 1980: Application of Laser Speckle to Measurement. *Laser Applications Vol. 4* (Hrsg. J. Goodman), Academic Press, New York
26. Faugeras, O.D., 1988: A Few Steps Toward Artificial 3-D Vision. *Inria Rapports de Recherche No. 790*

27. Förstner, W., 1978: Die Suche nach groben Fehlern in photogrammetrischen Lageblöcken. DGK Reihe C, Heft 240, München
28. Fryer, J. und Fraser, C., 1986a: Analytical Calibration of Underwater Cameras. International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing, Vol. 26.
29. Fryer, J. und Fraser, C., 1986b: On the Calibration of Underwater Cameras. Photogrammetric Record, 12 (67), pp. 73 - 85.
30. Fryer, J., 1986: Lens Distortion for Close Range Photogrammetry. International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing Vol. 26.
31. Girndt, U., 1972: Analytische Behandlung einiger Grundaufgaben der Zweimedien-Photogrammetrie. Österreichische Zeitschrift für Vermessungswesen 5/1972.
32. Gottschalk, G., 1988: Tracerbildtechnik für Raumluftrömungen. Forschungsprogramm Energierrelevante Luftströmungen in Gebäuden, 2. Status-Seminar, Lausanne
33. Grün, A., 1978: Accuracy, Reliability and Statistics in Close-Range Photogrammetry. International Archives of Photogrammetry, Vol. 22, Part V
34. Grün, A., 1985: Adaptive Least Squares Correlation - A Powerful Image Matching Technique. South African Journal of Photogrammetry, Remote sensing and Cartography Vol.14, No. 3
35. Grün, A., 1986: Photogrammetrische Punktbestimmung nach der Bündelmethode. Institut für Geodäsie und Photogrammetrie, ETH Zürich, Mitteilungen Nr. 40
36. Grün, A., Beyer, H., 1986: Real-Time Photogrammetry at the Digital Photogrammetric Station (DIPS) of ETH Zurich. International Archives of Photogrammetry, Vol. 26
37. Grün, A., Baltsavias, E., 1988: Geometrically Constrained Multiphoto Matching. Photogrammetric Engineering, Vol. 54, No. 5, pp. 633 - 641
38. Grün, A., Beyer, H., 1990: DIPS II - Turning a Standard Computer Workstation into a Digital Photogrammetric Station. ISPRS Com. 2 Symposium, Dresden
39. Haberäcker, P., 1989: Digitale Bildverarbeitung. Hanser Verlag München/Wien
40. Hanzevack, E., Ju, L., 1988: New Technique to Automatically Analyze Laser Digital Images of Two-Phase Pipeline Flow. Optical Engineering Vol. 27 No. 7
41. Haralick, R., Sternberg, S. und Zhuang, X., 1987: Image Analysis using Mathematical Morphology. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence Vol. PAMI-9 No. 4

42. Höhle, J., 1971: Zur Theorie und Praxis der Unterwasser-Photogrammetrie. Schriften der DGK, Reihe C, Heft 163.
43. Horn, B., 1986: Robot Vision. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
44. Hough, P., 1962: Method and Means for Recognizing Complex Patterns. U.S. Patent 3069654
45. Jacobi, O., 1980: Photogrammetric Tracking of a Moving Particle in Running Water. International Archives of Photogrammetry, Vol. XXIII, pp. 369-374
46. Jähne, B., 1989: Digitale Bildverarbeitung. Springer Verlag Berlin
47. Kasagi, N., Nishino, K., 1990: Probing Turbulence with Three-Dimensional Particle Tracking Velocimetry. Proceedings International Symposium on Engineering Turbulence - Methods and Measurements, Dubrovnik, September 24-28
48. Kearney, J.K., 1991: Trinocular Correspondence for Particles and Streaks. Dept. of Computer Science, The University of Iowa, Technical Report 91-01
49. Klages, H., 1977: Beiträge zur experimentellen Untersuchung und Anwendung von Heißluftsonden. Max-Planck-Institut für Strömungsforschung Göttingen, Bericht 14/1977
50. Kludas, T. und Thomas, H., 1990: Photogrammetrische Auswertung von Drei-Medien-Aufnahmen mit dem analytischen Auswertegerät DICOMAT des VEB Carl Zeiss Jena. Vermessungstechnik 7/90
51. Koch, K.R., 1980: Parameterschätzung und Hypothesentests in linearen Modellen. Dümmler Verlag, Bonn.
52. Koch, K.-R., 1983: Ausreißertests und Zuverlässigkeitsmaße. Vermessungswesen und Raumordnung 45/8, S. 400 - 411
53. Konecny, G. und Masry, S., 1970: New Programs for the Analytical Plotter. Photogrammetric Engineering and Remote Sensing Vol. 36, S. 1269-1276
54. Kotowski, R., 1987: Zur Berücksichtigung lichtbrechender Flächen im Strahlenbündel. Schriften der DGK, Reihe C, Heft 330.
55. Kotowski, R., 1988: Phototriangulation in Multi-Media-Photogrammetry. International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing, Vol. XXVII
56. Koyabashi, T., Sata, T., Sekimoto, K., 1989: Velocity Measurement of Three-dimensional Flow around Rotating Parallel Disks by Digital Image Processing. Flow Visualization 1989

57. Kreyszig, E., 1982: Statistische Methoden und ihre Anwendungen. Vanderhoeck und Ruprecht Verlag, Göttingen
58. Kübler, O., 1990: Bildverarbeitung und Computer Vision II. Vorlesungsskript Institut für Kommunikationstechnik ETH Zürich
59. Kuhl, F. und Giardina, Ch., 1982: Elliptic Fourier Features of a Closed Contour. Computer Graphics and Image Processing 18, pp. 236 - 258
60. Lenz, R., 1988: On the accuracy of videometry. International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing, Vol. XXVII
61. Lotz, R., Fröschle, E., 1990: 3D-Vision mittels Stereobildauswertung bei Videobildraten. 12. DAGM-Symposium Mustererkennung, Informatik Fachberichte 254, Springer Verlag
62. Luhmann, T. und Wester-Ebbinghaus, W., 1987: On Geometric Calibration of Digitized Video Images of CCD Arrays. Proceedings Intercommission Conference on Fast Processing of Photogrammetric Data, Interlaken, Schweiz, 2-4 Juni
63. Maas, H.-G., 1989: Determination of Turbulent Flow with Digital Multimedia Photogrammetry. Optical 3-D Measurement Techniques (Hrsg.: Grün, A, und Kahmen, H.), Wichmann Verlag, Karlsruhe.
64. Maas, H.-G. und Papantoniou, D., 1990: Photogrammetrische Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in Turbulenten Strömungen. ETH Zürich, IGP Bericht Nr. 170.
65. Maas, H.-G., 1991a: Automated Surface Reconstruction with Structured Light. Int. Conference on Industrial Vision Metrology, Winnipeg, July 11-12, SPIE Proceedings Series Vol. 1526.
66. Maas, H.-G., 1991b: Evaluierung von Hochgeschwindigkeitsvideosystemen. Interne Publikation am IGP, ETH Zürich, unveröffentlicht
67. Maas, H.-G., 1991c: A High-Resolution Photogrammetric 3-D Particle Tracking Velocimeter. ASME Winter Annual Meeting, Atlanta, 1.-6. Dec.
68. Marr, D., Hildreth, E., 1980: Theory of Edge Detection. Proceedings of the Royal Society of London B, Vol. 207, S. 187-207
69. McNeil, G., 1971: Underwater Photography - some Photogrammetric Considerations. Seminar-in-Depth 'Underwater Photo-Optical Instrumentation Applications', Honolulu, Hawaii, SPIE Proceedings Series Vol. 24

70. van Meel, D. und Vermij, H., 1961: A Method for Flow Visualization and Measurement of Velocity Vectors in Three-Dimensional Flow Patterns in Water Models by Using Colour Photography. *Appl. Scient. Res.* A10
71. Meid, A., 1991: Dissertation Universität Bonn (noch nicht veröffentlicht)
72. Merzkirch, W., 1987: *Flow Visualization*. Academic Press Inc., Orlando
73. Meyer, U., 1982: Selektive Markierung von Filzfrei-Ausrüstungen auf Wolle mit fluoreszierenden Verbindungen. *Textilverarbeitung* 17, Nr. 10, S. 440-446
74. Nishino, K., Kasagi, N. und Hirata, M., 1989: Three-Dimensional Particle Tracking Velocimetry Based on Automated Digital Image Processing. *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 111, pp. 384-391.
75. Nishino, K. und Kasagi, N., 1989: Turbulence Statistics in a Two-Dimensional Channel Flow Using a Three-Dimensional Particle Tracking Velocimeter. *Proceedings on the Seventh Symposium on Turbulent Sheer Flows*, Stanford University, August 21-23
76. Novak, K., Baltasvias, E. und Grün, A., 1990: Automatische Objektverfolgung in Stereovisionssystemen. *ETH Zürich, IGP Bericht Nr. 170*.
77. Ogniewicz, R. und Kübler, O., 1989: Lage- und Skalierungsinvariante Skelette zur Robusten Beschreibung und Erkennung binärer Formen. *Mustererkennung 1989*, Springer Verlag
78. Okamoto, A. und Höhle, J., 1972: Allgemeines analytisches Orientierungsverfahren in der Zwei- und Mehrmedien-Photogrammetrie und seine Erprobung. *Bildmessung und Luftbildwesen* 2/1972, 3/1972.
79. Okamoto, A., 1982: Wave Influences in Two-Media Photogrammetry. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing* Vol. 48, No. 9, S. 1487-1499
80. Okamoto, A., 1984: Orientation Problem of Two-Media Photographs with Curved Boundary Surfaces. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing* Vol. 50, No. 3, S. 303-316
81. Papantoniou, D. und Dracos, T., 1989: Analyzing 3-D Turbulent Motions in Open Channel Flow by Use of Stereoscopy and Particle Tracking. in: *Advances in Turbulence 2*, Editors H.-H. Hernholz und H.E. Fiedler, Springer Verlag, Heidelberg
82. Papantoniou, D. und Maas, H.-G., 1990: Recent Advances in 3-D Particle Tracking Velocimetry. *Proceedings 5th International Symposium on the Application of Laser Techniques in Fluid Mechanics*, Lisbon, July 9-12

83. Papantoniou, D., Bühler, H. und Dracos, T., 1990: On the Internal Structure of Thermals and Momentum Puffs. International Conference on Physical Modelling of Transport and Dispersion, MIT, 7.-10. August
84. Papantoniou, D. und Dracos, T., 1990: Lagrangian Statistics in Open Channel Flow by 3-D Particle Tracking Velocimetry. Proceedings International Symposium on Engineering Turbulence - Methods and Measurements (Hrsg. Rodi, Ganic), Dubrovnik, September 24.-28. Elsevier Pub.
85. Perkins, R. und Hunt, J., 1989: Particle Tracking in Turbulent Flows. Advances in Turbulence 2, Editors H.-H. Fernholz und H.E. Fiedler, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg
86. Philips, J., 1981: Ein Photogrammetrisches Aufnahmesystem zur Untersuchung Dynamischer Vorgänge im Nahbereich. Veröffentlichungen des Geodätischen Instituts der RWTH Aachen, Heft 30.
87. Przybilla, H.-J., Kotowski, R., Meid, A., Weber, B., 1988: Geometric Quality Control in Nuclear Power Stations - a Procedure for High Precision Underwater Photogrammetry. International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing, Vol. 27, Part B5, S. 513-526
88. Racca, R. und Dewey, J., 1988: A Method for Automatic Particle Tracking in a Three-Dimensional Flow Field. Experiments in Fluids 6, pp. 25 - 32.
89. Radford, R., 1988.: Strobe Illumination Systems for Machine Vision. Proceedings of SPIE, Vol. 1005.
90. Rinner, K., 1948: Abbildungsgesetz und Orientierungsaufgaben in der Zweimedienphotogrammetrie. Österreichische Zeitschrift für Vermessungswesen, Sonderheft Nr. 5
91. Rinner, K., 1969: Problems of Two-Medium Photogrammetry. Photogrammetric Engineering, 35 (2), S. 275-282
92. Reeves, A., Prokop, R., Andrews, S., Kuhl, F., 1988: Three-Dimensional Shape Analysis Using Moments and Fourier Descriptors. IEEE PAMI, Vol. 10, No. 6, pp. 937 - 943
93. Rosenfeld, A. und Kak, A., 1982: Digital Picture Processing. Academic Press Inc., Orlando/Florida
94. Sata, Y., Nishino, K. und Kasagi, N., 1989: Whole Field Measurement of Turbulent Flows Using a Three-Dimensional Particle Tracking Velocimeter. 5th International Symposium on Flow Visualization, Prague, August 21-25

95. Schuster, D., 1990: Separierbarkeit zweidimensionaler Filter. 12. DAGM-Symposium Oberkochen-Aalen, 24.-26.9.1990; in Großkopf, R. (Hrsg.): Mustererkennung 1990, Springer Verlag, Berlin
96. Schröder, D., Krambeck, C. und Krambeck, H.-J., 1990: Einflüsse digitaler Bildsegmentierungstechniken auf die quantitative Analyse fluoreszierenden mikrobiellen Planktons. Symposium Informatik für den Umweltschutz, Wien, 19.-21.9.1990
97. Sheu, Y., Chang, T., und Tatterson, G., 1982: A Three-Dimensional Measurement Technique for Turbulent Flows. Chemical Engineering Communications, Vol. 17, pp. 67-83
98. Steward, P., 1986: The Non-Invasive Measurement of Void Fraction and Velocity in Two Phase Flow Using High Speed Photography and Videophotogrammetry. Photogrammetric Record, 12 (67), S. 5-24
99. Teh, Ch. und Chin, R., 1988: On Image Analysis by the Method of Moments. IEEE PAMI, Vol. 10, No. 6, pp. 496 - 513
100. Tsinober, A., Kit, E., Dracos, T., 1991: Measuring Invariant (Frame Independent) Quantities Composed of Velocity Derivatives in Turbulent Flows. Advances in Turbulence 3 (Eds.: Johansson/Alfredsson), Springer Verlag, Berlin/Heidelberg
101. Turba, W., 1990: Bildverstärkte CCD-Messkameras. Laser und Optoelektronik Vol. 22, Nr. 1
102. Waxman, A. und Duncan, J., 1986: Binocular Image Flows. Proceedings of IEEE Workshop on Motion: Representation and Analysis, Charleston, May 7-9
103. Wiedemann, J., 1984: Laser-Doppler-Anemometrie. Springer Verlag, Berlin
104. Wildermuth, D. und Dracos, T., 1989: A Study of Turbulences in Fully Turbulent Open Channel Flow Based on Picture Analysis and LDA Measurements. Advances in Turbulence 2, Eds H.-H. Fernholz und H.E. Fiedler, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg
105. Wildermuth, D. und Dracos, T., 1990: Analysis of Open Channel Flow by 2-D Particle Image Velocimetry and 3-D LDV Measurements. 3. European Turbulence Conference, Stockholm, Schweden, 3.-6. Juli
106. Wrobel, B., 1975: Mehrmedien-Photogrammetrie - ein aktuelles Betätigungsfeld der Photogrammetrie. Vermessungswesen und Raumordnung 37/1
107. Zwart, P.R., 1987: Measuring the Shape of Fishing Nets - an Application of Three Media Close Range Photogrammetry. Symposium on the Applications of Close Range Photogrammetry, Editor M.R. Shortis, Melbourne, ISBN 0868398020.

Dank:

Für die Übernahme der Betreuung dieser Arbeit möchte ich Herrn Prof. Dr. A. Grün, für die Übernahme des Korreferates Herrn Prof. Dr. T. Dracos herzlich danken. Allen Kolleginnen und Kollegen des Instituts für Geodäsie und Photogrammetrie und des Instituts für Hydromechanik und Wasserwirtschaft, die mir mit Rat und Tat zur Hilfe gestanden haben, möchte ich auf diesem Wege ebenfalls danken, außerdem Maria Hennes und Michael Schmidt für das Korrekturlesen der Arbeit.

Hans-Gerd Maas, Dolderstr. 42, 8032 Zürich

Tabellarischer Lebenslauf:

Geburtsdatum und -ort: 7.8.1959 in Kleve/BRD

Familienstand: ledig

Schulbildung:

1966 - 1969 Grundschule

1969 - 1978 Gymnasium in Xanten -> Abitur

Studium:

1.10.1978 - 31.12.1978 Mathematisches Orientierungssemester Universität Köln

1.10.1979 - 31.3.1982 Geodäsie an der RWTH Aachen -> Vordiplom

1.4.1982 - 6.10.1986 Geodäsie an der Universität Bonn -> Diplom

Berufliche Tätigkeit:

seit 1.3.1988 Wissenschaftlicher Assistent bei Prof. Dr. A. Grün
am Institut für Geodäsie und Photogrammetrie der
ETH Zürich

Digitale Photogrammetrie in der dreidimensionalen Strömungsmeßtechnik

Hans-Gerd Maas
Institut für Geodäsie und Photogrammetrie
ETH - Hönggerberg, CH - 8093 Zürich

Kurzzusammenfassung:

Dreidimensionale Particle-Tracking-Velocimetry (3D-PTV) ist eines der vielseitigsten Werkzeuge in der Strömungsmeßtechnik. Das Verfahren basiert auf einer diskreten Visualisierung von Strömungen durch kleine, reflektierende, auftriebsneutrale Partikel und stereoskopische Aufnahmen von Bildsequenzen dieser Partikel. Diese Arbeit beschreibt und analysiert eine auf elektronische Bildaufnehmer und Methoden der digitalen Photogrammetrie gestützte Implementation eines vollautomatischen 3D-PTV Systems.

Nach einer einleitenden Übersicht über verschiedene Methoden der Strömungsmeßtechnik folgt zunächst eine Zusammenstellung der Hardwarekomponenten eines 3D-PTV, wobei unterschieden wird zwischen einer Implementation am IHW/IGP der ETH Zürich, welche weitgehend aus Hardwarekomponenten des Videobereichs zusammengestellt wurde, und einer idealen Konfiguration unter Ausnutzung modernster Hardwarekomponenten.

Schwerpunkt der Arbeit sind die geometrische Modellierung der Problemstellung, algorithmische Aspekte der Bildverarbeitung und der Stereozuordnung in dichten, echt dreidimensionalen Punktfeldern sowie die Kalibrierung des Systems. Die Auswertung der Bildsequenzen zur Bestimmung von Partikeltrajektorien beginnt mit der Bestimmung von Bildkoordinaten aller Partikel durch einen speziell entwickelten Schwerpunktoperator in hochpaßgefilterten Bildern. Die stereoskopische Zuordnung der Partikelabbildungen kann sich mangels eindeutiger Merkmale der Partikel lediglich auf das geometrische Kriterium der Kernlinie stützen. Bei hoher Anzahl von abgebildeten Partikeln (üblicherweise 1000 - 2000 je Bild) treten dabei in der Regel bei einem System mit nur zwei Kameras so viele Mehrdeutigkeiten auf, daß eine robuste Lösung des Korrespondenzproblems unmöglich wird. Erst der geometrische Zwang einer dritten Kamera vermag die Anzahl der Mehrdeutigkeiten auf ein akzeptables Maß zu reduzieren, wobei verschiedene Kameraanordnungen und Vorgehensweisen diskutiert und analysiert werden. Bei der geometrischen Modellierung und bei der Kalibrierung ist die Mehrmedienproblematik von zentraler Bedeutung. Sie bewirkt zum einen, daß jeder Strahl von einem Partikel in Wasser zum Bildaufnehmer zweimal gebrochen wird, was durch ein in die Kollinearitätsbedingung implementiertes

Mehrmedienmodul berücksichtigt wird, und zum anderen, daß wegen optischer Effekte das Gesamtsystem nur unter Einsatzbedingungen kalibriert werden kann.

Das beschriebene System ist in der Lage, nach Initialisierung durch einen Operateur vollautomatisch Geschwindigkeitsfelder in Strömungen mit einer räumlichen Auflösung von bis zu 1000 simultanen Geschwindigkeitsvektoren bei einer zeitlichen Auflösung von 25 Geschwindigkeitsfeldern pro Sekunde und theoretisch beliebig großer Sequenzlänge zu bestimmen.

Digital Photogrammetry in Threedimensional Flow Measurement Technique

Hans-Gerd Maas

Institute of Geodesy and Photogrammetry, Swiss Federal Institute of Technology
ETH - Hoenggerberg, CH - 8093 Zurich

Abstract:

Threedimensional particle tracking velocimetry (3D-PTV) is one of the most versatile instruments in flow measurement technique. It is based on discrete visualization of flows with small, reflecting, neutrally buoyant tracer particles and a stereoscopic recording of image sequences of the particles marking the flow. This thesis describes and analyzes an implementation of a fully automatic 3D-PTV based on solid state image sensors and methods of digital photogrammetry.

After an overview on competing methods of flow measurement the hardware configuration of a 3D-PTV will be shown. An implementation at ETH Zurich, which mainly consists of off-the-shelf hardware components will be presented and some state-of-the-art components capable of improving the system will be discussed.

Central points of the work is an exact modelling of the geometry of the experiment and the recording system, algorithmic aspects of image processing and establishment of stereoscopic correspondences in dense, truly threedimensional target fields and the calibration of the system. The processing of the image sequences with the aim of deriving particle trajectories begins with the determination of particle image coordinates by a modified thresholding operator in highpassfiltered images. Due to lack of features allowing a reliable distinction of particles the establishment of stereoscopic correspondences can only be based on the geometric criterium of the epipolar line. The large number of particles imaged (typically 1000 - 2000) will often lead to ambiguities, which cannot be solved by a system based on only two cameras. Therefore different arrangements and algorithms based on three or more cameras are being discussed, which are able to reduce the probability of the occurrence of ambiguities drastically by exploiting the geometric constraint of a third camera. The geometric modelling has to consider the multimedia environment causing a twice broken beam from any particle in water to the sensor, which is accounted for by a multimedia module implemented into the collinearity condition; optical effects of the multimedia environment necessitate a calibration of the complete system in situ under the conditions of the experiment.

The system described in the thesis is capable of determining velocity fields in flows with a spatial resolution of up to 1000 simultaneous velocity vectors at a temporal resolution of 25 vector fields per second and almost arbitrary sequence length completely automatically after an initialization by an operator.