

**Entwurf und Optimierung fremdlichttoleranter
Tiefenkamerasysteme
auf der Basis indirekter Lichtlaufzeitmessung**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften der
Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

André Henkies

aus

Essen

Referent: Prof. Bedrich Hosticka, Ph.D.
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Horst Fiedler
Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juli 2004

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme in Duisburg. Als ein nicht unwesentlicher Baustein zum Erfolg dieser Arbeit muss das gute Arbeitsklima am Institut genannt werden.

Mein besonderer Dank geht an meinen Doktorvater Herrn Prof. Hosticka, der durch zahlreiche Anregungen und sein Interesse an dieser Arbeit zum Gelingen beigetragen hat.

Herrn Prof. Fiedler vom Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme der Universität Dortmund danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Ebenso danke ich meinen Kollegen, die durch zahlreiche Diskussionen und wertvolle Anregungen die Fertigstellung dieser Arbeit erleichtert haben. Hier sollen insbesondere Werner Brockherde, Omar Elkhalilli, Naeim Hijazi, Ralf Jeremias, Markus Meyer, Wiebke Ulfig genannt werden. Auch den zahlreichen nicht-wissenschaftlichen Mitarbeiter des Instituts gilt mein Dank, da sie durch ihre Arbeit zu dem positivem Umfeld in dem die Arbeit entstand, beigetragen haben.

André Henkies

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
1 Einführende Betrachtungen	9
1.1 Einleitung	9
1.2 Inhalte dieser Arbeit	15
1.3 Akquisition von Entfernungswerten mittels indirekter Lichtlaufzeitmessung	16
1.3.1 Ablauf der Messung	16
1.3.2 Mathematische Rekonstruktion der Tiefenwerte	22
1.3.3 Grenzen dieses Verfahrens	24
2 Überblick über optische Maßeinheiten und Begriffe	27
2.1 Spektralbereiche	27
2.2 Einheitensysteme	28
2.2.1 Strahlungsphysikalische Größen	28
2.2.2 Lichttechnische Größen	31

2.3	Der Begriff „Lichtquelle“	32
3	Die Komponenten des Systems Tiefenkamera	33
3.1	Überblick über das Zusammenspiel der Einzelkomponenten (Systemaufbau)	33
3.2	Konventionen für die Benennung geometrischer Größen im weiteren Verlauf der Modellierung	35
3.3	Die Ausleuchtung der Szene	37
3.4	Objektoberflächen	49
3.4.1	Strukturierte Oberflächen	52
3.4.2	Geneigte Oberflächen	54
3.4.3	Photometrisches Grundgesetz	55
3.5	Der Übertragungsweg Luft	57
3.6	Die abbildende Optik	62
3.6.1	Ort und Größe der Abbildung	62
3.6.2	Schärfentiefe	68
3.6.3	Beugungsunschärfe	85
3.6.4	Lichtausbeute des Objektivs	91
3.6.5	Wegweiser für die Objektivauswahl	99
3.7	Der CMOS-Sensor	102
3.7.1	Funktionsweise	102
3.7.2	Rauschen	109
4	Abschätzung der erzielbaren Auflösung	115
4.1	Rauschen der ausgelesenen Spannungswerte	116
4.2	Auswirkung des Rauschens auf die Abstandsauflösung	121
4.3	Optimierung der Integrationsdauer T_2	127
4.4	Ein Beispiel mit Zahlenwerten	138

5 Beispiele realisierter Systeme	143
5.1 Ein Zeilensensor zur Tiefenmessung	143
5.1.1 Beschreibung	143
5.1.2 Funktionsweise	145
5.2 Eine Kamera mit 34 x 30 Pixel 3D-Array	154
5.3 Ein Beispiel für eine in ein komplexes System eingebettete Tiefenkamera	160
5.3.1 Hintergrund der Entwicklung	160
5.3.2 Spezielle Randbedingungen und Anforderungen an die eingebettete Tiefenkamera	162
5.3.3 Systemübersicht	165
6 Verbleibende Herausforderungen	167
6.1 Rückblick	167
6.2 Ausblick	168
6.3 Persönliche Einschätzung	170
A Anhang	171

1 Einführende Betrachtungen

1.1 Einleitung

Bilder herkömmlicher Kameras lassen sich häufig nur mit erheblichem numerischen Aufwand maschinell auswerten. Die Bildinhalte hängen stark von der jeweiligen Beleuchtungssituation ab. Enthält ein Bild sowohl sehr helle als auch stark abgeschattete Bereiche, kann dies zu Dynamikproblemen der Kamera führen. Je nach Einstellung werden die hellen oder dunklen Bildbereiche kontrastreich abgebildet.

Anders sähe dies aus, läge ein Bild vor, dessen Bildpunkte den Abstand der betrachteten Objekte von der aufnehmenden Kamera widerspiegeln. Zur optischen 3D-Bildgebung existieren mehrere unterschiedliche Ansätze. Generell sollte man anmerken, dass bisher keiner dieser Ansätze allen anderen in jeglicher Hinsicht überlegen ist. Jeder Ansatz eröffnet wiederum eine Vielzahl von Möglichkeiten zur Umsetzung optischer 3D-Formfassungssysteme. Dabei vererben sich naturgemäß die auf dem Ansatz beruhenden Grenzen auf die davon abgeleiteten 3D-Messverfahren. Daher ist zu erwarten, dass es auch in Zukunft kein universelles optisches 3D-Messverfahren geben wird, das sich für alle Anwendungsszenarien durchsetzt.

Abbildung 1.1 vermittelt einen ersten Überblick über die verschiedenen Ansätze und deutet einige Umsetzungsvarianten an.

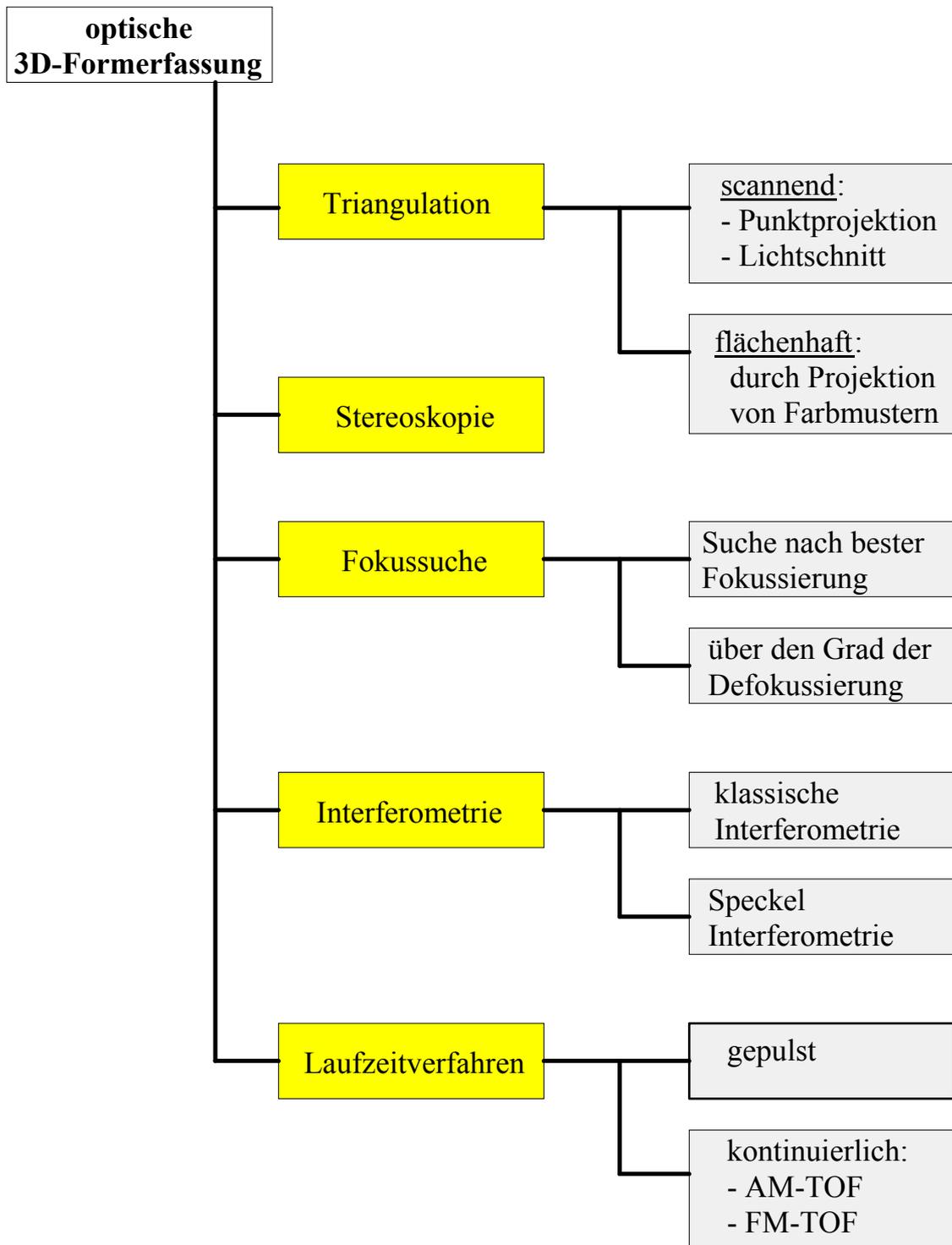


Abbildung 1.1: Übersicht über unterschiedliche Ansätze zur 3D-Formerfassung

Triangulationsverfahren nutzen aus, dass es ausreicht, in einem ebenen Dreieck drei geometrische Größen, wie Kantenlängen oder Winkel, zu kennen, um daraus alle anderen Geometriegrößen zu ermitteln.

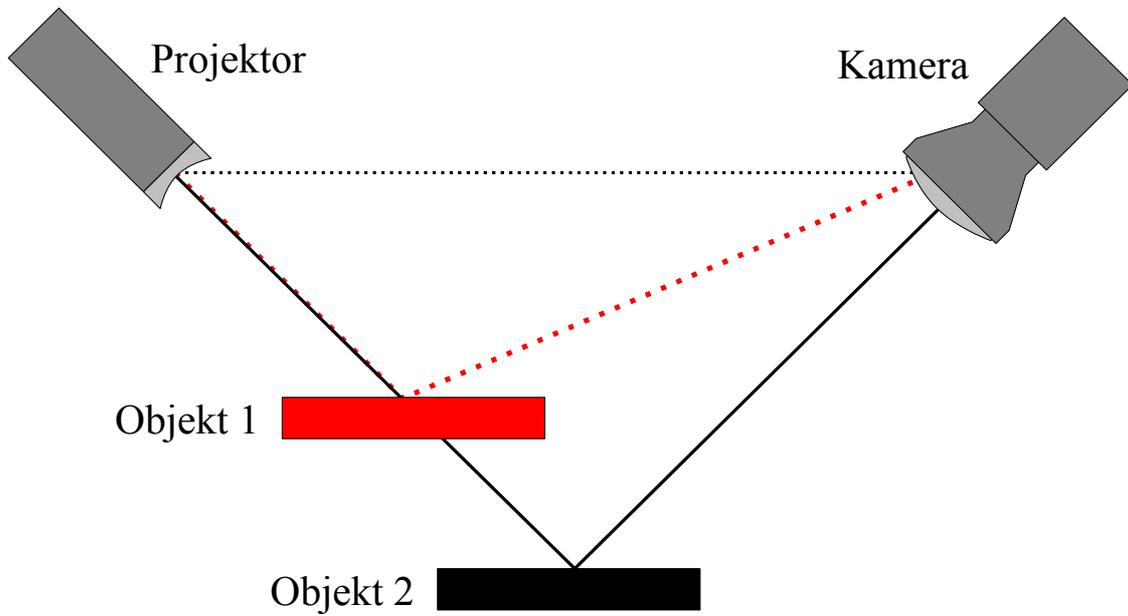


Abbildung 1.2: Prinzipskizze zu Triangulationsverfahren. Es sind zwei Objekte in unterschiedlichem Abstand zur Projektor-Kamera-Ebene angedeutet.

Bei punktweise scannenden Triangulationsverfahren wird ein Lichtpunkt unter einem bekanntem Winkel auf das zu vermessende Objekt projiziert. Eine in konstanter Entfernung und Ausrichtung zum Projektor angebrachte Kamera nimmt den vom Objekt reflektierten Lichtpunkt auf. Aus der Lage des Lichtpunktes im Bild lässt sich dessen Einfallrichtung bestimmen. Somit sind nun drei geometrische Größen des durch Projektor, dem auf das Objekt projizierten Lichtpunkt und der Kamera gebildeten Dreiecks bekannt (Abbildung 1.2). Die Entfernung des auf die Objektoberfläche projizierten Punktes kann somit berechnet werden. Um die gesamte Oberfläche abzutasten, muss diese durch den Projektor abgescannt werden. Dieser Vorgang kann einige Zeit in Anspruch nehmen.

Etwas schneller geht es, wenn anstelle eines Punktes eine Linie projiziert wird. Der Scanvorgang ist somit nur für eine Richtung erforderlich.

Eine flächenhafte Formerfassung mittels Triangulation ist beispielsweise mit Hilfe projizierter Liniengitter möglich.

Ein Nachteil aller Triangulationsmesssysteme liegt im Auftreten von Abschattungen bei größerer Neigung der Objektoberfläche (Abbildung 1.3). Dabei wird zum Beispiel ein Objektpunkt zwar beleuchtet, kann jedoch nicht beobachtet werden. Andererseits können Gebiete vorhanden sein, die zwar von der Kamera gesehen werden, in die jedoch kein projiziertes Licht dringt.

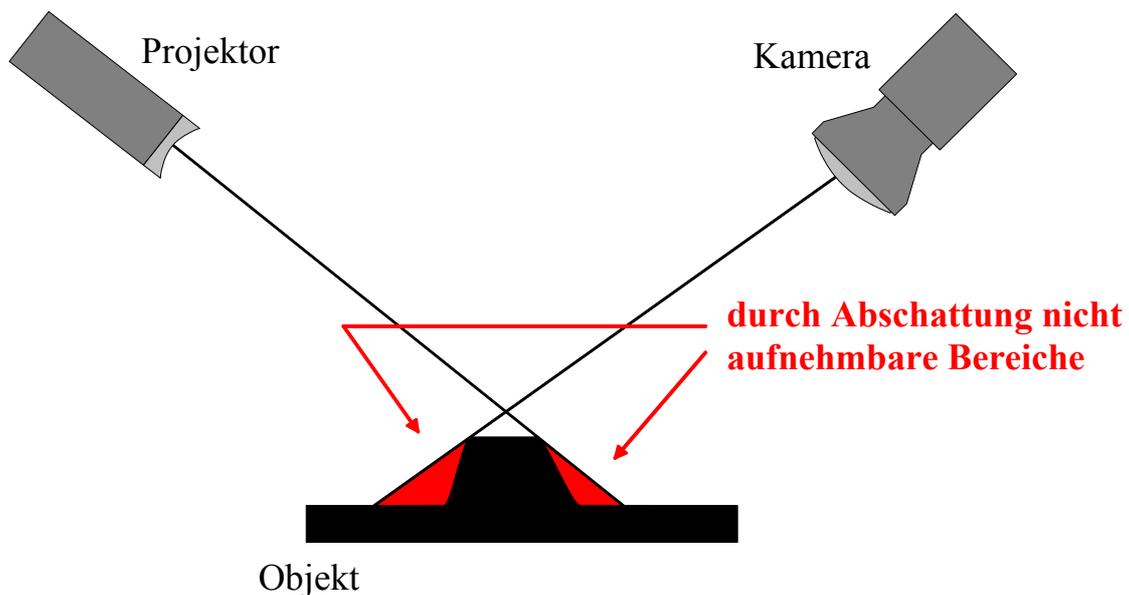


Abbildung 1.3: Abschattungseffekte bei Triangulationsverfahren

Stereoskopische Verfahren nutzen zwei Kameras mit unterschiedlich definierten Beobachtungswinkeln des Objekts (Abbildung 1.4). Kann ein Bildausschnitt durch die Anwendung meist aufwändiger Bildverarbeitungsalgorithmen in beiden Bildern identifiziert werden, ergibt sich für diesen Bildpunkt wiederum eine Dreiecksgeometrie. Dank einer bekannten Kantenlänge (Abstand der Kameras) und der beiden Beobachtungswinkel der Kameras kann die Lage des Oberflächenpunktes ermittelt werden. Somit treten bei stereoskopischen Verfahren ebenfalls Abschattungseffekte auf. Zusätzlich ist eine Oberflächenbeschaffenheit, die die Aufnahme zweier kontrastreicher Bilder ermöglicht, zwingend erforderlich.

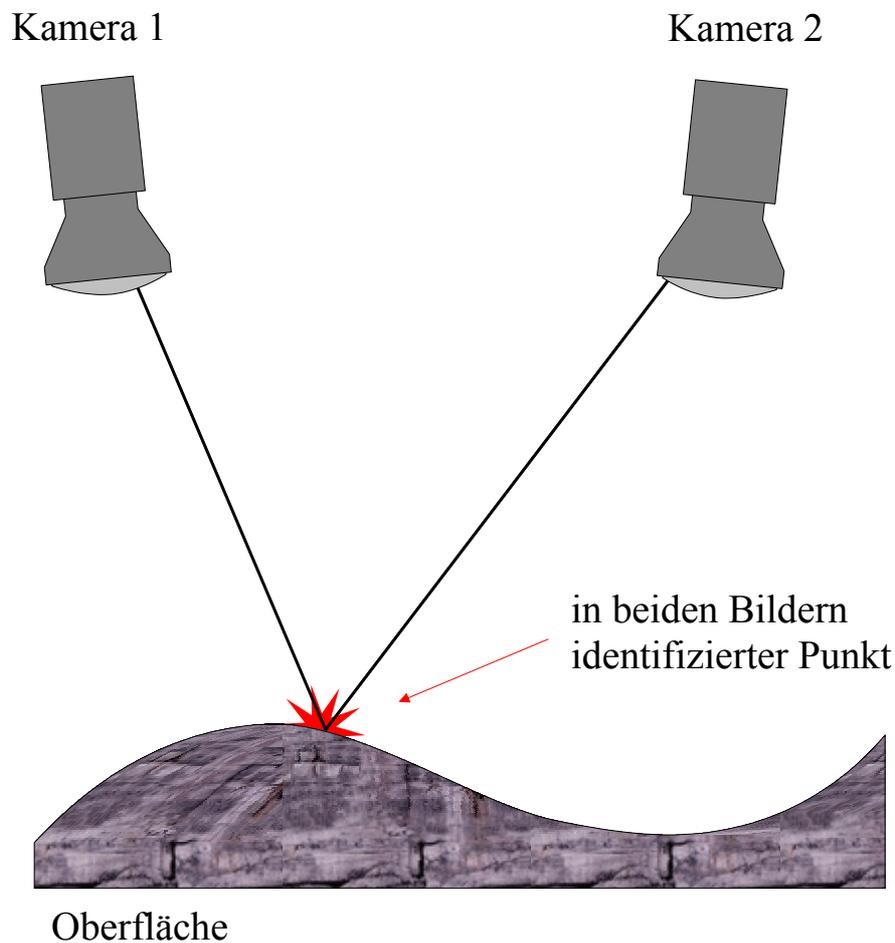


Abbildung 1.4: Prinzip der Stereoskopie

Bei Verfahren, die die Abhängigkeit der Fokussierung eines Bildpunktes von dessen Abstand zur Abbildungsoptik ausnutzen, wird die beste Fokussierung eines betrachteten Punktes oder der Grad der Defokussierung für Rückschlüsse auf den Objektabstand ausgenutzt. Objektabstand und die Lage des Brennpunktes stehen in einem eindeutigen Zusammenhang. Meist wird ein Lichtpunkt durch die selbe Optik projiziert und beobachtet. Der erforderliche Linsendurchmesser verhält sich proportional zum aufzulösenden Abstand. Daher ist der Abstandsauf Lösungsbereich solcher Verfahren durch die Größe der Abbildungsapparatur beschränkt.

Verfahren, die auf Interferometrie beruhen, nutzen die Wellennatur des Lichts aus. Ein Beispiel: Durch Überlagerung einer monochromatischen Welle mit einer an dem zu vermessenden Objekt reflektierten und somit proportional zur doppelten Entfernung phasenverschobenen Welle entste-

hen Interferenzerscheinungen. Diese lassen sehr präzise Rückschlüsse auf die Objektentfernung zu. Aufgrund der Periodizität können jedoch nur Entfernungen bis maximal der halben Wellenlänge des verwendeten Lichts aufgelöst werden.

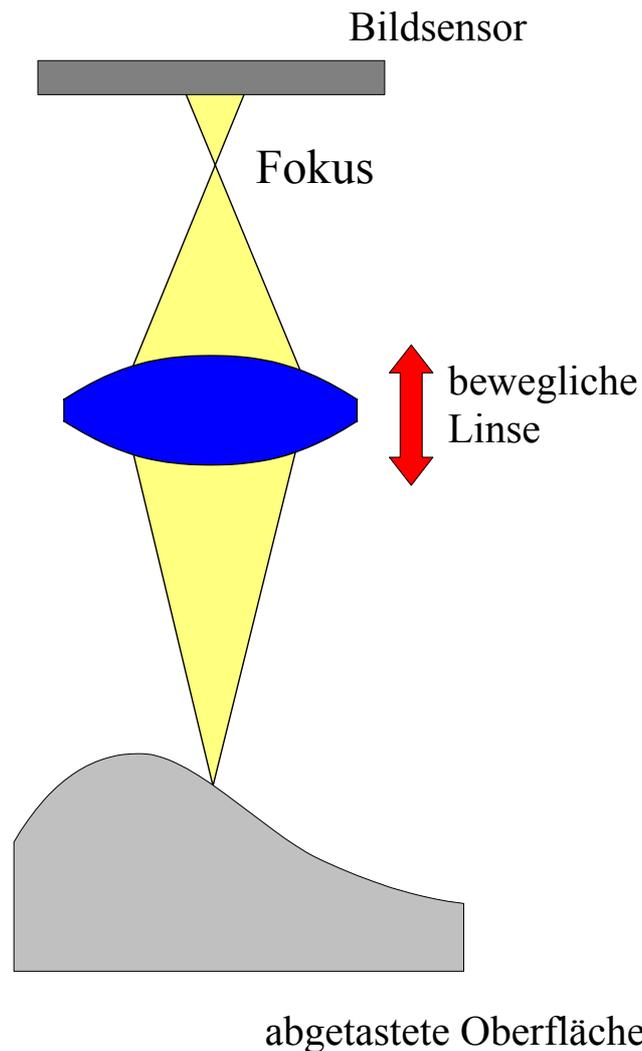


Abbildung 1.5: Prinzipskizze Fokussuche

Ansätze, die auf der Laufzeit des Lichts beruhen, nutzen aus, dass selbst das Licht Zeit benötigt, um eine Strecke zurückzulegen.

Laufzeitverfahren, die mit „kontinuierlicher“ Beleuchtung arbeiten, nutzen modulierte Licht, um aus der Verzögerung proportionalen Phasenverschiebung die benötigte Laufzeit und daraus wiederum den Abstand zum

Objekt zu ermitteln. Ab Entfernungen, die mit der halben Modulationsfrequenz korrespondieren, treten Eindeutigkeitsverluste auf.

Verfahren, die auf der Laufzeit von Einzelpulsen beruhen, sind von solchen Eindeutigkeitsproblematiken nicht betroffen. Diese Arbeit behandelt ein solches Verfahren.

Die Umsetzung des in Kapitel 1.3 beschriebenen Verfahrens in CMOS-Technologie ermöglicht die preiswerte Herstellung von Tiefenkameras ohne jegliche bewegliche mechanische Komponenten, die neben ihrer daraus resultierenden Robustheit weitere Vorteile aufweisen. Die Tiefenwerte sind tolerant gegenüber Hintergrundlicht und weisen keine Abhängigkeit von den Reflektionseigenschaften der betrachteten Gegenstände auf. Es muss lediglich gewährleistet sein, dass ein Teil des ausgesendeten Lichts zur Kamera zurückreflektiert wird.

Aufgrund meiner Tätigkeit am Fraunhofer-IMS konnte ich gesteigertes Interesse hinsichtlich Tiefenkamerachips oder -systemen bei Vertretern der Industrie aus den Bereichen Raum-/Zugangsüberwachung und Automobilzulieferer sowie -hersteller beobachten. Während die Sicherheitsbranche sowohl an Zeilensensoren als auch an Sensorarrays interessiert ist, benötigt die Automobilindustrie überwiegend Sensorarrays. Beiden Branchen ist folgendes gemeinsam. Industriell gefertigt muss die jeweilige Kamera preisgünstig zu fertigen sein. Es werden höchste Anforderungen an Langlebigkeit und Ausfallsicherheit gestellt. Weiterhin werden Kameras benötigt, die sich selbstständig kalibrieren. Vertreter anderer Branchen signalisieren ebenfalls Interesse an den Entwicklungen, verhalten sich zur Zeit jedoch noch zurückhaltend, wenn es um eigenes Engagement geht.

1.2 Inhalte dieser Arbeit

Diese Abhandlung befasst sich ausschließlich mit Tiefen- oder Abstandskameras, die auf dem in Kapitel 1.3 beschriebenen Funktionsprinzip beruhen.

Ziel der Arbeit ist es, ein möglichst umfassendes Gesamtbild eines derartigen Kamerasystems zu vermitteln. Besonderes Augenmerk wird dabei auf Systemkomponenten gelegt, die im Zusammenhang des Systems Tiefenkamera noch nicht umfassend untersucht und beschrieben wurden. Daher

wird bei Komponenten, die in einer anderen Arbeit bereits ausgiebig untersucht wurden, auf für das Verständnis des Systems überflüssige Detailbetrachtungen verzichtet und auf die jeweilige Quelle verwiesen.

Die Betrachtungen einiger Systemkomponenten wurden absichtlich ausführlicher verfasst, als dies für die Gesamtbeschreibung erforderlich wäre. Dies soll den Leser in die Lage versetzen, für ähnliche Systeme beurteilen zu können, inwieweit sich die Ergebnisse auf seine individuelle Anordnung übertragen lassen.

1.3 Akquisition von Entfernungswerten mittels indirekter Lichtlaufzeitmessung

Licht bewegt sich im Medium Luft mit konstanter Geschwindigkeit, der Lichtgeschwindigkeit $c = 2,99792458 \cdot 10^8$ m/s. Somit benötigt auch das Licht für eine zurückzulegende Strecke eine bestimmte Zeit $t = r/c$.

Gelingt es, die vom Licht benötigte Flugzeit (engl. Time of Flight) zu messen, ist diese ein Maß für die vom Licht zurückgelegte Distanz. Allerdings sind die auszuwertenden Zeiträume extrem kurz. Um eine Strecke von 10 Metern in Luft zurückzulegen, benötigt Licht $3,34 \cdot 10^{-8}$ Sekunden bzw. 33,36ns. Möchte man Entfernungsschritte von 1 cm auflösen, betragen die Laufzeitunterschiede nur noch 33,36ps.

1.3.1 Ablauf der Messung

Sollen mehrere Entfernungswerte gleichzeitig, beispielsweise als Abstandsbild (jeder Bildpunkt enthält einen Abstandswert), gemessen werden, wird für jeden Bildpunkt (engl. Pixel) eine Zeitmesseinheit benötigt. Angesichts der zu fordernden Auflösung und Genauigkeit scheidet eine direkte Zeitmessung mit einer Art „Superstoppuhr“ für preisgünstige Lösungen aus.

Aus diesem Grund schlugen zwei Erfinder, Dr. Doemens und Dr. Mengel von der Siemens AG, 1998 in ihrer Patentschrift DE 19833207A 1 [3] eine andere Vorgehensweise vor.

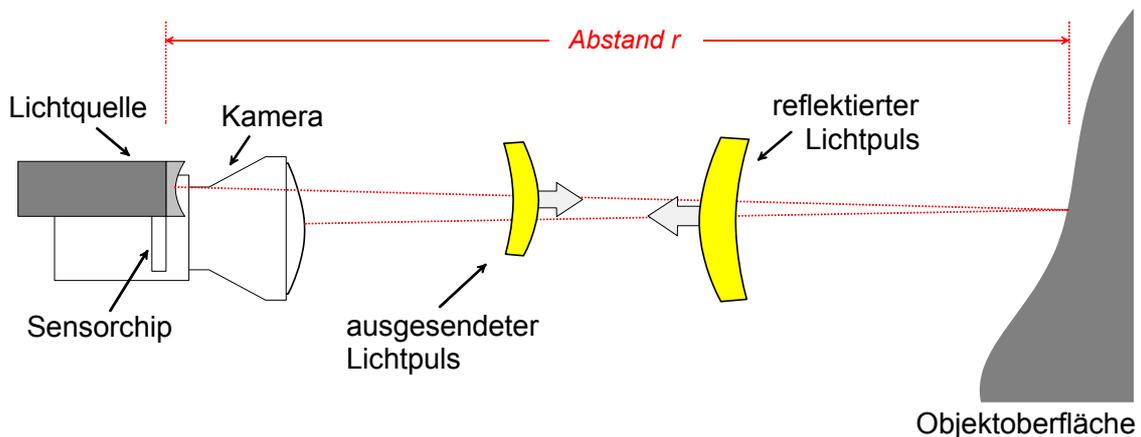


Abbildung 1.6: Prinzip der Lichtlaufzeitmessung zur Entfernungsmessung

Abbildung 1.6 verdeutlicht das Grundprinzip der Entfernungsmessung mit Hilfe der Laufzeitbestimmung von einzelnen Lichtpulsen. Eine Lichtquelle sendet einen kurzen Lichtblitz aus. Dieser wird zunächst mit Hilfe einer geeigneten Optik so weit aufgeweitet, dass die Objekte, die später im Tiefenbild erscheinen sollen, beim Auftreffen des Lichtblitzes voll ausgeleuchtet werden. Abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit dieser Objekte wird ein Teil des Lichts in Richtung Lichtquelle zurückreflektiert. In unmittelbarer Nachbarschaft zur Lichtquelle ist eine Kamera so angebracht, dass sie die reflektierten Lichtpulse mit Hilfe eines lichtempfindlichen Sensorchips registrieren kann. Die Kameraoptik sorgt dabei für eine scharfe Wiedergabe.

Ähnlich dem Objektiv eines Fotoapparats stellt das Objektiv dieser Kamera zusätzlich sicher, dass Lichtblitze aus verschiedenen Richtungen räumlich richtig auf unterschiedlichen Pixeln des Sensors abgebildet werden.

Da das Licht die doppelte Entfernung zwischen Kamera und Objektoberfläche, an der es reflektiert wird, zurücklegen muss, berechnet sich die Entfernung aus der halben benötigten Flugzeit T_0 .

$$r = \frac{T_0}{2} \cdot c \quad (1.1)$$

Bis zu dieser Stelle unterscheidet sich die Vorgehensweise, abgesehen von der Verwendung einer Kamera zur Registrierung der Lichtblitze, nicht von dem allgemeinen Ansatz der Entfernungsmessung über die benötigte Flugzeit bei konstanter Geschwindigkeit.

Es wurde weiterhin vorgeschlagen, die Flugzeit nicht direkt über eine Art Uhr, sondern indirekt über eine zeitliche Integration der Intensität innerhalb eines genau definierten Zeitfensters zu bestimmen. Schaltungstechnisch kann dies über die Integration der von einem lichtempfindlichen Bauteil, beispielsweise einer Fotodiode, „erzeugten“ Fotostrom auf einem Kondensator erfolgen. Das Zeitfenster kann über einen Schalter realisiert werden, der die Verbindung zwischen Sensorelement und Kondensator zu gegebener Zeit trennt. Am Kondensator kann anschließend die resultierende Spannung abgegriffen werden.

Ein Abgriff während der Integration ist ohne zusätzlichen schaltungstechnischen Aufwand nicht möglich, da sonst Ladungen durch den Abgriff abfließen würden und so das Ergebnis verfälschen.

Geht man davon aus, dass die gesamte Anordnung in absoluter Dunkelheit aufgebaut ist oder die erzeugten Lichtblitze wesentlich heller als die Hintergrundbeleuchtung sind, ist der zeitliche Anstieg der integrierten Spannung innerhalb des Aufnahmezeitfensters ausschließlich von der Intensität der Lichtblitze und den Reflektionseigenschaften der aufgenommenen Oberflächen abhängig.

Da der reflektierte Lichtblitz durch seine Laufzeit verzögert wurde, liegt er nicht vollständig im Aufnahmezeitfenster. Abbildung 1.7 zeigt den Verlauf der Spannung am Kondensator für zwei Objekte mit gleichen Reflektionseigenschaften in unterschiedlichen Entfernungen. Hintergrundbeleuchtung wurde nicht berücksichtigt.

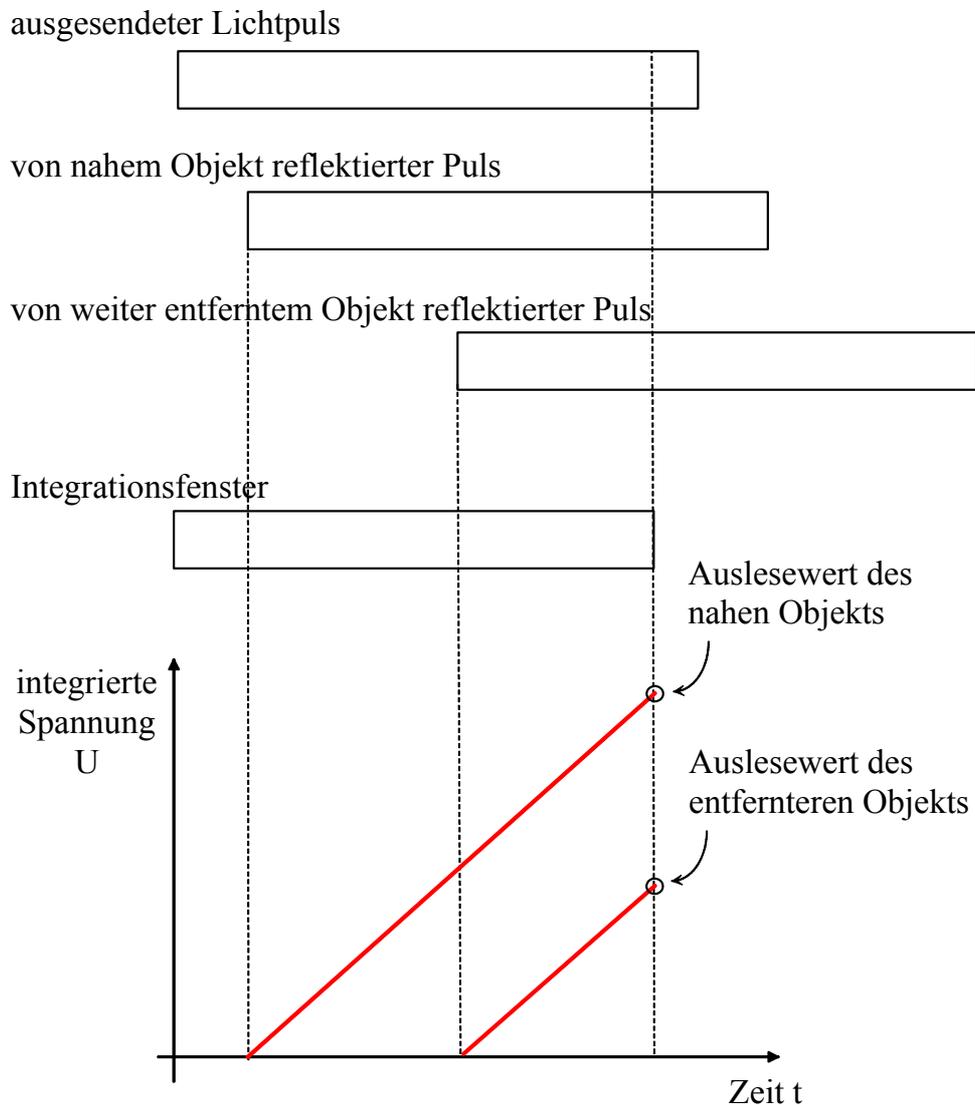


Abbildung 1.7: Integrationsspannungen für zwei gleiche Objekte in unterschiedlichen Entfernungen. Vereinfachte Darstellung ohne Hintergrundlicht und Effekte durch eine Aufweitung der Lichtpulse.

In realen Situationen ist in der Regel Hintergrundlicht, z.B. Sonne oder Raumbelichtung, vorhanden. Weiterhin weichen die Reflektionseigenschaften unterschiedlicher Oberflächen stark voneinander ab. Wie wir zuvor gesehen haben, hängt die auf einem Kondensator aufintegrierte Spannung von der Intensität der ausgesandten Lichtblitze, den Reflektionseigenschaften der Oberflächen und von der Entfernung r ab. Das gewünschte Resultat soll jedoch ausschließlich die Entfernung r widerspiegeln. Weitere Eigenschaften, wie die Empfindlichkeit des Sensorelements, kommen hin-

zu. Diese weiteren Eigenschaften können jedoch als konstanter multiplikativer Faktor berücksichtigt werden.

Um Hintergrundlicht und die Auswirkungen unterschiedlicher Oberflächen zu kompensieren, werden zusätzliche Messungen erforderlich.

Da der Verlauf der aufintegrierten Ladungen eine Gerade ist, werden zwei Messungen mit unterschiedlich langen Integrationsdauern T_1 und T_2 benötigt. Die Spannungen jeweils am Ende jedes Integrationsfensters U_1 und U_2 repräsentieren zwei Punkte auf der Geraden, aus denen man die Steigung bestimmen kann (Abbildung 1.8). In diese Steigung geht neben den Reflektionsfaktoren der Objekteigenschaften auch das Hintergrundlicht mit ein.

Um auch den Einfluss des Hintergrundlichts zu eliminieren, werden weitere Aufnahmen mit gleicher Fensterlänge, jedoch ohne ausgesendeten Lichtblitz aufgenommen. Siehe U_{D1} und U_{D2} in Abbildung 1.8. Theoretisch reicht eine weitere Aufnahme ohne künstlichen Lichtblitz aus, um das Hintergrundlicht zu bestimmen. Es hat sich jedoch gezeigt, dass aus Realisierungsgründen eine Umsetzung mit zwei Messungen U_{D1} und U_{D2} zur Unterdrückung des Hintergrundlichts für die praktische Umsetzung in CMOS-Technologie vorteilhaft ist. Die zitierte Erfindungsmeldung [3] geht von einer Messung ohne Lichtblitz aus.

Abbildung 1.8 stellt die Spannungsverläufe am Kondensator dar. Die durchgezogene Kurve stellt den Spannungsverlauf mit reflektiertem Lichtblitz dar. Die gestrichelte Gerade stellt den Verlauf ohne Lichtblitz dar. Für die Messungen mit Integrationsfenster 1 wird die Integration in den Punkten U_1 bzw. U_{D1} abgebrochen. Die Spannungen ändern sich bis zur Auslese nicht mehr.

Zur Zeit $t = 0$ wird der Lichtpuls ausgesendet. Gleichzeitig beginnt die Integration mit Fenster 1. Der reflektierte Lichtpuls trifft durch seine Flugzeit zum Objekt und zurück zum Sensorelement um T_0 verspätet ein. Vor dem Eintreffen $t < T_0$ wird ausschließlich Hintergrundlicht aufintegriert. Ab $T = T_0$ kommt der reflektierte Lichtpuls hinzu. Die erste Messung endet zum Zeitpunkt T_1 . U_1 kann ausgelesen werden.

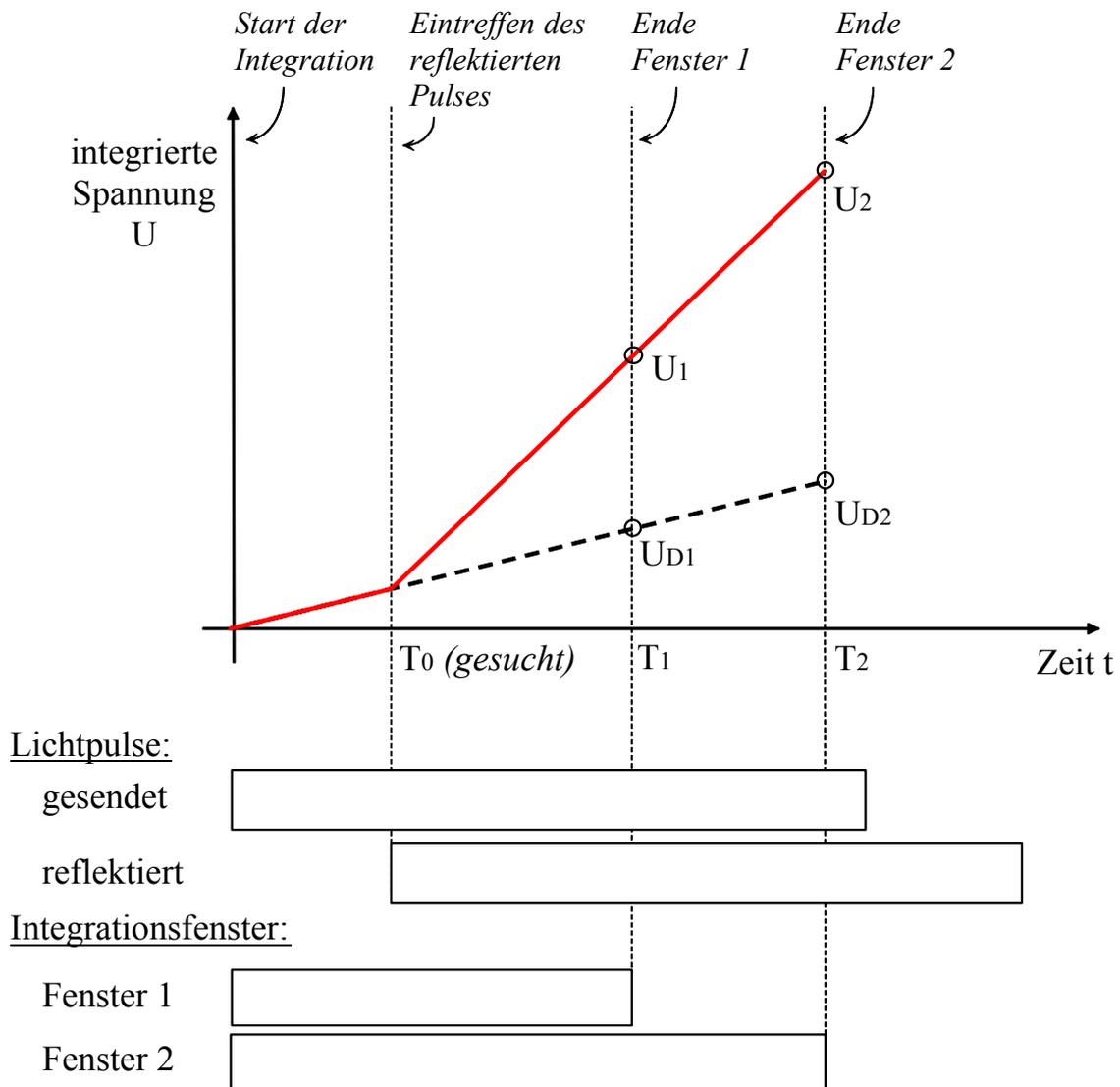


Abbildung 1.8: Patentiertes Verfahren zur Distanzmessung

Der gesamte Vorgang wiederholt sich nun mit dem Integrationsfenster 2. Nach $t \geq T_2$ kann U_2 ausgelesen werden.

Zwei weitere Messungen mit den Integrationsfenstern 1 bzw. 2 werden, ohne einen Lichtpuls auszusenden, durchgeführt.

Da die Steigung nun ausschließlich vom Hintergrundlicht abhängt, ergibt sich die gestrichelte Gerade mit den auszuwertenden Spannungen U_{D1} für Integrationsfenster 1 bzw. U_{D2} mit Fenster 2.

Aus dem Schnittpunkt der Geraden in Abbildung 1.8 kann T_0 berechnet werden.

Selbstverständlich kann die Reihenfolge der Einzelmessungen für U_1 , U_2 , U_{D1} und U_{D2} variiert werden.

Damit eine fehlerfreie Auswertung mit den nachfolgenden Gleichungen möglich ist, muss der Laserpuls mindestens so lang, wie das längere zweite Integrationsfenster sein.

1.3.2 Mathematische Rekonstruktion der Tiefenwerte

Führt man 2 Hilfsgrößen ein, die als hintergrundlichtbereinigte Werte für U_1 und U_2 zu interpretieren sind, so vereinfacht sich die Darstellung erheblich. Mit

$$U'_1 = U_1 - U_{D1} \text{ und } U'_2 = U_2 - U_{D2} \quad (1.2)$$

vereinfacht sich die Darstellung aus Abbildung 1.8 zu einer einzigen Geraden (siehe Abbildung 1.9).

Der Schnittpunkt der Verläufe mit und ohne ausgesandtem Lichtblitz aus Abbildung 1.8 wird in Abbildung 1.9 zum Schnittpunkt mit der Zeitachse.

Die Steigung der Geraden kann aus den Koordinaten (T_1, U'_1) und (T_2, U'_2) berechnet werden

$$\frac{dU'}{dt} = \frac{\Delta U'}{\Delta t} = \frac{U'_2 - U'_1}{T_2 - T_1} = \frac{(U_2 - U_{D2}) - (U_1 - U_{D1})}{T_2 - T_1} \quad (1.3)$$

Die Gerade lässt sich durch einen Punkt – hier (T_2, U'_2) – und die Steigung vollständig beschreiben.

$$\begin{aligned} U(t) &= U'_2 - (T_2 - t) \cdot \frac{\Delta U'}{\Delta t} \\ &= U'_2 - (T_2 - t) \cdot \frac{U'_2 - U'_1}{T_2 - T_1} \end{aligned} \quad (1.4)$$

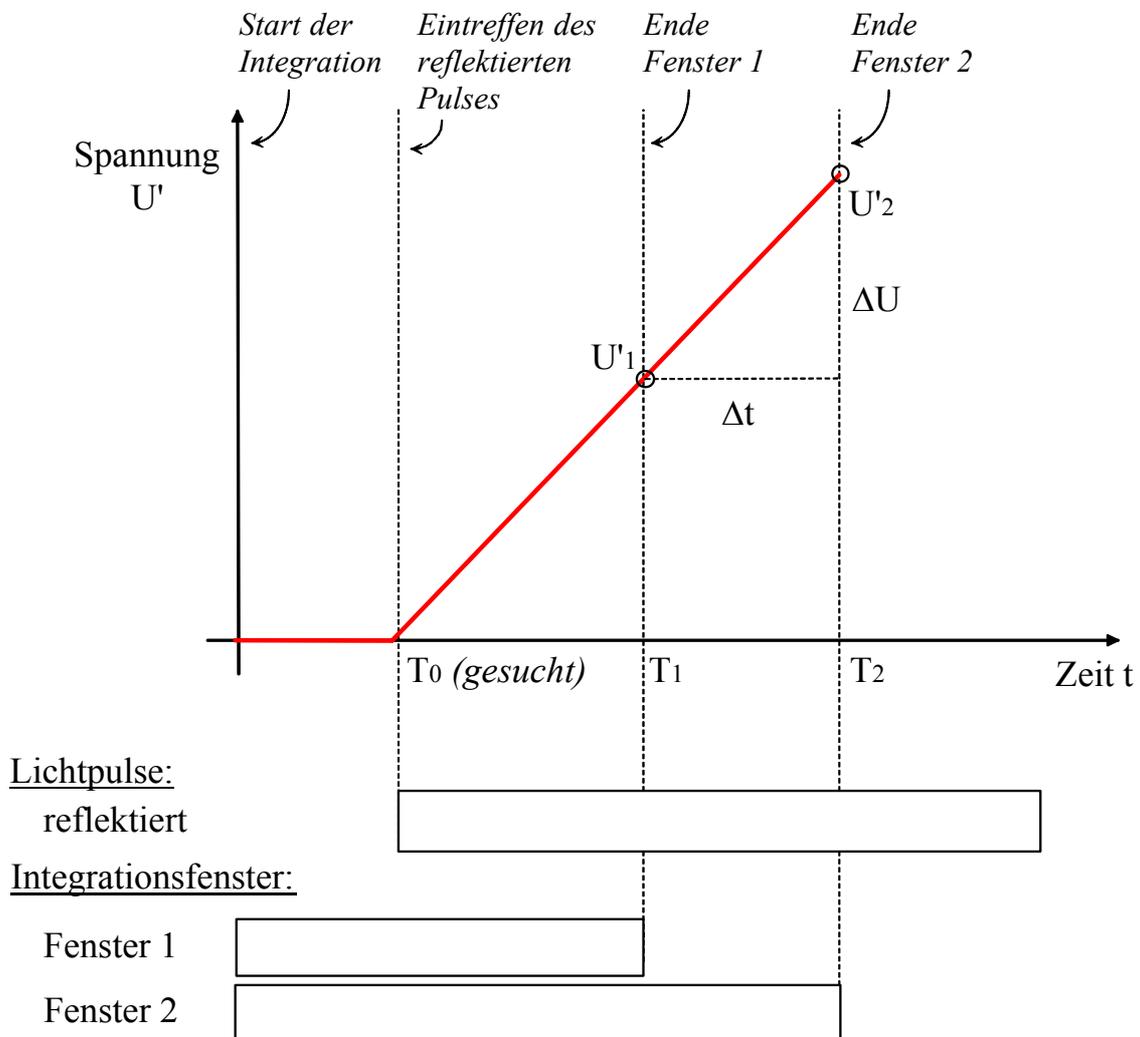


Abbildung 1.9: Vereinfachter Zusammenhang durch Hilfsgrößen U'_1 und U'_2 .

Der Schnittpunkt mit der t -Achse ergibt sich aus der Bedingung

$$U(T_0) = 0 \quad (1.5)$$

Setzt man diese Bedingung in Gleichung (1.4.) ein, so lässt sich T_0 durch Umformung ermitteln.

$$\begin{aligned}U(T_0) = 0 &= U'_2 - (T_2 - T_0) \cdot \frac{U'_2 - U'_1}{T_2 - T_1} \\ \Rightarrow \quad U'_2 &= (T_2 - T_0) \cdot \frac{U'_2 - U'_1}{T_2 - T_1} \\ \Leftrightarrow \quad T_2 - T_0 &= U'_2 \cdot \frac{T_2 - T_1}{U'_2 - U'_1} \\ \Leftrightarrow \quad T_0 &= T_2 - U'_2 \frac{T_2 - T_1}{U'_2 - U'_1}\end{aligned}\tag{1.6}$$

Durch die Verknüpfung zwischen Weg und benötigter Zeit – Gleichung (1.1) – und über die Lichtgeschwindigkeit lässt sich somit die einfache Entfernung zum Objekt, an dem das Licht reflektiert wurde, ermitteln.

$$r = \frac{1}{2} T_0 \cdot c = \frac{c}{2} \left[T_2 - (T_2 - T_1) \frac{U'_2}{U'_2 - U'_1} \right]\tag{1.7}$$

1.3.3 Grenzen dieses Verfahrens

Bei der Berechnung der Abstandswerte in Kapitel 1.3.2. wurde davon ausgegangen, dass das Hintergrundlicht während der gesamten Integrationsdauer konstant ist. Diese Annahme ist in der Regel zulässig, da die Integrationszeiträume aufgrund der hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts extrem kurz sind. Dennoch könnte theoretisch ein externer Lichtblitz während der Integration das Ergebnis verfälschen.

Dieses Aufnahmeverfahren wertet reflektierte Lichtpulse aus. Nur sehr kleine Anteile des ausgesendeten Lichts werden in der Regel zum Sensorchip zurückreflektiert. Ohne detektierbare reflektierte Lichtpulse ist keine Abstandsauswertung möglich. Dies ist dann der Fall, wenn keine Reflexion stattfindet, weil sich dort kein Objekt befindet, oder wenn durch die Eigenschaften der Oberfläche eines Objekts kein Licht zur Ursprungsrichtung zurückgeworfen wird. Erreicht nur so wenig Licht das Sensorelement, dass seine Empfindlichkeit nicht ausreicht, um es zu registrieren, kann dieses natürlich ebenfalls nicht ausgewertet werden.

Da die Integrationsfenster stets zeitlich limitiert sind, ergibt sich zwangsläufig eine hintere Abstandsgrenze, ab der keine Abstandsauswirkung mehr möglich ist. Dies ist ab der Entfernung der Fall, ab der ein reflektierter Puls erst nach dem Ende des Integrationsfensters T_I eintreffen würde.

$$r_{max} = \frac{T_I}{2} \cdot c \quad (1.8)$$

2 Überblick über optische Maßeinheiten und Begriffe

In den folgenden Kapiteln wird deutlich werden, wie wichtig optische Komponenten für das Kamerasystem sind. Daher soll hier eine kurze Einführung zu den wichtigsten Begriffen und Maßeinheiten gegeben werden.

2.1 Spektralbereiche

Unter optischer Strahlung versteht man einen Teilbereich der elektromagnetischen Strahlung. Es handelt sich um den Wellenlängenbereich zwischen 100nm und 1000 μ m. Der Wellenlängenbereich zwischen 380nm und 780nm ist der für den Menschen sichtbare Bereich des optischen Spektrums (Licht). Diese scharfen Grenzen werden in der DIN-Norm 5031 Teil 7 festgelegt [15]. Allerdings variiert das Wahrnehmungsvermögen eines jeden Menschen. Strahlung kürzerer Wellenlänge nennt man ultraviolettes Licht (UV). Längere Wellenlänge werden als Infrarot (IR) früher auch als Ultrarot bezeichnet. Tabelle 2.1 listet die Spektralbereiche nach Wellenlängen auf. Teilweise existieren mehrere unterschiedliche Bezeichnungssysteme gleichberechtigt nebeneinander.

Wellenlänge λ in nm	Bezeichnung	Abkürzungen
100 – 200	Vakuum-Ultraviolett	UV-C ; VUV
200 – 280	Fernes Ultraviolett	UV-C ; FUV
280 – 315	Mittleres Ultraviolett	UV-B
315 – 380	Nahes Ultraviolett	UV-A
380 – 780	Licht, sichtbare Strahlung	VIS
780 – 1.400	Nahes Infrarot (A)	NIR; IR-A
1.400 – 3.000	Nahes Infrarot (B)	NIR; IR-B
3.000 – 50.000	Mittleres Infrarot	MIR; IR-C
50.000 – 10^6	Fernes Infrarot	FIR; IR-C

Tabelle 2.1: Einteilung optischer Strahlung in Spektralbereiche

2.2 Einheitensysteme

2.2.1 Strahlungsphysikalische Größen

Für die Beschreibung optischer Größen haben sich zwei unterschiedliche Einheitensysteme durchgesetzt. Strahlungsphysikalische Größen, die auch als radiometrische oder energetische Größen bezeichnet werden, sind in Teil 1 der DIN5031 festgeschrieben. Dieses Maßsystem beschreibt die optischen Größen physikalisch exakt gemäß ihrer spektralen Zusammensetzung. Tabelle 2.2 soll einen Überblick über die wichtigsten radiometrischen Größen vermitteln. Eine ausführlichere Auflistung kann Teil 1 der DIN5031 entnommen werden.

Strahlungsenergie Q

Unter Strahlungsenergie Q versteht man Energie, die sich in Form elektromagnetischer Wellen ausbreitet. Sie setzt sich aus der Summe aller in ihr erhaltenen spektralen Anteile Q_λ zusammen. Q_λ wird als spektrale Dichte der Strahlungsenergie bezeichnet.

Strahlungsleistung Φ

Die Strahlungsleistung Φ oder P beschreibt die Strahlungsenergie dQ die im Zeitraum dt transportiert wird.

Bezeichnung deutsch	Bezeichnung englisch	Formelzeichen	Definition	Einheit
Strahlungsenergie	radiant energy	Q	$Q = \int Q_\lambda d\lambda$	Ws, J
Strahlungsleistung, Strahlungsfluss	radiant power, radiant flux	Φ, P	$\Phi = \frac{dQ}{dt}$	W
Bestrahlungsstärke, Leistungsdichte	irradiance	E	$E = \frac{d\Phi}{dA}$	$\frac{W}{m^2}$
Bestrahlung, Energiedichte	radiant exposure	H	$H = \int E dt = \frac{dQ}{dA}$	$\frac{Ws}{m^2}, \frac{J}{m^2}$
Strahlstärke	radiant intensity	I	$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$	$\frac{W}{sr}$
Strahldichte (Energieflussdichteverteilung)	radiance	L	$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega \cdot dA \cdot \cos \varepsilon}$	$\frac{W}{sr \cdot m^2}$

Tabelle 2.2: Übersicht über die strahlungsphysikalischen Größen

Bestrahlungsstärke E

Die Bestrahlungsstärke E ist der Quotient, der auf eine Fläche A auftreffenden Strahlungsleistung Φ und dieser Fläche. Wird der Raum zwischen Strahler und einer zu beleuchtenden Fläche beschrieben, spricht man auch von einer Leistungsdichte.

Möchte man die von der Oberfläche eines Strahlers abgestrahlte Leistungsdichte beschreiben, bildet man den Quotienten aus Strahlungsleistung und abstrahlender Fläche. Für diesen Fall hat sich der Begriff spezifische Ausstrahlung M etabliert.

$$M = \frac{d\Phi}{dA_{\text{Strahler}}} \quad ; \quad \text{Einheit: } \frac{W}{m^2} \quad (2.1)$$

Bestrahlung H

Die Bestrahlung oder Energiedichte H ist das zeitliche Integral der Bestrahlungsstärke über die Dauer des Bestrahlungsvorgangs.

Strahlstärke I

Die Strahlstärke I beschreibt den Teil der Strahlungsleistung Φ , die in eine Richtung innerhalb eines Raumwinkels Ω abgestrahlt wird. Sie ist als Quotient aus Strahlungsleistung und dem durchstrahlten Raumwinkel definiert.

Strahldichte L

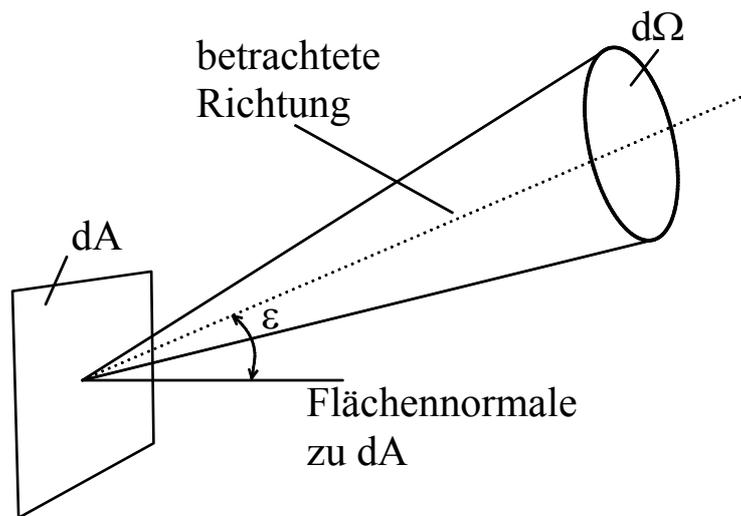


Abbildung 2.1: Geometrische Größen, die in die Strahldichte L einfließen

Die Strahldichte L normiert die Strahlungsleistung Φ nicht allein auf den durchstrahlten Raumwinkel Ω , sondern zusätzlich auf die Austrittsfläche dA bzw. auf deren Projektion auf eine Ebene senkrecht zur Richtung der Abstrahlung. Abbildung 2.1 gibt die geometrischen Größen schematisch wieder.

2.2.2 Lichttechnische Größen

Das zweite gebräuchliche Maßsystem wird durch die fotometrischen oder lichttechnische Größen gebildet. Bei ihnen steht anstelle der physikalisch korrekten Beschreibung der Strahlung ihre Wirkung auf einen spezifischen Empfänger, beispielweise das menschliche Auge oder ein Halbleiterdetektor, im Vordergrund. Einen ebenfalls vereinfachten Überblick liefert Tabelle 2.3. Sie werden in Teil 3 der DIN5031 genormt.

Bezeichnung deutsch	Bezeichnung englisch	Formelzeichen	Definition	Einheit
Lichtmenge	quantity of light	Q	$Q = K_m \int Q_{e\lambda} V(\lambda) d\lambda$	$lm \cdot s$
Lichtstrom	luminous flux	Φ	$\Phi = \frac{dQ}{dt}$	lm „Lumen“
Beleuchtungsstärke	illuminance	E	$E = \frac{d\Phi}{dA}$	$lx = \frac{lm}{m^2}$ „Lux“
Belichtung	luminous exposure, light exposure	H	$H = \int E dt$	$lx \cdot s$
Lichtstärke	luminous intensity	I	$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$	$cd = \frac{lm}{sr}$ „Candela“
Leuchtdichte	luminance	L	$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega \cdot dA \cdot \cos \varepsilon}$	$\frac{cd}{m^2}$

Tabelle 2.3: Überblick über die lichttechnischen Größen

Vergleicht man Tabelle 2.3 mit Tabelle 2.2, fällt zunächst lediglich eine unterschiedliche Definition der jeweiligen Energiegrößen Q auf. Bei der Lichtmenge („photonisches System“) treten zwei weitere Faktoren auf.

$V(\lambda)$ beschreibt die Empfindlichkeit des menschlichen Auges am Tage („fotopisches Sehen“). Da diese Funktion per Definition auf ihr Maximum normiert wurde, muss sie mit dem konstanten Faktor K_m für Tagsehen angepasst werden. Da sich die Empfindlichkeit des Auges bei Nacht verschiebt, müssen $V(\lambda)$ und K_m nachts durch $V'(\lambda)$ und K'_m ersetzt werden. Die Funktionen $V(\lambda)$, $V'(\lambda)$ und die zugehörigen multiplikativen Konstanten K_m bzw. K'_m werden in der DIN-Norm 5031 ebenfalls verbindlich festgelegt. Im weiteren Verlauf der Modellierung werden ausschließlich die radiometrischen Größen Anwendung finden.

2.3 Der Begriff „Lichtquelle“

Grob kann man Lichtquellen zunächst in zwei Hauptgruppen unterteilen: direkte und indirekte Lichtquellen.

Direkte Lichtquellen strahlen Licht ab, das in der Quelle selbst erzeugt wird. Zu dieser Gruppe gehören Lampen unterschiedlichster Ausführungen, Leuchtdioden, Laser oder die Sonne. Diese können nach spektraler Zusammensetzung des ausgesendeten Lichts, der ausgesendeten Energie, dem Wirkungsgrad oder der Form der geometrischen Ausbreitung des Lichts unterschieden werden.

Indirekte Lichtquellen erzeugen selbst keine sichtbare elektromagnetische Strahlung. Werden jedoch Oberflächen mit vollständig oder teilweise reflektierenden Eigenschaften von einer anderen Lichtquelle angestrahlt, so werfen sie einen Teil dieses Lichts zurück. Sie senden für einen Beobachter Licht aus. Sämtliche Objekte, die wir sehen können, jedoch keine optische Strahlung erzeugen, gehören zu dieser Gruppe. Je nach Oberflächenbeschaffenheit wird das Licht unterschiedlich reflektiert. Da Energie nicht verloren gehen kann, werden Anteile des Lichts, die nicht reflektiert werden, entweder absorbiert, in eine andere Energieform – z.B. Wärme – umgewandelt oder hindurchgelassen (transmittiert).

Indirekte Strahler werden in Kapitel 3.4 „Objektoberflächen“ genauer betrachtet.

3 Die Komponenten des Systems Tiefenkamera

3.1 Überblick über das Zusammenspiel der Einzelkomponenten (Systemaufbau)

Die prinzipielle Vorgehensweise zur Gewinnung von Tiefenwerten mit Hilfe der indirekten Lichtflugzeitmessung wurde bereits in Kapitel 1.3 vorgestellt. Nun soll der Aufbau eines solchen Systems modellhaft untersucht werden. Dabei soll auch auf unerwünschte störende Einflüsse auf das Ergebnis eingegangen werden. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Übersicht über das Modell der Tiefenkamera. In gradlinig waagerecht durchgehendem Pfad finden wir die in Kapitel 1.3 erwähnten Komponenten wieder. Die Lichtquelle sendet zu einem definierten Zeitpunkt einen Lichtpuls aus. Dieser ist so aufgeweitet, dass sämtliche Objektoberflächen, die abgebildet werden sollen, kurzzeitig ausgeleuchtet werden. Bis zu einer Objektoberfläche muss ein bestimmter Weg im Medium Luft zurückgelegt werden. Hierfür benötigt das Licht eine zur Entfernung proportionale Zeit. In Sonderfällen sind andere Übertragungsmedien denkbar. Dann muss für den Proportionalitätsfaktor Lichtgeschwindigkeit der Wert für das entsprechende Medium verwendet werden. Falls die Lichtquelle unmittelbar neben der Kamera mit dem Sensorchip montiert ist, ist die halbe zurückgelegte Entfernung unsere gesuchte Größe.

An den Oberflächen der angestrahlten Objekte wird ein Teil des Lichts reflektiert. Nur ein Bruchteil dieses reflektierten Lichts erreicht die Kameraoptik. Dabei muss das Licht erneuert die Übertragungsstrecke Luft passieren. Die Kameraoptik bildet das Licht auf den Pixeln des Sensorchips

ab. Im Sensor erfolgt die Aufintegration des durch den Lichteinfall auf den Sensorelementen der einzelnen Pixel beeinflussten Fotostromes. Die analogen Spannungen müssen zur weiteren Auswertung zunächst digitalisiert werden. Die Abfolge der Einzelmessungen und deren Auswertung wurde in Kapitel 1.3.1 beschrieben.

Um korrekte Ergebnisse zu erhalten, ist der zeitliche Ablauf entscheidend. Passen Aufnahmezeitpunkt und Zeitpunkt der Aussendung der Pulse nicht zusammen, erhält man ein verfälschtes oder noch wahrscheinlicher gar kein Ergebnis. Zur Synchronisation ist daher eine präzise Ablaufsteuerung erforderlich.

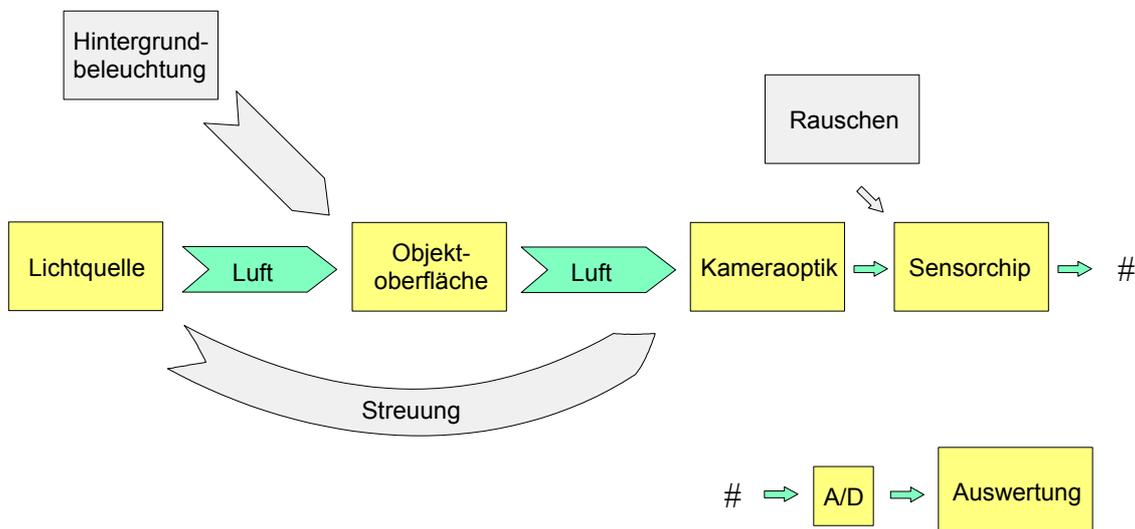


Abbildung 3.1: Schematisches Modell einer Tiefenkamera

Neben diesem gewünschten Pfad wirken jedoch einige störende Faktoren auf das Ergebnis ein.

Anteile der ausgesendeten Lichtpulse können unter ungünstigen Umständen auf anderen Wegen als über Reflexion an der abzubildenden Objekt-oberfläche den Sensorchip erreichen. Das wäre beispielsweise bei Nebel der Fall. Durch die Ablenkung an den fein verteilten Wassertropfen verschwimmen die Konturen, bis die Abbildung im Extremfall völlig in einer nahezu gleichmäßig hellen Fläche untergeht. Führt man die Aufnahmen nicht in absoluter Dunkelheit durch, so fällt zusätzlich Licht in die Kameraoptik ein. Im Normalfall wird fast immer Umgebungslicht vorhanden

sein. Nimmt man nicht direkt die Lichtquelle (direkte Lichtquelle) auf, so gelangt auch das Umgebungslicht über Reflexionen an Gegenständen zur Kamera.

Jede Elektronik weist Rauschen auf. Dies gilt selbstverständlich auch für den Sensorchip und die restliche Kameraelektronik. Selbst der Einfall des Lichts sowohl der für Messung ausgesendeter Pulse als auch das Hintergrundlicht erfolgt nicht kontinuierlich auf die lichtempfindlichen Regionen des Sensors. Weitere Ungenauigkeiten entstehen durch die Quantisierung der Werte bei der Analog-Digital-Wandlung.

3.2 Konventionen für die Benennung geometrischer Größen im weiteren Verlauf der Modellierung

In den folgenden Abschnitten werden wir es mit zahlreichen geometrischen Größen zu tun haben. Um eine bessere Orientierung zu ermöglichen, sollen vorab einige Konventionen für die verwendeten Formelzeichen definiert werden.

In Betrachtungen allgemein gültiger Gesetzmäßigkeiten ohne besonderen Bezug auf Winkel des angestrebten Gesamtmodells werden Winkel in der Regel mit ε , ε_1 und ε_2 usw. bezeichnet. Werden spezielle Winkel unseres Modells eingesetzt, wird α als Formelzeichen verwendet. Für Strecken wird bei allgemeingültigen Formeln r für vorzeichenlose Abstände oder weitere Buchstaben, die in den einzelnen Abschnitten erläutert werden, verwendet. Kamera-Objektstände werden im Modell ebenfalls mit r bezeichnet. x und y bleiben für Koordinaten der Bildebene reserviert. Dabei steht eine „ r -Entfernung“ nicht zwangsläufig senkrecht auf der durch die x - und y -Richtungen aufgespannten Ebenen.

Abbildung 3.2 dient als Übersicht über die wichtigsten geometrischen Größen. Pulslichtquelle (oben links) und Kamera (unten links) sollen bei der angenommenen Anordnung unmittelbar benachbart sein. Die Aufteilung in zwei Bildhälften (oben und unten) erfolgt lediglich aus Gründen der Übersichtlichkeit. In die Bildhälften wurde jeweils ein Strahlenbündel eingezeichnet, das einen Bereich der Objektoberfläche (rechts) auf ein Pixel des Sensorchips abbildet. Für die Bestrahlung dieses Pixels ist ausschließlich der Anteil der Beleuchtung relevant, der den besagten Bereich der Objekt-

oberfläche ausleuchtet. Aufgrund der gleichen Position (Näherung!) von Lichtquelle und Kamera sind somit beide dargestellten Strahlenbündel identisch.

In der oberen Bildhälfte sind die Winkel bezeichnet. Ω bezeichnet die Winkelöffnung, unter der Licht den betrachteten Pixeln zugeordnet wird. α_1 symbolisiert den Winkel zur Flächennormalen der Bildebene, unter dem das betrachtete Objektflächenelement gesehen wird. α_2 beschreibt die Neigung der Objektoberfläche an der betrachteten Stelle, bezogen auf die Einfallrichtung des Lichts.

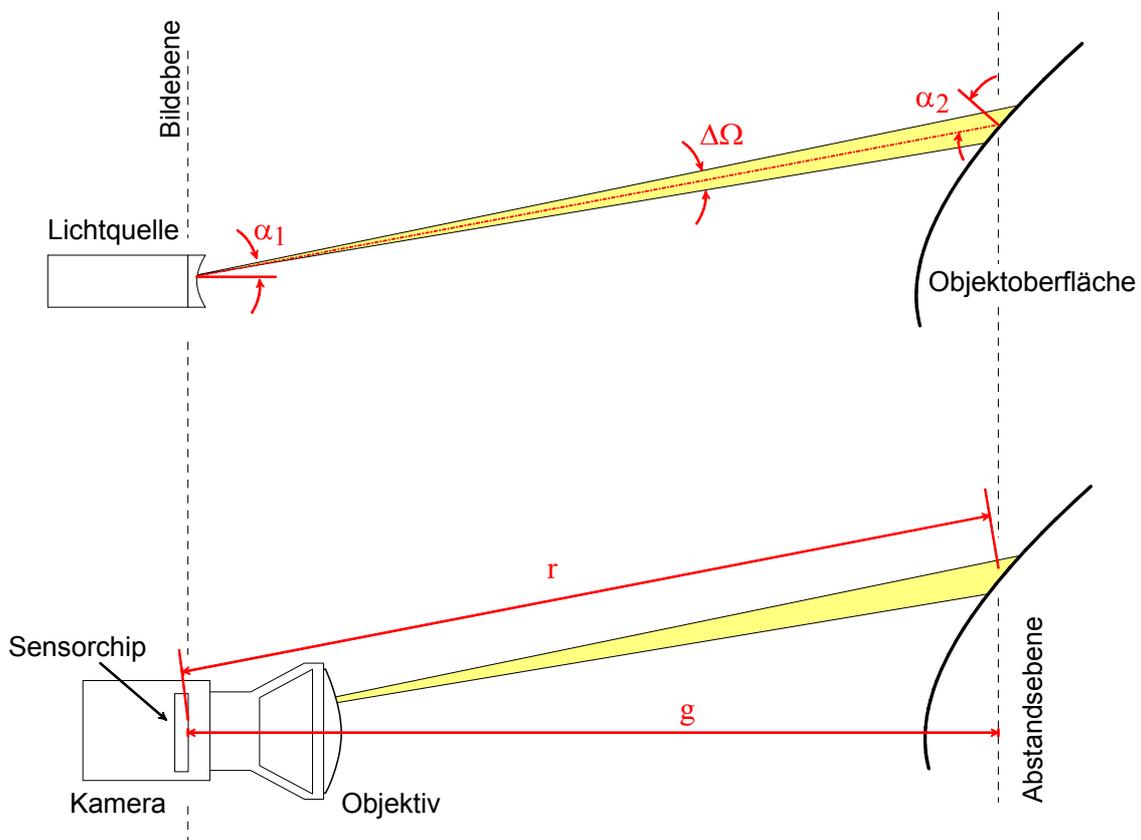


Abbildung 3.2: Übersicht über die wichtigsten für die Systemmodellierung verwendeten geometrischen Größen und deren Bezeichnung

In der unteren Bildhälfte sind zwei Abstandsdarstellungen für dasselbe Oberflächenelement eingezeichnet.

r bezeichnet den kürzesten Abstand zwischen Bildebene und der Abstandsebene, auf der das betreffende Oberflächenelement liegt. Gewertet wird der Flächenmittelpunkt. g beschreibt den Abstand des Oberflächenelements von der Bildebene.

Bei der Darstellung wurde davon ausgegangen, dass der Kamera-Objekt-Abstand viel größer ist als die Objektivlänge. Daher kann die Ablenkung des Strahlenbündels innerhalb des Objektivs vernachlässigt werden.

3.3 Die Ausleuchtung der Szene

In diesem Abschnitt soll die Lichtquelle, die die für unser Verfahren unverzichtbaren Lichtpulse erzeugt, betrachtet werden. Dabei soll hier unter dem Begriff (Puls-)Lichtquelle sowohl die direkte Lichtquelle (siehe Kapitel 2.3), die die optische Strahlung erzeugt, wie auch die eventuell enthaltene Optik, die die Geometrie des abgestrahlten Lichts unseren Bedürfnissen anpasst, verstanden werden.

Licht kann durch unterschiedlichste Mechanismen erzeugt werden. Drei sollen exemplarisch vorgestellt werden. Temperaturstrahler emittieren Licht aufgrund der Temperatur des Materials. Vertreter dieser Gruppe sind beispielsweise Glühlampen, aber auch der menschliche Körper. Während der menschliche Körper (ca. 300K) Strahlung im für uns nicht sichtbaren Infrarotbereich aussendet, sinkt die Wellenlänge wärmerer Körper. Ab ca. 800K glüht ein metallischer Gegenstand rot („Rotglut“). Die optische Strahlung hat den sichtbaren Bereich erreicht. Das Emissionsspektrum von Temperaturstrahlern kann durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben werden. Abbildung 3.3 stellt den Verlauf der spektralen Leistungsdichte über der Wellenlänge dar.

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \cdot \frac{c_1}{\pi \cdot n^2 \cdot \lambda^5 \cdot \left(e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} - 1 \right)} \quad (3.1)$$

Verwendete Formelzeichen:

$L_\lambda(\lambda, T)$	spektrale Strahldichte des erwärmten Materials in Abhängigkeit von der Temperatur
$\varepsilon(\lambda, T)$	Emissionsgrad (Erläuterung im folgenden Text)
c_1	$= 2 \cdot \pi \cdot h \cdot c_0^2 = 3,742 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2$
c_2	$= h \cdot c_0 / k = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ Km}$
h	$= 6,6260755 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ Planksches Wirkungsquantum
k_B	$= 1,380658 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ Boltzmannsche Konstante
n	Brechzahl des Umgebungsmediums
c_0	$= 299792458 \text{ m/s}$ (Vakuumllichtgeschwindigkeit)
λ	Wellenlänge, Einheit: m
T	Temperatur, Einheit: K

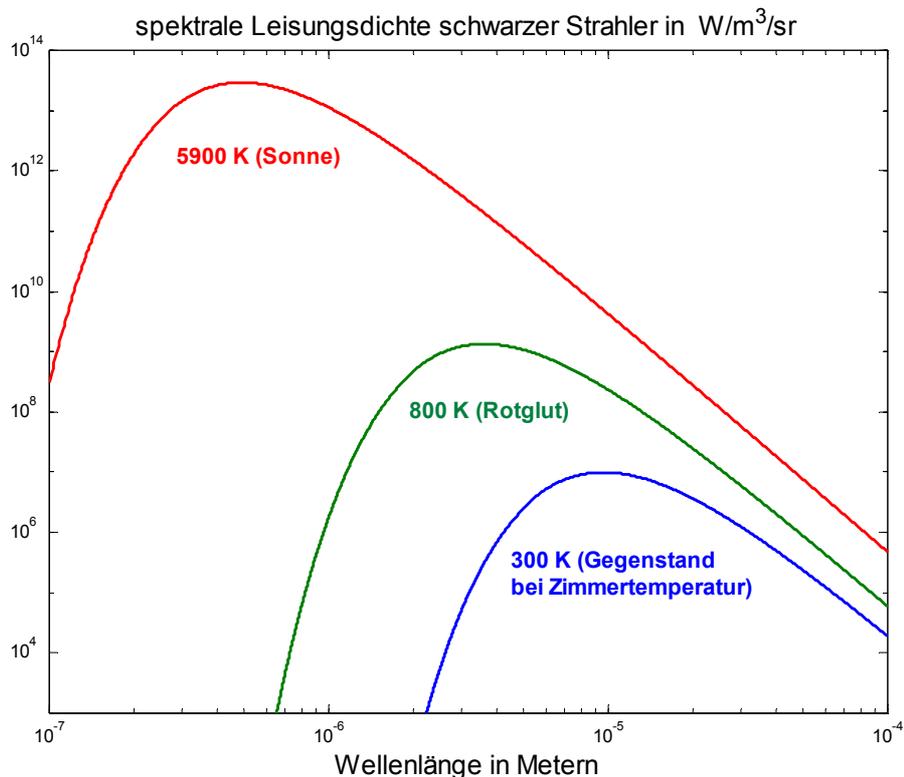


Abbildung 3.3: Spektrale Leistungsdichte schwarzer Strahler bei 300, 800 und 5900 Kelvin. Die Brechzahl des Umgebungsmediums ist 1 (Vakuum, näherungsweise auch Luft).

Gegenstände, die diesem Gesetz mit einem Emissionsgrad von $\varepsilon(\lambda, T) = 1$ für alle Wellenlängen λ genügen, werden als „schwarze Körper“ bezeichnet. Ein kleinerer Emissionsgrad bedeutet, dass ein Teil der thermischen Energie durch andere Mechanismen abgebaut wird. Erfolgt dieser Abbau über atomare oder molekulare Absorptionsphänomene, können starke Einbrüche des Emissionsgrades in schmalen Wellenlängenbereichen beobachtet werden. Dies ist beispielsweise bei dem Licht unserer Sonne der Fall, nachdem es die Atmosphäre der Erde passiert hat (siehe Abbildung 3.4).

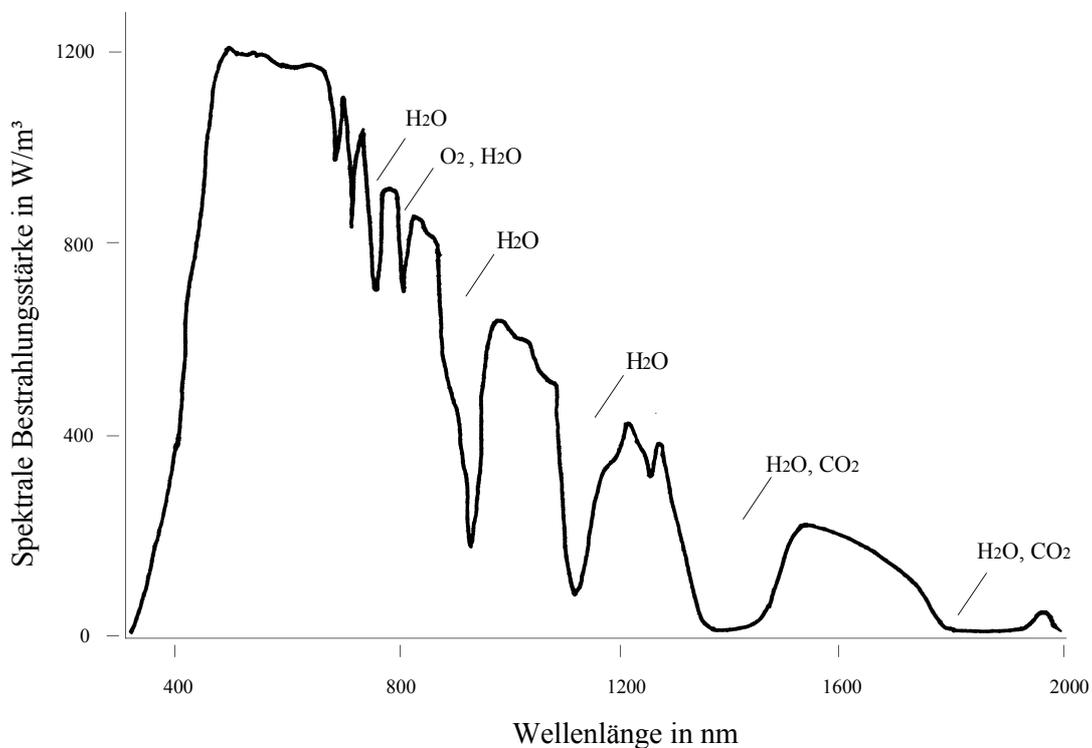


Abbildung 3.4: Auf der Erde messbare spektrale Bestrahlungsstärke der Sonne. Die Sonne wird unter einem Winkel von 45° über dem Horizont gesehen. Bei anderen Betrachtungswinkeln ändert sich die Kurve aufgrund des geänderten Weges durch unsere Atmosphäre. Die wichtigsten spektralen Einbrüche sind durch die sie verursachenden Elemente gekennzeichnet.

Eine zweite Gruppe bilden angeregte Gase. Typische Vertreter sind beispielsweise Neonröhren oder Energiesparlampen. Dieser Mechanismus lässt sich am anschaulichsten mit Hilfe des Bohrschen Atommodells beschreiben. Das Modell beschreibt die Atome der im Gas nahezu frei beweglichen Moleküle (bei einigen Gasen Einzelatome) als einen Atomkern, um den sich eine bestimmte Anzahl von Elektronen auf diskreten Bahnen bewegt (Abbildung 3.5). Die Bahnen entsprechen unterschiedlichen Energiezuständen der Elektronen. Ein dauerhafter Aufenthalt zwischen diesen Bahnen ist nicht möglich. Elektronen auf vom Kern weiter entfernten Bahnen entsprechen einem energetisch höheren Zustand als kernnah kreisende Elektronen.

Wird dem Atom zusätzlich Energie von außen zugeführt, kann ein Elektron seine angestammte Bahn verlassen und auf eine energetisch höhere Umlaufbahn gelangen. Die zugeführte Energie E entspricht dabei genau der Differenz der Energiezustände beider Bahnen.

$$E_{\text{zugeführt}} = E_{n+1} - E_n \quad (3.2)$$

Das Elektron, das sich nun auf der energetisch höheren Umlaufbahn befindet, wird spontan wieder in seine angestammte Umlaufbahn wechseln. Die zuvor zugeführte Energie wird dabei wieder als elektromagnetische Strahlung abgegeben.

$$E_{n+1} - E_n = h \cdot f \quad (3.3)$$

Die Wellenlänge des ausgesendeten Lichts $\lambda = c/f$ ist abhängig von der Differenz der Energiezustände beider Bahnen. Anders ausgedrückt: Sie hängt von der Art der beteiligten Atome ab. Werden Elektronen in Moleküle angeregt, treten weitere Effekte auf, die zu einer Verschiebung der Wellenlänge führen können. Das Licht, das von angeregten Gasen emittiert wird, ist durch schmale spektrale Bereiche gekennzeichnet, in denen der Großteil der Strahlung abgegeben wird. Es ist extrem von den im Gas enthaltenen chemischen Elementen abhängig.

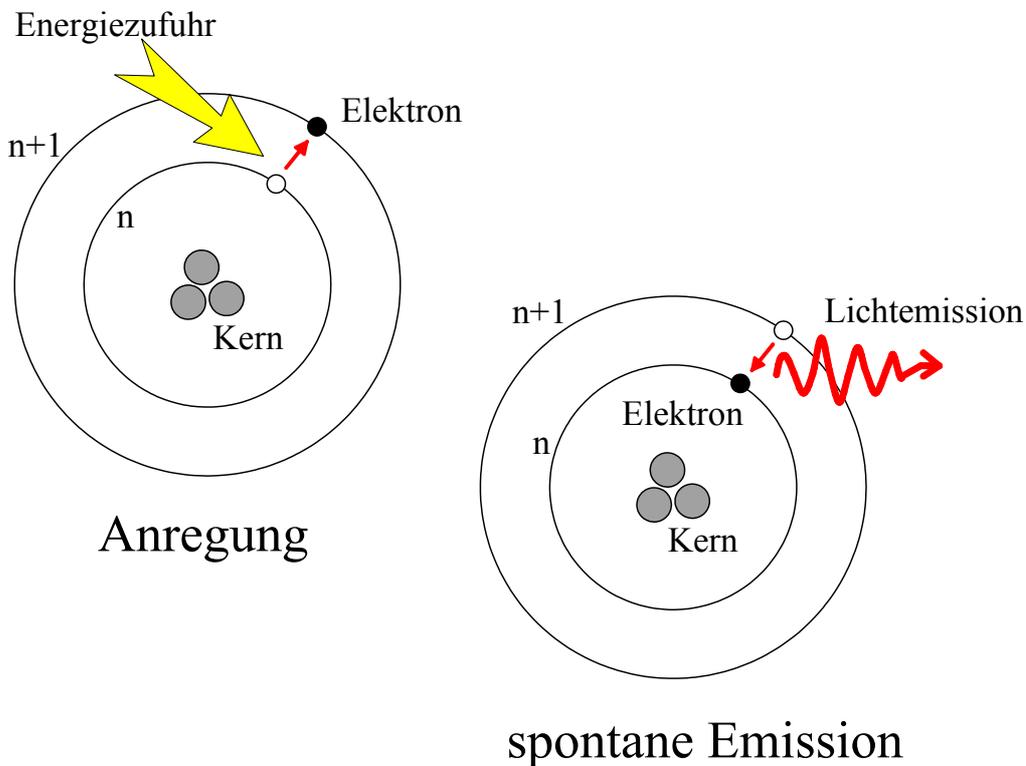


Abbildung 3.5: Anregung und spontane Lichtemission bei leuchtfähigen Gasen

Laserlicht wird ebenfalls – ähnlich wie leuchtfähige Gase – durch die Anregung von Elektronen erzeugt. Der Begriff „Laser“ wird aus den Anfangsbuchstaben von „Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation“ (Lichtverstärkung durch stimulierte Aussendung der Strahlung) zusammengesetzt. Wie dieser Begriff bereits andeutet, erfolgt die Abstrahlung nicht spontan (ohne äußere Beeinflussung), sondern durch äußere Anregung. Auch der physikalische Aggregatzustand des angeregten Mediums ist bei Lasern nicht allein auf Gase beschränkt. Neben Gas- und Feststofflasern werden sogar Flüssigkeitslaser eingesetzt. Mittlerweile existiert eine unüberschaubar große Anzahl von Lasertypen, die den gesamten optischen Spektralbereich vom Ultraviolett (UV) bis zum fernen Infrarot (IR) abdecken. Entsprechend groß ist die Anzahl der Eigenheiten des Emissionsprozesses unterschiedlicher Lasertypen.

Grundlegend ist für alle Laser der Vorgang der stimulierten Emission (auch als „induzierte Emission“ bezeichnet). Ein Elektron, das zuvor angeregt wurde, befindet sich wiederum auf einem erhöhten Energieniveau. Anders

als bei dem spontanen Rücksprung auf seine angestammte Umlaufbahn (angeregte Gase) wird der Rücksprung bei Lasern durch das Auftreffen einer elektromagnetischen Strahlung (Licht) stimuliert. Die daraufhin emittierte Strahlung hat aufgrund der äußeren Anregung dieselbe Ausbreitungs-, Schwingungsrichtung und Wellenlänge wie die angeregte Strahlung. Dadurch führt dieser Vorgang zu einer Verstärkung der anregenden elektromagnetischen Welle.

Laserstrahlung unterscheidet sich somit in drei wesentlichen Eigenschaften von konventionellen Strahlungsquellen. Dies sind:

- Kohärenz,
- Monochromie und
- geringe Divergenz der Strahlenbündel.

Letztere muss jedoch für Laserdioden relativiert werden. Laserdioden strahlen ihr Licht als divergentes Strahlenbündel ab.

Kohärenz

Strahlung wird als kohärent bezeichnet, wenn eine feste Phasenbeziehung zwischen den Wellen eines Lichtbündels besteht. Das bedeutet, alle Einzelwellen an einem Ort weisen zu einem Zeitpunkt einen Wellenberg auf, wenn dies auch nur für eine einzelne Einzelwelle zu dieser Zeit am besagten Ort der Fall ist. Kohärenz ist eine Grundvoraussetzung, damit Strahlung interferenzfähig ist. Weil in der Natur alles äußeren Störungen unterliegt (nichts ewig dauert), kann auch die Phasenbeziehung des Lichts nicht für alle Zeit aufrecht erhalten bleiben. Nach der Kohärenzzeit t_k geht sie verloren. Häufig wird auch die Kohärenzlänge der Strahlung

$$l_k = c \cdot t_k, \quad c = \text{Lichtgeschwindigkeit} \quad (3.4)$$

als Maß für die Kohärenz verwendet.

Lichtquellen, die auf spontaner Emission von Licht basieren, geben inkohärentes Licht ab, da die Zeitpunkte der Entstehung und damit auch die Phasenlage der Einzelwellen zufällig verteilt sind.

Monochromie

Strahlung nennt man monochromatisch, wenn der abgestrahlte Frequenzbereich Δf klein gegenüber der Frequenz f der Strahlung ist. Durch die induzierte Emission der Laserstrahlung und die Abhängigkeit der Wellenlänge von schmalen Energieniveaus der Elektronen ist die Frequenzbreite Δf von Lasern schmäler als die von konventionellen Lichtquellen. Einige Laser geben Strahlung mehrerer Wellenlängen ab. Bei sehr kurzen Laserpulsen verbreitern sich die Linien des Strahlungsspektrums aufgrund der zeitlichen Limitierung der Wellen.

Divergenz

Während konventionelle Lichtquellen, als Beispiel soll eine Glühbirne dienen, Licht ungerichtet zu allen Seiten abgeben, treten aus Lasern in der Regel nahezu parallele Strahlenbündel aus. Ein gut gebündelter Laserstrahl bleibt in seinem Durchmesser auch über weite Entfernungen nahezu konstant. Die Aufweitung eines Lichtstrahls wird als Winkel angegeben, mit dem sich ein Lichtkegel öffnet. Man denke an den Lichtkegel einer Taschenlampe. Wie bereits zuvor erwähnt, strahlen Laserdioden oder Diodenstacks, die aus mehreren einzelnen Laserdioden aufgebaut sind, ein zwar gerichtetes, jedoch divergentes Strahlenbündel ab. Durch den Aufbau einer Laserdiode bedingt, erscheint ein auf einen ebenen Schirm projizierter Strahl eines Diodenlasers oval. Bei Laserdioden wird daher die Divergenz durch Angaben für beide Hauptachsen des ovalen Querschnitts des Strahlenbündels angegeben. Die Angaben der Divergenzwinkel beziehen sich jeweils auf die Winkelöffnung zwischen der Mitte des Bündels und einem Punkt auf der jeweiligen Hauptachse der Ellipse α_v bzw. α_h in Abbildung 3.6, an dem noch 10% des Maximums abgestrahlt werden.

Da wir für unser Aufnahmeverfahren eine schnell schaltbare Lichtquelle zur Erzeugung der Lichtpulse benötigen, scheiden Temperaturstrahler und Lichtquellen, die auf der Anregung von Gasen basieren, aus. Sowohl die Temperatur von Festkörpern wie auch der Anregungszustand von Gasen oder Gasgemischen kann nicht schnell genug gesteuert werden. Einige Laserquellen, unter ihnen auch einige vergleichsweise preisgünstige, auf Laserdioden basierende Quellen, lassen sich jedoch in Picosekunden schalten. Prinzipiell wäre auch eine Realisierung der Lichtpulse mit Hilfe einer

kontinuierlich eingeschalteten Lichtquelle und eines vorgebauten Shutterelements denkbar. Obwohl diese Lösung im ersten Augenblick einfach zu realisieren scheint, würden sich bei einer Umsetzung einige Nachteile ergeben. Um innerhalb der kurzen Pulsdauer Licht ausreichender Leistung abstrahlen zu können, müsste die Lichtquelle kontinuierlich diese hohe Leistung aussenden. In den Pausen zwischen den Lichtpulsen, die um ein Vielfaches länger sind als die Pulse selbst, müsste das Shutterelement die gesamte Leistung der Lichtpulse vollständig absorbieren. Dies würde schnell zu einer Aufheizung der Shutter führen.

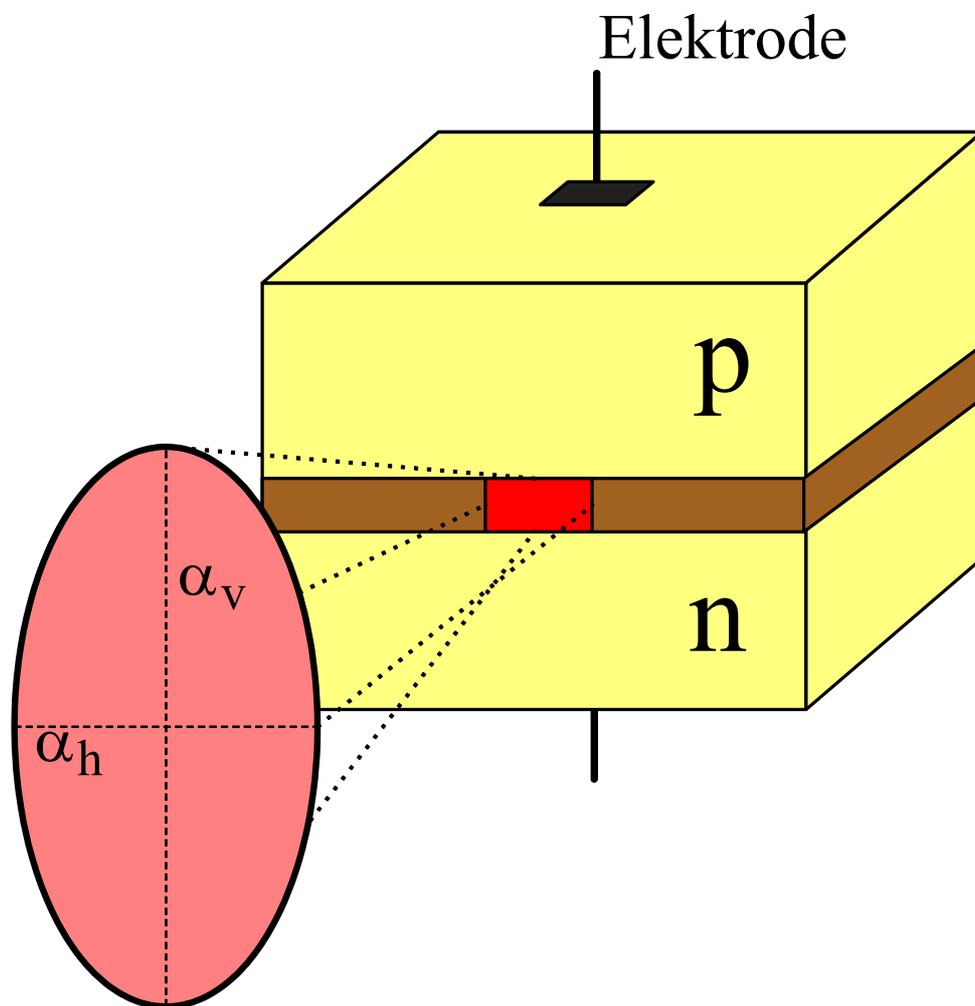


Abbildung 3.6: Abstrahlungscharakteristik eines Diodenlasers. Der Aufbau der Laserdiode wurde stark vereinfacht wiedergegeben.

Um die Tiefenkamera universell einsetzen zu können, darf sie nicht störend auf anwesende Menschen (oder Tiere) wirken. Ständig schnellen intensiven Lichtblitzen ausgesetzt zu sein, findet sicherlich niemand angenehm. Daher ist es ratsam, Licht einer Wellenlänge zu wählen, das nicht durch das menschliche Auge wahrgenommen wird. Daher wird infrarotes Licht verwendet.

Der einsetzbare Spektralbereich wird durch den verwendeten Sensor begrenzt. Wird der lichtempfindliche Sensor in einem CMOS-Prozess gefertigt, kann diese Grenze leicht bestimmt werden.

Die Detektion von Licht in einem lichtempfindlichen CMOS-Bauelement beruht auf der Erzeugung von Elektronen-Lochpaaren durch die einfallende Strahlung. Durch die Anregung wird das Elektron ins Leitungsband des Halbleiters angehoben und trägt somit zum Stromfluss bei. Zur Elektronen-Lochpaarbildung muss das einfallende Photon genügend Energie beisteuern, um den Bandabstand des Siliziums – bei Raumtemperatur $E_g = 1,12eV$ – zu überwinden.

$$E_{\text{photon}} \geq E_{g\text{Silizium}} = 1,12eV \quad (3.5)$$

Der Energiegehalt des Photons wird durch

$$E_{\text{photon}} = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (3.6)$$

bestimmt.

Somit ergibt sich eine maximale detektierbare Wellenlänge von $\lambda_{\text{max}} = 1,1\mu m$ für Detektoren in einem Standard-CMOS-Prozess.

Weist die Lichtquelle selbst keine ausreichende Divergenz auf, um die Szene vollständig auszuleuchten, wird eine vorgeschaltete Optik erforderlich.

Abbildung 3.7 zeigt einen experimentellen Aufbau, der es mit Hilfe von zwei festen und einer beweglichen Linse ermöglicht, einen Laserstrahl wahlweise zu fokussieren oder ihn stark aufzuweiten. Durch Verschieben der beweglichen mittleren Linse kann der Öffnungswinkel kontinuierlich

verstellt werden. Zur einfacheren Handhabung wurde ein sichtbarer Laser zu Demonstrationszwecken verwendet.

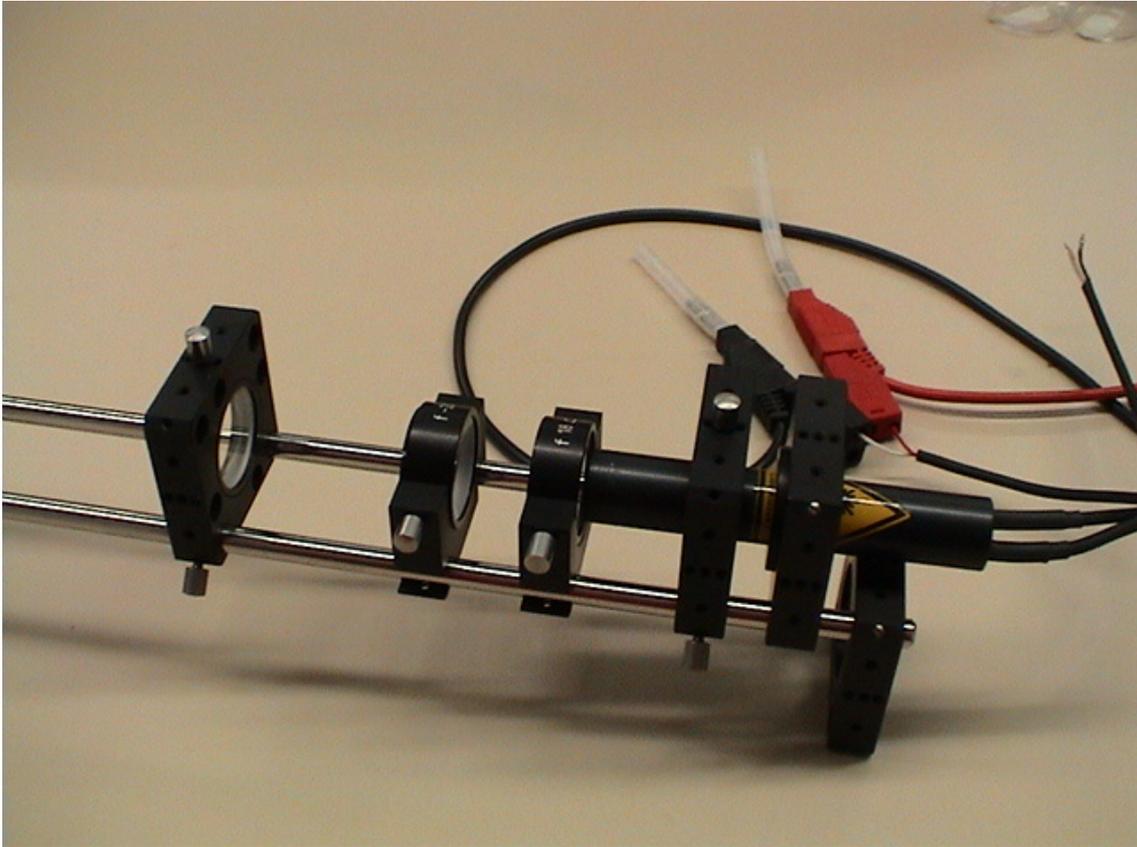


Abbildung 3.7: Demonstratoraufbau. Mit Hilfe der mittleren beweglichen Linse kann die Aufweitung des Laserlichts den jeweiligen Bedürfnissen angepasst werden. Die anderen beiden Linsen sind fest montiert.

Durch die divergente Aufweitung des Laserstrahls mit Hilfe einer Linsenoptik verringert sich die Bestrahlungsstärke mit dem Abstand von der Quelle. Abbildung 3.8 soll die Situation verdeutlichen. Die Lichtquelle wird durch das Symbol einer Glühbirne repräsentiert. Der ausgeleuchtete Bereich muss das gesamte Sichtfeld der Kamera umfassen. Im Bild wurde der Durchmesser der Ausleuchtung bewusst größer gewählt, als es die Bilddiagonale des Sichtfeldes erfordern würde. Dadurch wird sichergestellt, dass bei bewegter Kamera stets ausreichend Spielraum bleibt, um die Beleuchtung nachführen zu können.

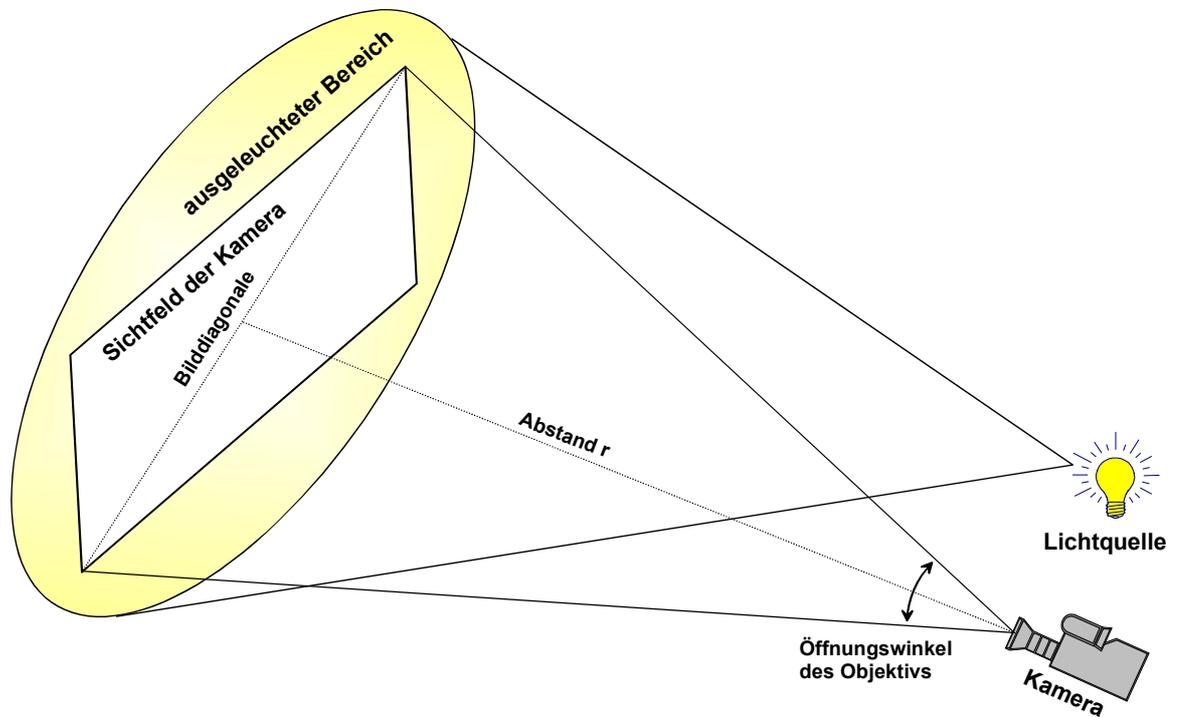


Abbildung 3.8: Sichtfeld der Kamera mit kreisrunder Ausleuchtung.

Ist D_0 die Austrittsöffnung des Laserstrahls, so kann der Durchmesser des ausgeleuchteten Bereichs berechnet werden.

$$D_{\text{Ausleuchtung}} = 2 \cdot z \cdot \tan\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) + D_0 \quad (3.7)$$

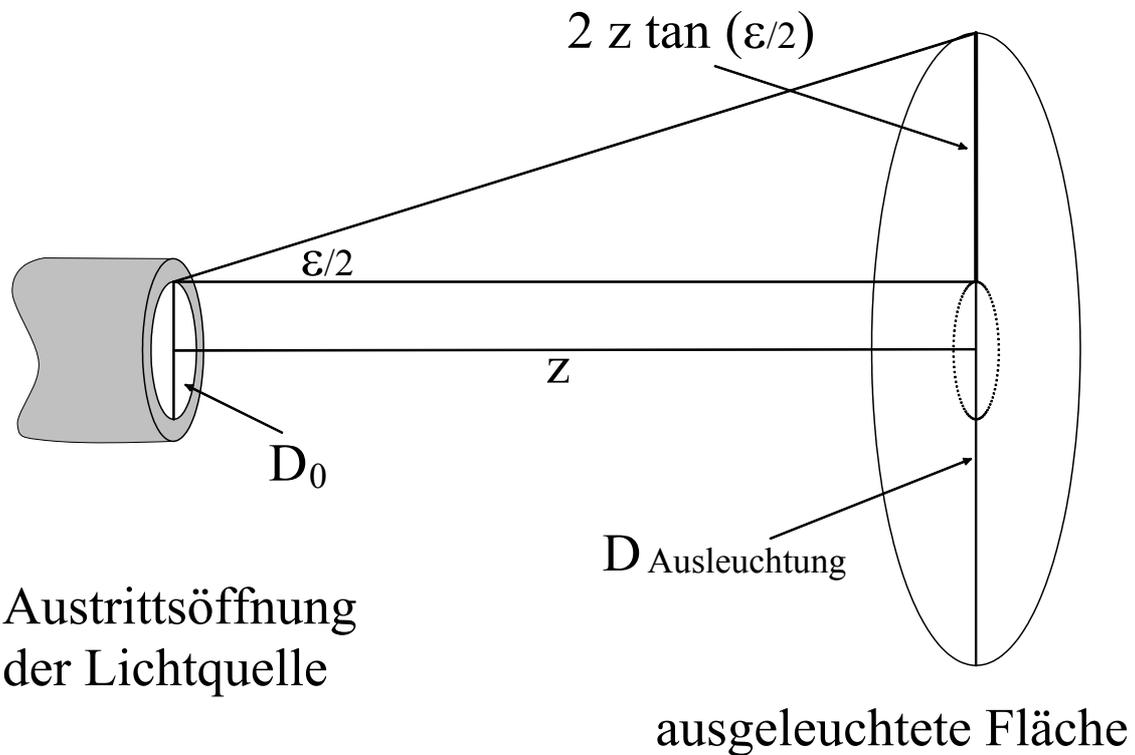


Abbildung 3.9: Aufweitung eines Laserstrahls

Der Öffnungswinkel ε wurde richtig gewählt, wenn der ausgeleuchtete Durchmesser $D_{\text{Ausleuchtung}}$ größer oder gleich der Bilddiagonale ist.

Die Abbildungen 3.9 und 3.10 verdeutlichen die Zunahme der ausgeleuchteten Fläche.

$$A_{\text{Ausleuchtung}} = \pi \cdot \frac{D_{\text{Ausleuchtung}}^2}{4} \quad (3.8)$$

In der folgenden Darstellung wurde eine Austrittsöffnung von 1mm angenommen.

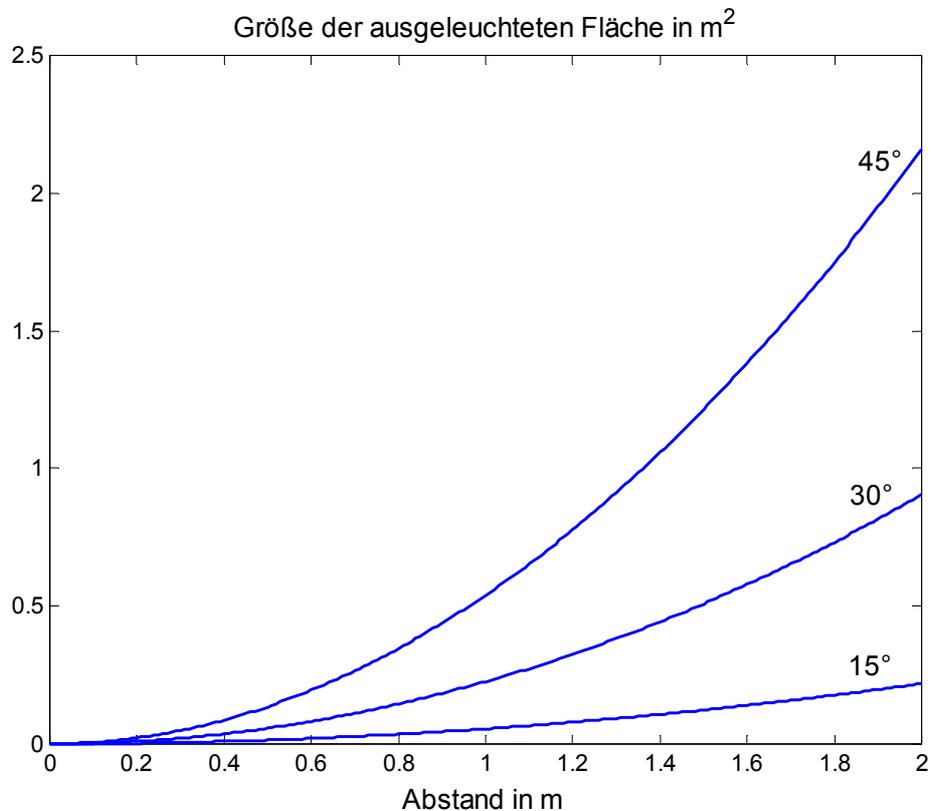


Abbildung 3.10: Zuwachs der ausgeleuchteten Fläche bei verschiedenen Aufweitungswinkeln. Bedingt durch das zur Darstellung verwendete Programm wird hier ein Dezimalpunkt anstelle des sonst verwendeten Kommas verwendet.

3.4 Objektoberflächen

Trifft optische Strahlung (Licht) auf eine Oberfläche, oder physikalisch korrekter auf eine Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften, so können im mikroskopischen Bereich dieser Grenzfläche ein Effekt oder eine Kombination von drei Effekten beobachtet werden. Das erste Medium ist in unserem Fall in der Regel Luft. Ist das Objekt in der Lage, die auftreffende Strahlung aufzunehmen und in andere Energieformen umzuwandeln, so wird das Licht absorbiert. In den meisten Fällen wird das Licht dann in Wärme umgewandelt. Absorption tritt in der Realität selten zu 100% auf. Kann das Licht die Oberfläche durchdringen und

das Objekt passieren, so spricht man von Transmission. Die Gegenstände erscheinen durchsichtig. Trifft das einfallende Licht dabei in einem Winkel auf die Oberfläche, so wird es abhängig von der optischen Dichte beider beteiligten Medien abgelenkt. Während diese Ablenkung bei ebenen durchsichtigen Objekten, beispielsweise einer Fensterscheibe, kaum wahrgenommen werden kann – nehmen wir dabei an, sie sei verzerrungsfrei und

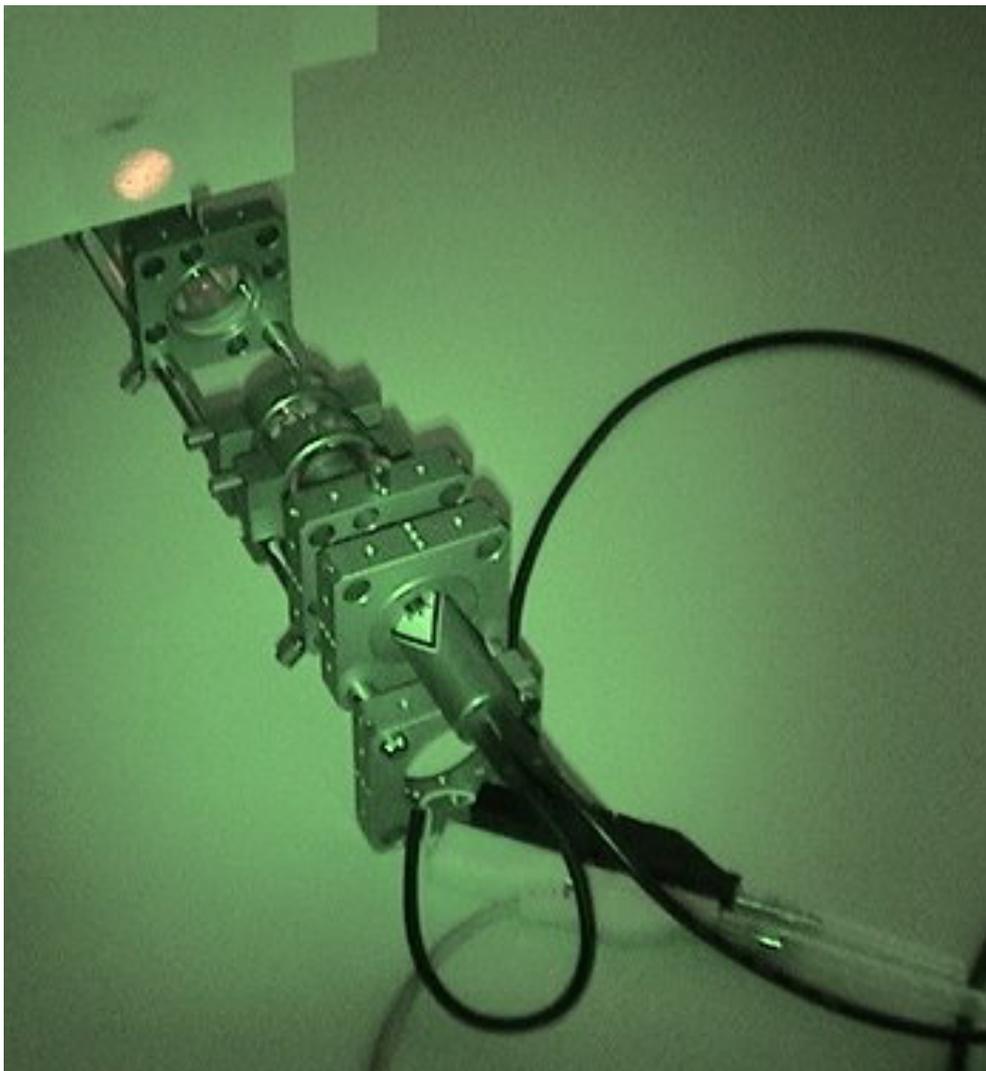


Abbildung 3.11: Demonstratoraufbau aus Abbildung 3.7, jedoch als Infrarotaufnahme. Für die Aufnahme wurde eine Digitalkamera mit Nachtsichtfunktion verwendet. Die im sichtbaren Spektrum schwarze Lackierung ist im infraroten Licht durchlässig geworden. Man sieht das blanke Metall und kann trotzdem noch die weiße Beschriftung erkennen (aufgrund der Kameraauflösung nicht mehr lesbar).

absolut sauber, können gekrümmte Oberflächen, beispielsweise ein Wasserglas, durch die Auswirkung dieser Verzerrungen leicht erkannt werden.

Die für die Aufnahme mit Hilfe einer Kamera wichtigste Eigenschaft einer Objektoberfläche ist ihr Reflexionsvermögen. Durch das zur Kamera reflektierte Licht werden Objekte, die nicht selbst leuchten, erst sichtbar.

Die Ausprägung dieser drei Eigenschaften einer mikroskopisch kleinen Oberfläche ist materialabhängig. Sie variieren zudem für unterschiedliche Wellenlängen (siehe Abbildung 3.11). Durch diese Wellenlängenabhängigkeit wird unser Farbempfinden ermöglicht.

Für jede einzelne Wellenlänge muss die Summe aus absorbiertes, transmittierter und reflektierter Strahlung stets gleich der auftreffenden Strahlung sein.

$$\tau(\lambda) + \sigma(\lambda) + \mu(\lambda) = 1 \quad (3.9)$$

mit:

$\tau(\lambda)$ = spektraler Transmissionsgrad

$$\tau(\lambda) = \frac{\Phi_{\lambda \text{ transmittiert}}}{\Phi_{\lambda}} \quad (3.10)$$

$\sigma(\lambda)$ = spektraler Reflexionsgrad

$$\sigma(\lambda) = \frac{\Phi_{\lambda \text{ reflektiert}}}{\Phi_{\lambda}} \quad (3.11)$$

$\mu(\lambda)$ = spektraler Absorptionsgrad

$$\mu(\lambda) = \frac{\Phi_{\lambda \text{ absorbiert}}}{\Phi_{\lambda}} \quad (3.12)$$

3.4.1 Strukturierte Oberflächen

Betrachten wir eine größere Oberfläche, so ist diese durch Unebenheiten ihrer Grenzfläche gekennzeichnet. Sind die Abmessungen dieser Unebenheiten kleiner als die Wellenlänge des Lichts, wirkt diese Oberfläche als Spiegel. Einfallendes Licht wird mit demselben Winkel zur Flächennormalen reflektiert wie es eingefallen ist.

Lambertscher Strahler

Weist die Oberfläche größere Unebenheiten auf, wird die Richtung des reflektierten Lichts stärker von diesen Unebenheiten als von seiner ursprünglichen Einfallsrichtung bestimmt (Abbildungen 3.12 und 3.13).

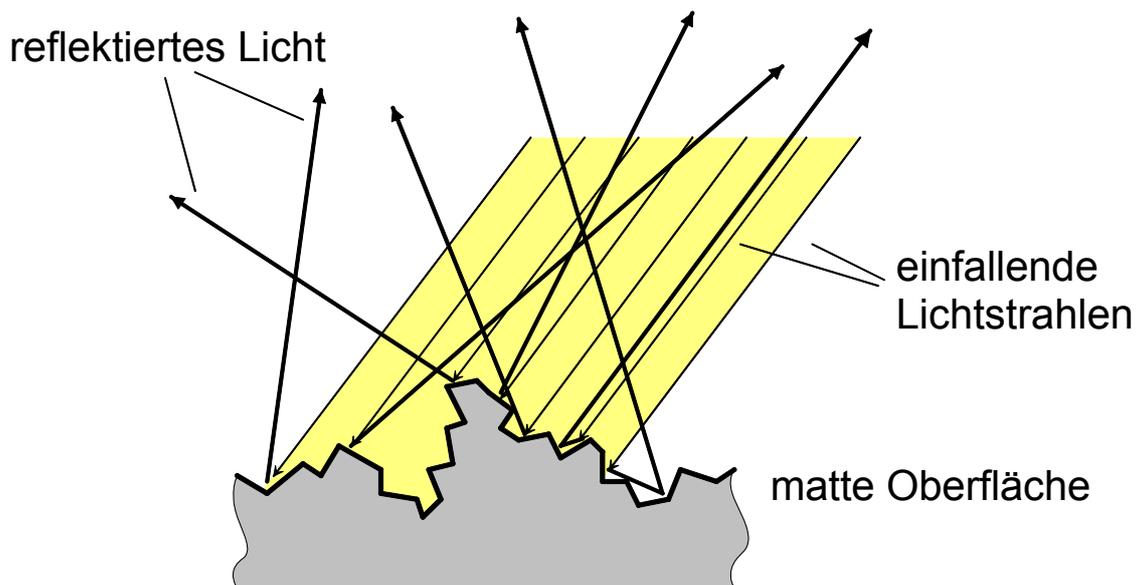


Abbildung 3.12: Reflexion eines Lichtstrahls an einer matten Oberfläche

Weist das reflektierte Licht keinerlei Abhängigkeit vom Einfallswinkel mehr auf und kann die Verteilung der Abstrahlung durch

$$I(\varepsilon) = I_0 \cos(\varepsilon) \quad (3.13)$$

beschrieben werden, spricht man von einem Lambertschen Strahler. Ein nahezu ideal dem Lambertschen Gesetz (Gleichung 3.13) entsprechendes Verhalten lässt sich bei aus Partikeln gepressten Oberflächen wie Papier, Pappe oder unglasierter Keramik beobachten. Sie erscheinen einem Betrachter aus allen Richtungen gleich hell.

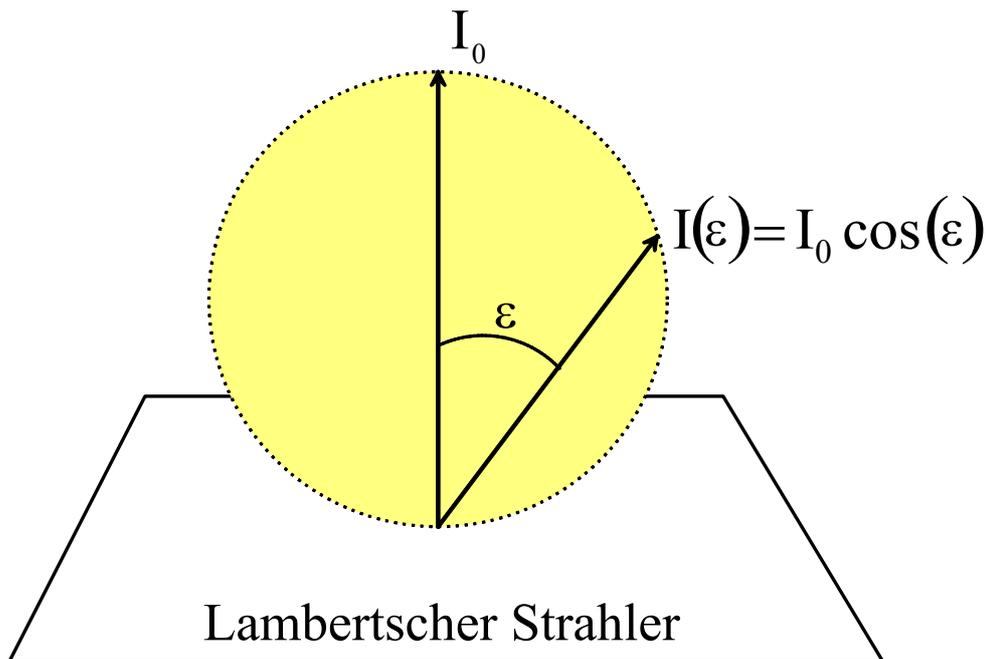


Abbildung 3.13: Abstrahlungsverteilung eines idealen Lambertschen Strahlers

Die gesamte von einem Lambertschen Strahler reflektierte Strahlungsleistung Φ lässt sich mit Hilfe der Strahlstärke ermitteln

$$\Phi = \int I \, d\Omega \quad (3.14)$$

Setzt man $d\Omega$ für den Halbraum in Kugelkoordinaten an,

$$d\Omega = \sin \varepsilon \, d\varepsilon \, d\theta \quad (3.15)$$

so folgt

$$\Phi = \int_{\varepsilon=0}^{\pi/2} \int_{\theta=0}^{2\pi} I \cdot \sin \varepsilon \, d\varepsilon \, d\theta \quad (3.16)$$

Durch Einsetzen von

$$I = L \cdot A \cdot \cos \varepsilon \quad (3.17)$$

und Lösung des Integrals ergibt sich

$$\Phi = \pi \cdot L \cdot A \quad (3.18)$$

Daraus folgt wiederum

$$E = \frac{\Phi}{A} = \pi \cdot L \quad (3.19)$$

Reguläre Oberflächenstrukturen

Oberflächen mit regulären (wiederholt gleichen) Strukturen können durch Beugungs- oder Interferenzeffekte weitere ungewöhnliche Erscheinungen hervorrufen. Das Farbenspiel eines eigentlich farblosen Schmetterlingsflügels wird beispielweise erst durch Interferenzerscheinungen ermöglicht.

3.4.2 Geneigte Oberflächen

Die Einfallsrichtung des Lichts hat zudem Auswirkungen auf die Bestrahlungsstärke E einer Fläche. Trifft ein Lichtbündel einer endlichen Ausdehnung auf eine gegenüber der Ausbreitungsrichtung des Bündels geneigte Fläche, so vergrößert sich die auszuleuchtende Fläche gegenüber der Schnittfläche durch das Strahlenbündel senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Die Strahlungsleistung des Bündels wird auf diese vergrößerte Fläche verteilt. Die Neigung soll um die y -Achse erfolgen.

$$E_{\text{senkrecht}} = \frac{\Phi}{A_{\text{senkrecht}}} = \frac{\Phi_2}{x_{\text{senkrecht}} \cdot y} \quad (3.20)$$

Die Strahlungsleistung Φ bleibt erhalten

$$E_{\text{geneigt}} = \frac{\Phi}{A_{\text{geneigt}}} = \frac{\Phi}{x_{\text{geneigt}} \cdot y} = \frac{\Phi}{\frac{x_{\text{senkrecht}}}{\cos \gamma} \cdot y} \quad (3.21)$$

Durch Umformung nach Φ und Gleichsetzung der Gleichungen (3.20) und (3.21) erhält man den formalen Zusammenhang für die Projektion eines Strahlenbündels auf eine um γ geneigte Fläche.

$$E_{\text{geneigt}} = E_{\text{senkrecht}} \cdot \frac{A_{\text{senkrecht}}}{A_{\text{geneigt}}} = E_{\text{senkrecht}} \cdot \cos \gamma \quad (3.22)$$

Der formale Zusammenhang gilt, solange der Winkel γ in Richtung der maximalen Neigung gemessen wird.

Wird diese geneigte Fläche so beobachtet, dass ein zur Beleuchtung identisches Strahlenbündel zum Sensor zurückgeworfen wird, hebt sich dieser Effekt wieder auf, da nun die vergrößerte geneigte Fläche auf den Sensor projiziert wird. Handelt es sich bei besagter Oberfläche um einen Lambertschen Strahler, ist jedoch nach wie vor die streuungsbedingte Abhängigkeit (Gleichung 3.13) wirksam.

3.4.3 Photometrisches Grundgesetz

Betrachten wir eine Fläche A_1 in Abbildung 3.14, die gemäß den Eigenschaften eines Lambertschen Strahlers Licht reflektiert. Woher das Licht auf die Fläche A_1 fällt, soll uns hier nicht interessieren, da die Abstrahlungscharakteristik von A_1 unabhängig von dieser Richtung ist. Der Maximalwert der Strahldichte $L_{01} = L(\varepsilon = 0)$ sei bekannt. Im Abstand r befindet sich eine zweite Fläche A_2 , die als Detektor dient. Die Richtung, in der A_2 von der Flächennormalen von A_1 aus gesehen wird, beschreiben wir mit dem Winkel ε_1 . Die Neigung der Fläche A_2 gegenüber der Einfallsrichtung des Lichts wird durch den Winkel ε_2 bezeichnet.

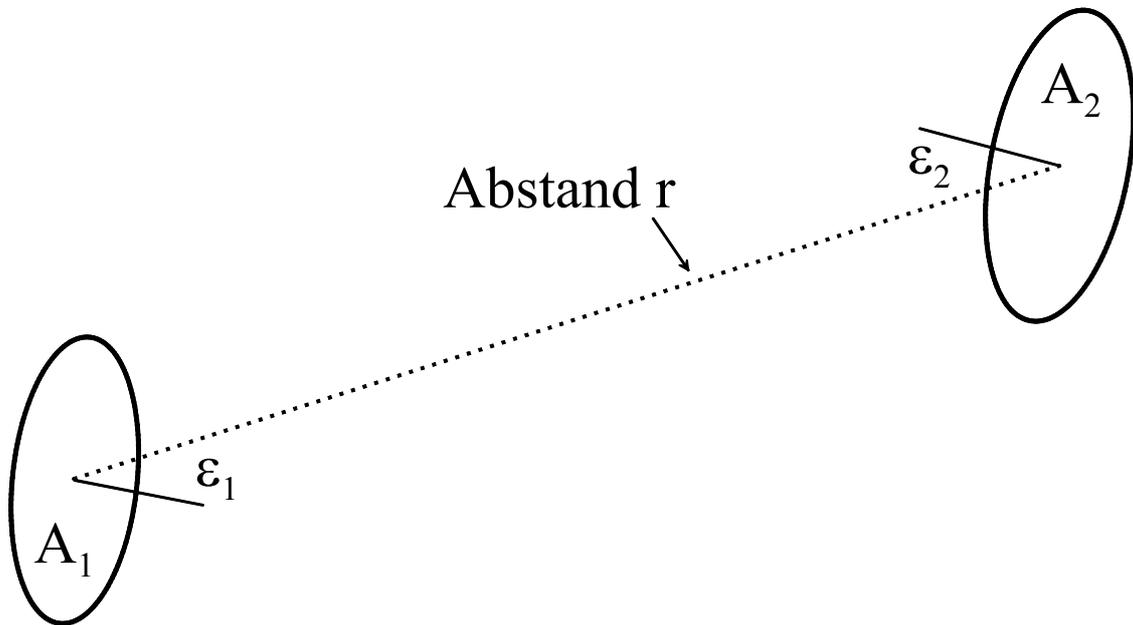


Abbildung 3.14: Anordnung zum Photometrischen Grundgesetz

Da der Detektor (Fläche A_2) nicht unterscheiden kann, aus welcher Richtung die Strahlung einfällt, kann lediglich die einfallende Strahlungsleistung Φ_2 angezeigt werden.

Die Strahlungsleistung Φ_1 , die von A_1 in die durch ε_1 beschriebene Richtung abgestrahlt wird, ist

$$\Phi_1 = L_{01} \cdot \Omega_1 \cdot A_1 \cdot \cos \varepsilon_1 \quad (3.23)$$

Für den Fall, dass der für den Nachweis von Φ_1 verwendete Empfänger die gesamte in den Halbraum abgegebene Strahlung registriert, gilt jedoch $\Omega_1 = 2\pi \Omega_0$. Für kleinere Empfänger reduziert sich Ω_1 entsprechend dem durch den Empfänger abgedeckten Raumwinkelbereich. Ω_0 wird als Einheitsraumwinkel $1sr$ (steradian) bezeichnet. Er dient hier lediglich der Einheitskorrektur. Der $\cos(\varepsilon_1)$ berücksichtigt die Abstrahlungscharakteristik eines Lambertischen Strahlers.

Der Raumwinkel Ω ist wie folgt definiert:

$$\Omega = \frac{A}{r^2} \quad (3.24)$$

wobei A die Oberfläche eines Kreissegments einer Kugel und r der Kugeldurchmesser ist.

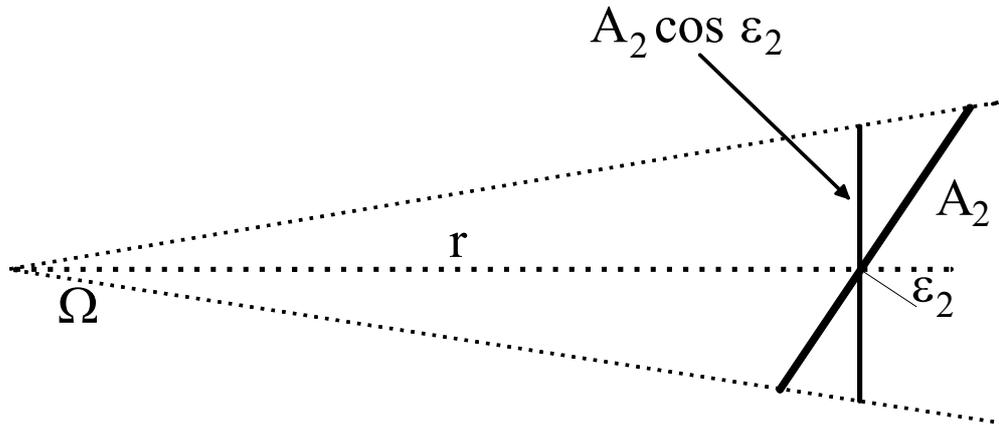


Abbildung 3.15: Projektion einer Empfängerfläche A_2 auf den Umfang einer Kugelschale mit dem Radius r

Betrachten wir Abbildung 3.15 und ersetzen Ω_l in Gleichung (3.23) durch die Projektion der Fläche A_2 auf eine Kugel um A_1 , so folgt mit

$$\Omega = \frac{A_2 \cos \varepsilon_2}{r^2} \quad (3.25)$$

$$\Phi_1 = L_{01} \cdot \Omega_0 \cdot \frac{A_1 \cdot \cos \varepsilon_1 \cdot A_2 \cdot \cos \varepsilon_2}{r^2} \quad (3.26)$$

Diese Gleichung wird als das photometrische Grundgesetz bezeichnet.

3.5 Der Übertragungsweg Luft

„Luft ist durchsichtig. Sie lässt daher Licht ungehindert passieren“. Wer morgens mit dem Auto im Nebel unterwegs war, wird diese Aussage sicherlich nicht uneingeschränkt gelten lassen. Und wer kann sich letztlich sicher sein, wie das bei infrarotem Licht ist. Schließlich kann niemand mit Recht behaupten, er hätte jemals infrarotes Licht gesehen. Daher soll auch der Übertragungsweg Luft etwas genauer betrachtet werden.

Normale Sicht

Breitet sich Licht in der Atmosphäre aus, so wird es durch Absorption und Streuung kontinuierlich geschwächt. Absorption tritt durch Anregung von Molekülen, die ein Dipolmoment aufweisen, auf. In der Luft sind dies vorwiegend Wasser (H_2O) und Kohlendioxid (CO_2). Diese Moleküle dominieren aufgrund der relative hohen Konzentration in der Atmosphäre die Absorptionseigenschaften der Luft. Aufgrund der in solchen Molekülen zahlreich auftretenden Dipolmomente, die jeweils eigene Eigenfrequenzen aufweisen, absorbieren Wasser und Kohlendioxid zahlreiche Wellenlängen oberhalb 100nm.

Die Intensitätsabschwächung des Lichts ist nicht nur von der momentanen Konzentration dieser Gase sondern auch noch von den momentan vorhandenen Schwebeteilchen abhängig. Zu den Schwebeteilchen zählen neben Staub auch Wassertröpfchen, die sich durch trübe Sicht bemerkbar machen. Für sichtbares und Nahes-Infrarot-Licht können jedoch Richtwerte angegeben werden.

Da sich die zuvor beschriebenen Absorptionsmaxima von Wasser und Kohlendioxid erst oberhalb 1000nm zeigen, liegen die wellenlängenabhängigen Schwankungen unterhalb der durch die Zusammensetzungen der Luft hervorgerufenen Absorptionsschwankungen.

Die Schwächung von Licht kann durch einen Schwächungskoeffizienten μ beschrieben werden. Für die Leistungsdichte $E(r)$ in einem Abstand r gilt:

$$E(r) = E_0 \cdot e^{-\mu r} \quad (3.27)$$

E_0 ist dabei die Leistungsdichte am Ausgangspunkt $r = 0$. Typische Werte für den Schwächungskoeffizienten sind [26]:

$$\mu \approx 10^{-4} \frac{1}{m}, \text{ bei klarem Wetter und}$$

$$\mu \approx 10^{-3} \frac{1}{m}, \text{ bei trüber Sicht}$$

Für eine Strecke von 10 Metern bei trübem Wetter ergibt sich eine Abschwächung der Leistungsdichte um etwa 1% von $E_0 = E(r = 0)$.

Nebel und andere Schwebeteilchen

Bei höheren Konzentrationen von Schwebeteilchen (Nebel, Rauch, Smog) gewinnen Streuvorgänge immer weiter an Bedeutung. 1908 veröffentlichte Gustav Mie auf 68 gut gefüllten Seiten einen Artikel „Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen“, der einen ersten Ansatz zur Lösung dieser Problematik bot. Er untersuchte die Lichtstreuung an einer Kugel in einer ebenen monochromatischen Welle als Randwertproblem der Elektrodynamik. Durch Lösung der Maxwellschen Gleichungen ermittelte er die Intensitätsverteilung des gestreuten Lichts als Funktion des Streuwinkels, des Polarisationswinkels der einfallenden Welle, des Teilchenradius der Wellenlänge und des komplex angesetzten Brechungsindex. Die Maxwellschen Gleichungen lassen sich durch Transformation des Koordinatensystems auf einige weitere Geometrien übertragen. Die komplette Wiedergabe der Lösung, die als Maxwellsche Theorie bekannt wurde, würde mit sämtlichen Koeffizienten auch ohne jegliche Erläuterung über eine Seite füllen.

Im Laufe der Zeit wurden auf der geometrischen Optik basierende Verfahren entwickelt, die für einen Wassertropfen mit der Maxwellschen Theorie annähernd übereinstimmende Lösungen liefern, jedoch dort versagen, wo die Eigenschaften einzelner Dipolmomente die Streucharakteristik dominieren. Auch hier werden wiederum kugelförmige Tropfen vorausgesetzt.

1971 veröffentlichte der Physiker Josef Gebhart eine Arbeit über „Die Lichtstreuung an kleinen Teilchen unter besonderer Berücksichtigung der Teilchengestalt“. Er führte experimentelle Untersuchungen zur Streuung von Licht an unterschiedlich geformten einzelnen Teilchen durch und verglich die Ergebnisse mit denen der Mie-Theorie. Für kugelförmige Teilchen wurde erwartungsgemäß eine Übereinstimmung erzielt. Die Ergebnisse fasste er in einer Schlussfolgerung für den praktischen Gebrauch zusammen. Allerdings war das Ziel seiner Untersuchungen, die Form eines einzelnen Teilchens anhand des an ihm gestreuten Lichts zu identifizieren. Daher werden die folgenden Erkenntnisse mit geänderter Gewichtung und durch eigene Schlussfolgerungen ergänzt wiedergegeben.

Die zuvor erwähnten Abhandlungen verwendeten eine normierte Teilchengröße q oder λ , auch als charakteristische Teilchengröße bezeichnet.

$$q = \frac{2\pi r_p}{\lambda} \quad (3.28)$$

r_p ist der Radius des betrachteten Teilchens und λ die Wellenlänge der Strahlung. Durchsichtige runde Teilchen (unsere Wassertropfen bei Nebel) weisen eine ausgeprägte Vorwärtskeule in ursprünglicher Ausbreitungsrichtung der einfallenden Welle auf. Daneben existieren mit zunehmender Teilchengröße immer mehr Nebenmaxima. Das Hauptmaximum gewinnt bei zunehmendem Durchmesser schnell an Dominanz (siehe Abbildung 3.16). Da Nebeltröpfchen einen mittleren Durchmesser von $15\mu\text{m}$ bis $25\mu\text{m}$ aufweisen, müssen diese gemessen an der Wellenlänge (für unsere Anwendung in der Größenordnung $1\mu\text{m}$) als groß im Sinne der Mie-Theorie ($q = 94$ bis 157) bezeichnet werden. Überlagert sich das Streulicht von zahlreichen Wassertropfen (Nebel), so bleibt die Vorzugsrichtung der einfallenden Strahlung erhalten. Durch Überlagerung der Nebenmaxima wird das ausgeprägte Beugungsbild einzelner Tropfen verwischt. Der Anteil der in Richtung Lichtquelle und damit zur Kamera zurückgeworfenen Strahlung ist als gering zu bezeichnen ($<0,1\%$). Zudem ist zu berücksichtigen, dass bei schwachem Nebel auch Licht unbeeinflusst zwischen den Tropfen hindurch gelangen kann.

Die Ablenkung in Vorwärtsrichtung (Breite des Hauptmaximums) auf dem Weg von der Lichtquelle ist für unsere Anwendung unproblematisch, da wir ohnehin eine möglichst homogene Wellenfront wünschen.

Allerdings wirkt sich auf dem Weg vom Objekt zur Kamera störend aus, dass hierdurch die räumliche Zuordnung der durch die Laufzeit des Lichts übertragenen Information verwischt wird. Das resultierende Bild wird unscharf. Manche Menschen würden es auch treffend als „vernebelt“ bezeichnen.

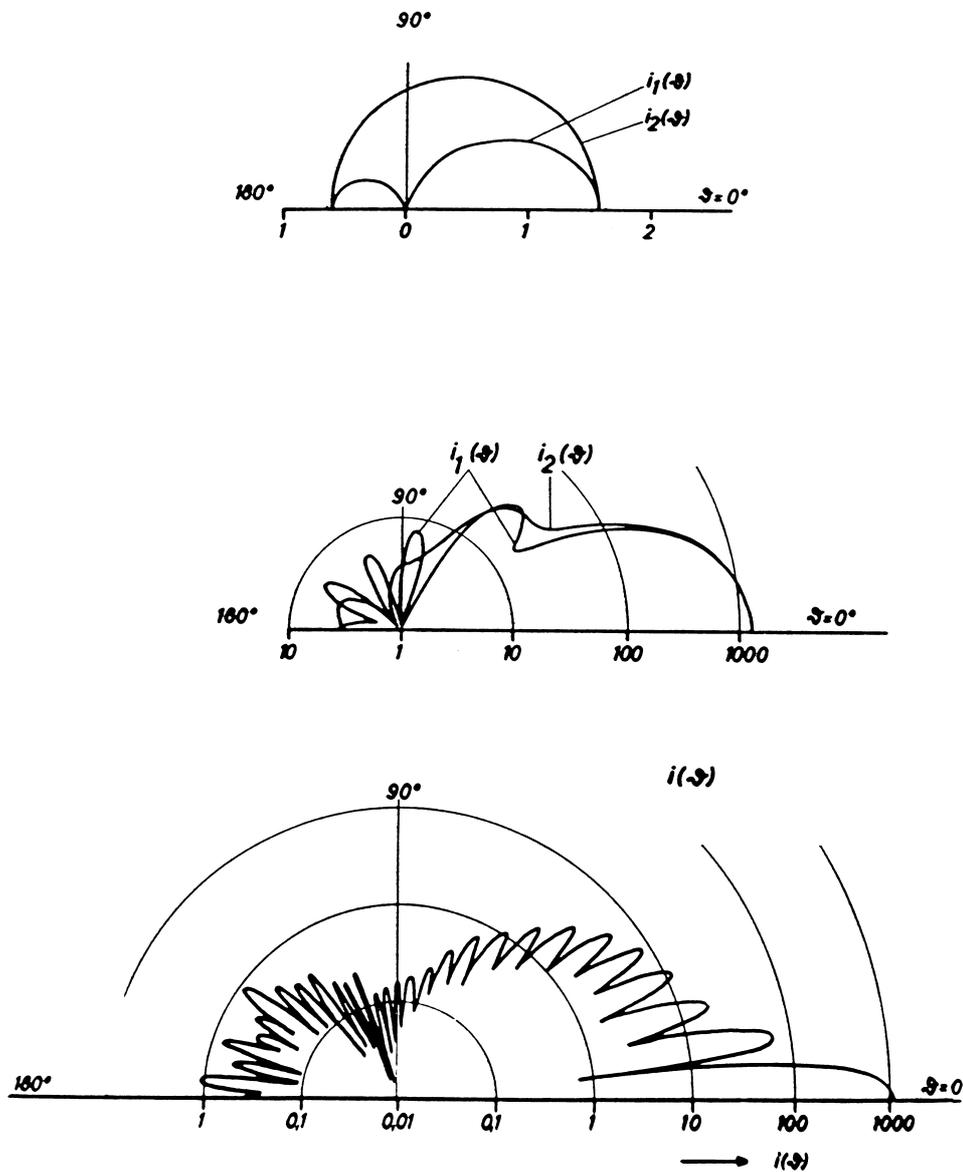


Abbildung 3.16: Mie-Streuung an einem runden Wassertropfen ($n = 1,33$) als Funktion des Streuwinkels ϑ . In den oberen Diagrammen werden die Richtungen parallel und senkrecht zur Einfallsrichtung der Welle angegeben. Charakteristische Teilchengröße von oben nach unten: $q = 1$, $q = 6$ und $q = 30$. Aus [29] (nachbearbeitet)

Haben wir es mit nicht lichtdurchlässigen Teilchen zu tun, erhalten wir durch Beugung ebenfalls einen Vorwärtsanteil. Dieser besitzt jedoch kein ausgeprägtes Maximum. Je unsymmetrischer ein Teilchen geformt ist, um so undeutlicher prägen sich Maxima und Minima aus. Ohne ausgeprägtes Hauptmaximum stören solche Schwebestoffe je nach Konzentration die Aufnahme.

3.6 Die abbildende Optik

In diesem Kapitel geht es vorwiegend um das Kameraobjektiv und dessen Abbildungseigenschaften.

Die Funktion von Objektiven beruht auf den Abbildungseigenschaften von Linsen. Objektive verhalten sich im Prinzip wie eine einzige Sammellinse. Allerdings würde eine einzige Linse einige Abbildungsfehler hervorrufen. Daher bestehen Objektive aus mehreren aufeinander abgestimmten Linsen, die im Prinzip nichts anderes machen, als gemeinsam eine ideale Sammellinse nachzubilden. Dies gelingt in der Praxis niemals für sämtliche Anforderungen zugleich, sodass unterschiedliche Linsenanordnungen Anwendung finden.

3.6.1 Ort und Größe der Abbildung

In der Literatur finden sich unterschiedliche Bezeichnungen und Vorzeichenregelungen. Kombinationen von Formeln aus mehreren Quellen führen daher schnell zu Fehlern, die auf unterschiedlichen Vorzeichendefinitionen beruhen, während abweichende Benennungen schell ins Auge fallen. Daher sollen hier zunächst einige Längenbezeichnungen definiert werden.

Der Ursprung unseres Koordinatensystems liegt in der Mitte unserer Linse. Die längere Symmetrieachse der Linse bildet eine Achse unseres Koordinatensystems. Auf der den abzubildenden Objekten zugewandten Seite befindet sich die Objektebene. Die dem Sensor (oder Film) zugewandte Seite wird als Bildebene bezeichnet. Die kürzere Symmetrieachse der Linse wird als optische Achse bezeichnet.

Die Abbildungseigenschaften der Linse werden durch ihre Nennbrennweite f charakterisiert (Abbildung 3.17). Die Brennweite wird für Sammellinsen

positiv angegeben. Sie beschreibt den Abstand von der Linse, an dem parallel einfallende Lichtstrahlen gebündelt werden. Streulinsen weiten ein parallel einfallendes Strahlenbündel auf. Somit treffen sich die Strahlen nicht in der Bildebene. Verlängert man die Strahlen in der Bildebene in die Objektebene hinein (Abbildung 3.17), treffen sich diese ebenfalls in einem Punkt. Der Abstand vom Koordinatenursprung zu diesem Brennpunkt wird ebenfalls als Brennweite bezeichnet, jedoch negativ angegeben.

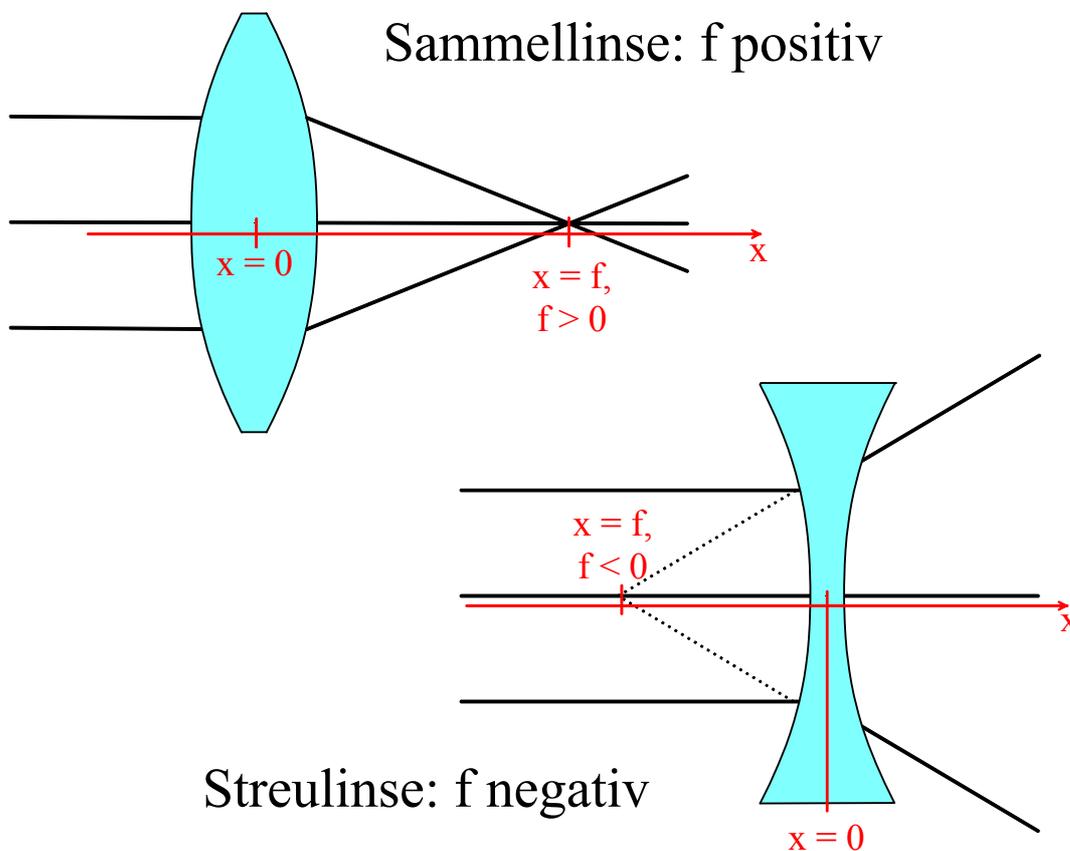


Abbildung 3.17: Brennweitenangaben bei Sammellinse und Streulinse

Teilweise wird bei optischen Systemen eine weitere so genannte objektseitige Brennweite angegeben. Sie bezeichnet die Brennweite des Linsensystems, wenn die parallelen Lichtstrahlen von der Bildebene einfallen. In die-

ser Abhandlung ist mit Brennweite stets die bildseitige Nennbrennweite f gemeint, wenn nicht ausdrücklich etwas anderes angegeben wird.

Abstände in der Bildebene werden positiv bezeichnet. Es wird b als Formelzeichen verwendet. Abstände zu Gegenständen innerhalb der Objektebene werden ebenfalls positiv angegeben, obwohl sie sich auf der negativen Achse des Koordinatensystems befinden. Das Vorzeichen wurde in den Gleichungen berücksichtigt. Diese Entfernungen werden mit g bezeichnet.

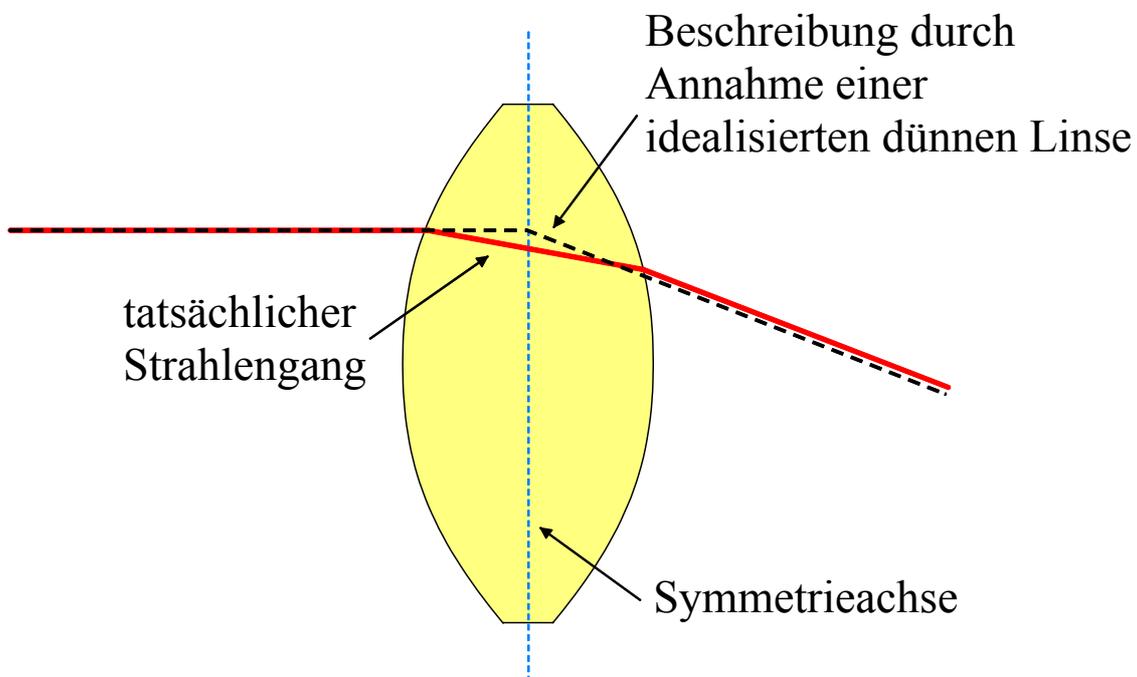


Abbildung 3.18: Vergleich des tatsächlichen Strahlengangs durch eine dicke Linse mit der Modellvorstellung einer idealen (dünnen) Linse. Es tritt eine geringfügige Abweichung zwischen Modell und Realität auf.

Die Größe von Objekten oder deren Abbildungen wird mit den entsprechenden Großbuchstaben G bzw. B bezeichnet. Eine negative Größe bedeutet, dass der Gegenstand – oder genauer dessen Bild – auf dem Kopf stehend abgebildet wird.

Zunächst gehen wir von einer idealisierten dünnen Linse aus. Ideal bedeutet, dass sie für alle Wellenlängen den gleichen Brechungsindex und somit den gleichen Brennpunkt hat. Weiterhin wird sie als räumlich nicht begrenzt betrachtet. Die Auswirkungen einer Begrenzung durch eine Fassung oder Blende werden in einem späteren Abschnitt noch behandelt. Von einer dünnen Linse spricht man in der geometrischen Optik immer dann, wenn die Dicke des Linsenmaterials und damit verbundene Verschiebungen des Strahlengangs nicht berücksichtigt werden sollen (Abbildung 3.18).

Diese Näherung ist in der Regel dann unproblematisch, wenn der Abstand zum aufzunehmenden Objekt ein vielfaches der Nennbrennweite beträgt. Bei hochauflösenden Bildsensoren oder Filmen sollte diese Faustregel jedoch noch einmal überprüft werden.

Bei Linsensystemen (Objektiven), die solche Abweichungen kompensieren, spielen die Abweichungen durch die Materialstärke der Einzellinsen ohnehin keine Rolle.

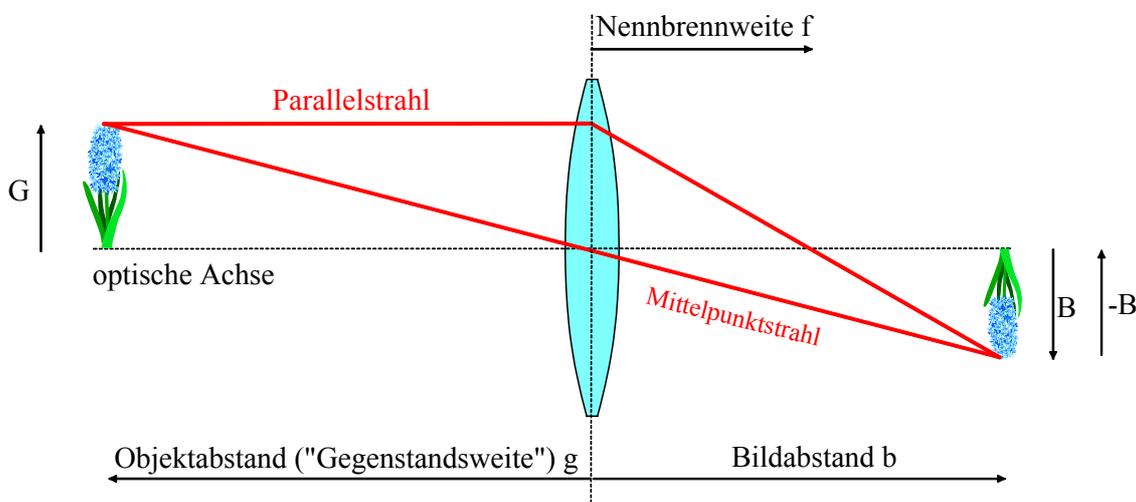


Abbildung 3.19: Abbildung eines Objekts (Blume) durch eine Linse

Abbildung 3.19 zeigt ein Objekt – hier eine Blume –, das mit Hilfe einer idealisierten Linse scharf abgebildet werden soll. Eine scharfe Abbildung kann nur dann entstehen, wenn alle Lichtstrahlen, die von einem Punkt des Objekts ausgehen, wieder in einem einzigen Punkt im Bildraum abgebildet werden. Idealerweise sollte der Sensor (oder Film) so platziert werden, dass

diese scharfe Abbildung auf dem Sensor erfolgt. Definitionsgemäß wird der Punkt, in dem parallel einfallende Strahlen auf der optischen Achse gebündelt werden, als Nennbrennpunkt f bezeichnet.

Tritt ein Lichtstrahl genau durch den Mittelpunkt der Linse, wird dieser nicht abgelenkt. Aus den Schnittpunkten beider Strahlen kann nun der Ort und die Größe der Abbildung ermittelt werden.

Bei genauer Betrachtung von Abbildung 3.19 kann man zahlreiche rechtwinklige Dreiecke entdecken. Über den Strahlensatz lassen sich folgende Beziehungen herleiten.

$$\frac{-B}{G} = \frac{b}{g} \Leftrightarrow \frac{B}{G} = -\frac{b}{g} \quad (3.29)$$

Diese Gleichung wird als „Bildgrößengleichung“ bezeichnet. Weiterhin kann man eine zweite Beziehung für das selbe Verhältnis ablesen.

$$\frac{-B}{G} = \frac{b-f}{f} \Leftrightarrow \frac{B}{G} = \frac{f-b}{f} \quad (3.30)$$

Durch Gleichsetzen beider Gleichungen erhält man

$$\begin{aligned} \frac{B}{G} &= -\frac{b}{g} = \frac{f-b}{f} = 1 - \frac{b}{f} \\ \Rightarrow -\frac{b}{g} &= \frac{b}{b} - \frac{b}{f} \\ \Rightarrow \frac{1}{g} &= \frac{1}{f} - \frac{1}{b} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Dieser Zusammenhang heißt „Abbildungsgleichung“, da man mit ihr den Ort, an dem ein Objekt abgebildet wird, ermitteln kann.

Aus der Größe des Sensorchips und der Bildweite b lässt sich der Öffnungswinkel eines Objektivs bestimmen. Da sowohl ein Sensorchip als auch ein klassischer Film rechteckig sind, Objektive jedoch eine runde

Geometrie aufweisen, wird eine kreisrunde Fläche auf der Bildebene beleuchtet, in deren Mitte der Chip oder Film platziert ist (Abbildung 3.20).

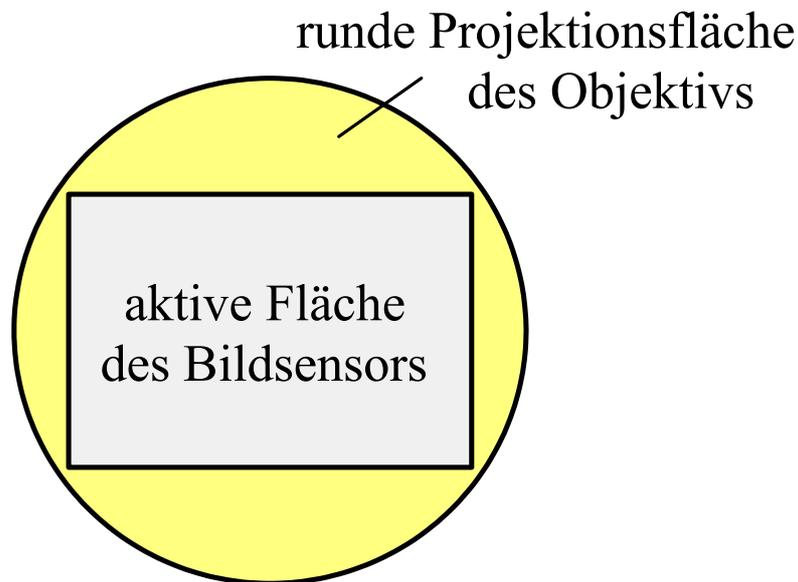


Abbildung 3.20: Lage des Bildsensors innerhalb der Projektionsfläche eines Objektivs

Es hat sich eingebürgert, den maximalen Öffnungswinkel, der der Länge der Bilddiagonalen zuzuordnen ist, anzugeben. Parallel findet man auch Angaben für den Öffnungswinkel der Bildhorizontalen, -vertikalen und -diagonalen als Wertegruppen. Weiterhin ist es üblich, den Öffnungswinkel für sehr weit entfernte Objekte zu verwenden, wodurch die variable Bildweite b in die Nennbrennweite f übergeht.

Aus Abbildung 3.21 kann der Zusammenhang zwischen Öffnungswinkel und Bildausdehnung – hier stellvertretend für die Bilddiagonale – abgelesen werden. Häufig wird zur Vereinfachung anstelle der realen Bildweite b die Brennweite f als Näherungswert eingesetzt.

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 2 \cdot \tan^{-1} \left(\frac{d_{Bild}}{2b} \right) \\ &\approx 2 \cdot \tan^{-1} \left(\frac{d_{Bild}}{2f} \right) \end{aligned} \tag{3.32}$$

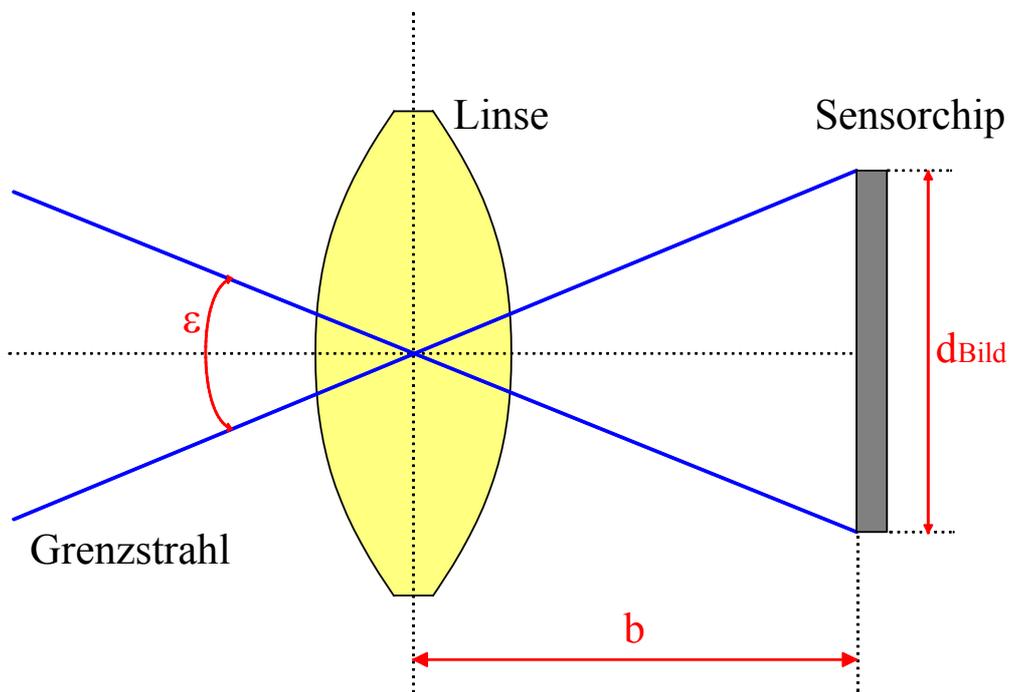


Abbildung 3.21: Skizze zur Bestimmung des Öffnungswinkels eines Objektivs

Je nach Öffnungswinkel werden Objektive in Gruppen eingeteilt. Als Maß dient dabei das menschliche Auge mit einem Sichtwinkel von etwa 47° (gerundet 50°). Objektive, die eine Szene vergleichbar dem menschlichen Auge abbilden, werden als Normalobjektive bezeichnet. Weitwinkelobjektive haben einen entsprechend weiteren Öffnungswinkel $>50^\circ$. Ist der Winkel deutlich kleiner als 50° , so spricht man von einem Teleobjektiv.

3.6.2 Schärfentiefe

Wir haben soeben gesehen, dass der Abstand, an dem ein Gegenstand scharf abgebildet wird, von dessen Abstand von der Kamera abhängt. Die Abbildung wird scharf gestellt, indem man den Objektiv-Sensor-Abstand variiert, bis die Abbildung scharf erfolgt. Möchte man jedoch einen nahen und einen weit entfernten Gegenstand gleichzeitig scharf abbilden, so ist dies nur eingeschränkt möglich.

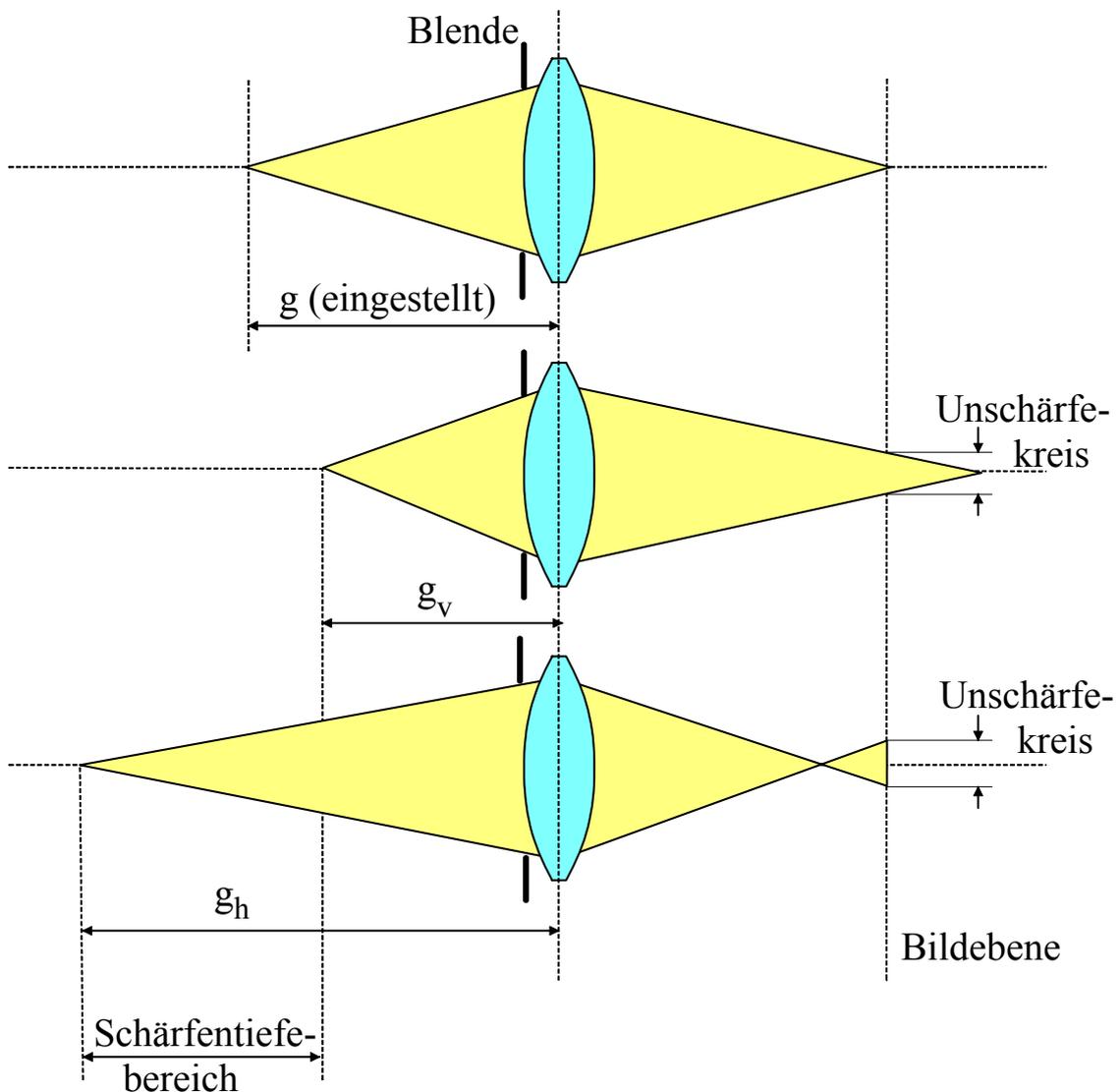


Abbildung 3.22: Problematik eines eingeschränkten Schärfentiefebereichs

Stellt man einen Punkt zwischen beiden Gegenständen scharf ein, so werden sämtliche Objekte in diesen Abstand scharf abgebildet. Der Gegenstand von dieser eingestellten Entfernung würde hinter dem Sensor (Bildebene) scharf abgebildet. Das Objekt hinter der eingestellten Entfernung würde von dem Sensor scharf abgebildet (Abbildung 3.22).

Befindet sich der Ort der Abbildung außerhalb der Bildebene, wird der Punkt als eine runde Lichtscheibe dargestellt. Den Durchmesser dieser Scheibe bezeichnet man als Unschärfekreis oder Zerstreuungskreis der Abbildung (Abbildung 3.23).

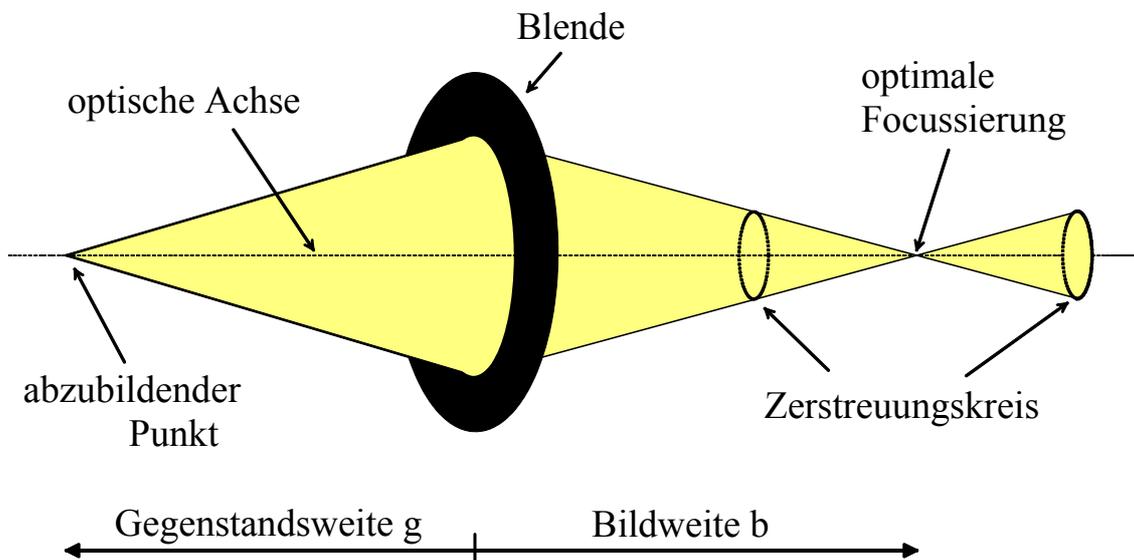


Abbildung 3.23: Entstehung eines durch die Tiefenschärfeproblematik resultierenden Unschärfekreises

Der Abstand der Pixel des Sensors (beim Film die Korngröße) definiert die maximale erzielbare Auflösung der Aufnahme. Da die Pixel ohnehin das auf sie auftreffende Licht über ihre aktive Fläche aufintegrieren, haben unscharfe Bereiche, die auf nur ein Pixel fallen, ohnehin keine Auswirkung auf das entstehende Bild. Die zulässige optische Unschärfe, die man noch soeben zulässt, definiert einen maximal zulässigen Unschärfekreis.

Verringert man die wirksame Öffnung des Objektivs durch eine Blende, so wird der Lichtkegel spitzer. Dadurch verringert sich der jeweilige Zerstreungskreis.

Möchte man den Schärfentiefenbereich erweitern, so ist dies durch die Wahl einer kleineren Blende unter Ausnutzung des maximal zulässigen Unschärfedurchmessers möglich. Wer nun denkt, eine kleine Blende wäre der Stein des Weisen, sollte sich zunächst den Abschnitt über die Lichtausbeute des Objektivs durchlesen.

Berechnung des Schärfentiefebereichs

Wenn in den folgenden Abschnitten von „Blendendurchmesser“ die Rede ist, ist damit genau genommen der Durchmesser der optisch wirksamen Objektivöffnung gemeint. Ist die Blende in einem Objektiv zwischen mehreren Linsen angebracht, bestimmt nicht allein der Durchmesser dieser realen Blende die wirksame Öffnung des Objektivs. Wird das einfallende Licht beispielweise über eine Sammellinse gebündelt, bevor die Blende den Lichtkegel begrenzt, ist die wirksame Eintrittsöffnung des Objektivs größer als die Öffnung der realen Blende.

Zur Beschreibung der Blendeneinstellung wird anstelle des Durchmesser der Eintrittsöffnung D_{EP} die Blendenzahl k verwendet.

$$k = \frac{f}{D_{EP}} \quad (3.33)$$

f ist wie zuvor die Nennbrennweite des Objektivs.

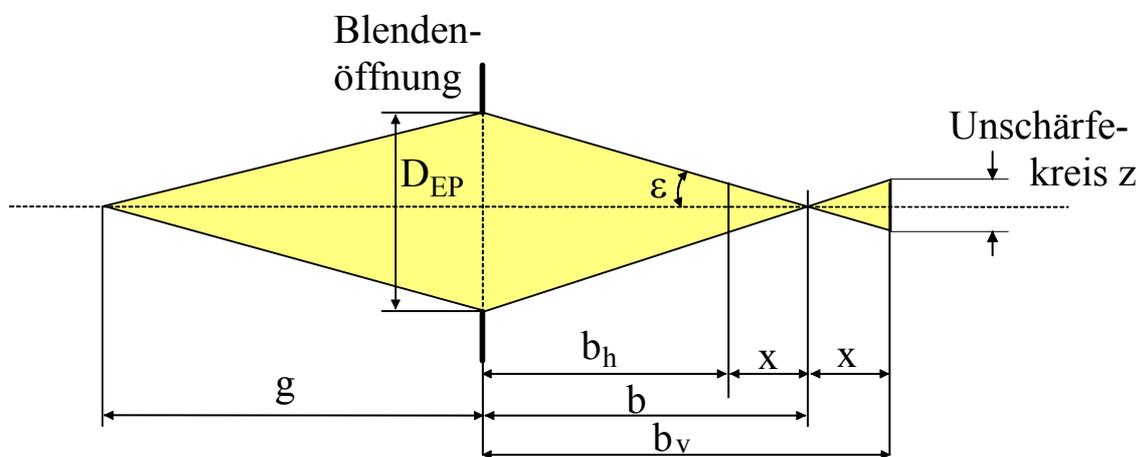


Abbildung 3.24: Schnittbild durch Abbildung 3.23 mit Benennung der geometrischen Größen zur Bestimmung des Schärfentiefebereichs eines Objektivs

Die erste Grenze des Schärfentiefebereichs bei einer Einstellung auf eine Gegenstandsentsfernung g bildet der Nahpunkt g_v . Der Nahpunkt g_v ist der Punkt auf der optischen Achse mit der geringsten Entfernung zum Ob-

ektiv, der soeben noch scharf abgebildet wird. Er markiert somit die vordere Grenze des Schärfentiefebereichs. Aufgrund der Abbildungseigenschaften des Objektivs würde er hinter der durch die Einstellung auf g festgelegten Bildebene scharf abgebildet. Die Differenz zwischen der Abbildungsentfernung b für die eingestellte Objektentfernung g und die Abbildungsentfernung b_v des Nahpunktes g_v soll mit x bezeichnet werden $x = b - b_v$. Der Durchmesser des maximal zulässigen Unschärfekreises soll z genannt werden. Die Größen sind in Abbildung 3.24 wiedergegeben. Dabei wurde ausschließlich die Bildebene schematisch dargestellt.

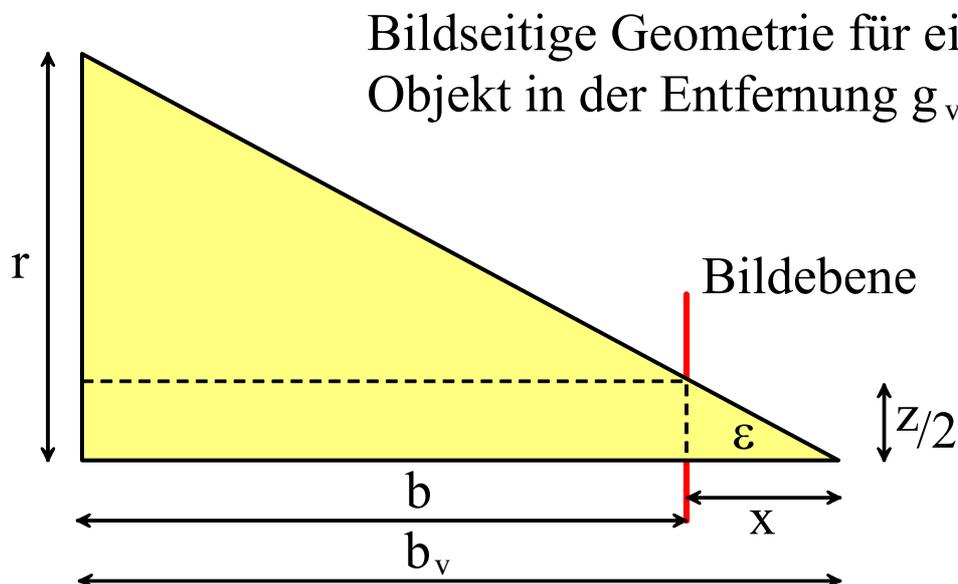


Abbildung 3.25: Bildseitige Geometrie für einen Punkt an der vorderen Grenze des Schärfentiefebereichs

Aus Abbildung 3.25 lässt sich folgende Winkelbeziehung herleiten:

$$\tan \varepsilon = \frac{z/2}{x} = \frac{z}{2x} \Rightarrow x = \frac{z}{2 \tan \varepsilon} \quad (3.34)$$

Um x zu berechnen, benötigt man den Tangens des Winkels ε . Aus Abbildung 3.25 kann er auch durch weitere Seitenverhältnisse beschrieben werden.

$$\tan \varepsilon = \frac{r - \frac{z}{2}}{b} = \frac{2r - z}{2b} = \frac{D_{EP} - z}{2b} \quad (3.35)$$

Der Durchmesser D_{EP} kann auch über die Blendenzahl k beschrieben werden.

$$\tan \varepsilon = \frac{f/k - z}{2b} \quad (3.36)$$

Durch Einsetzen des $\tan \varepsilon$ in Gleichung (3.34) erhält man x

$$x = \frac{z}{2 \tan \varepsilon} = \frac{z}{2 \left(\frac{f/k - z}{2b} \right)} = \frac{bz}{f/k - z} \quad (3.37)$$

Addiert man x zu b , lässt sich b_v bestimmen.

$$b_v = b + x = b + \frac{bz}{f/k - z} = b \left[1 + \frac{zk}{f - zk} \right] \quad (3.38)$$

b kann aus der Abbildungsgleichung (3.31) bestimmt werden.

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} &= \frac{1}{f} - \frac{1}{b} \Rightarrow \frac{1}{b} = \frac{1}{f} - \frac{1}{g} \\ \Rightarrow b &= \frac{1}{\frac{1}{f} - \frac{1}{g}} = \frac{f \cdot g}{g - f} \end{aligned} \quad (3.39)$$

Aus b_v kann nun Objektabstand g_v bestimmt werden. Hierzu muss b_v in die Abbildungsgleichung (3.31) eingesetzt werden.

$$\frac{1}{g_v} = \frac{1}{f} - \frac{1}{b_v} \Rightarrow g_v = \frac{f \cdot b_v}{b_v - f}$$

$$\Rightarrow g_v = \frac{f \cdot \frac{fg}{g-f} \left[1 + \frac{zk}{f-zk} \right]}{\frac{fg}{g-f} \left[1 + \frac{zk}{f-zk} \right] - f} \quad (3.40)$$

Zunächst multipliziert man Nenner mit Zähler mit $\frac{(g-f)}{f}$, so folgt

$$g_v = \frac{fg \left[1 + \frac{z \cdot k}{f-zk} \right]}{g \cdot \left[1 + \frac{zk}{f-zk} \right] - (g-f)} \quad (3.41)$$

Durch Umformung der eckigen Klammern folgt schließlich:

$$g_v = \frac{f^2 g}{f^2 + zk(g-f)} = \frac{g}{1 + zk \frac{g-f}{f^2}} \quad (3.42)$$

Nahezu analog lässt sich der Fernpunkt g_h des Schärfentiefebereichs ermitteln. Er bildet als entferntester noch scharf abgebildeter Punkt die hintere Grenze.

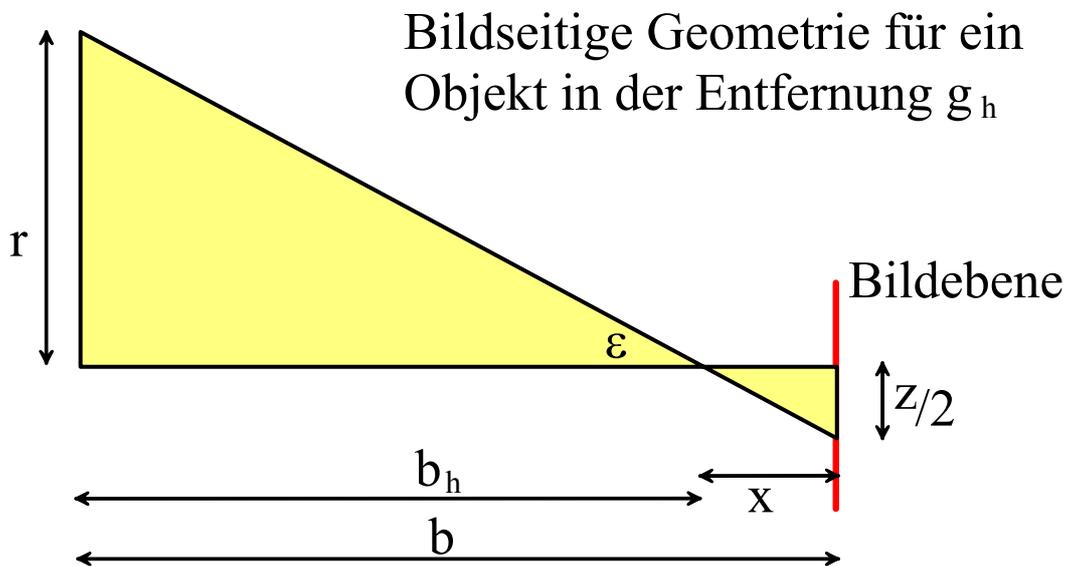


Abbildung 3.26: Bildseitige Geometrie für einen Punkt an der hinteren Grenze des Schärfentiefebereichs

Aus Abbildung 3.26 lassen sich erneut zwei weitere Aussagen für den Tangens des Winkels ε ablesen.

$$\tan \varepsilon = \frac{r + \frac{z}{2}}{b} \quad (3.43)$$

und

$$\tan \varepsilon = \frac{z/2}{x} \Rightarrow x = \frac{z}{2} \frac{1}{\tan \varepsilon} \quad (3.44)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3.43) in Gleichung (3.44) erhalten wir

$$x = \frac{b \cdot \frac{z}{2}}{r + \frac{z}{2}} = b \frac{z}{2r + z} \quad (3.45)$$

Mit $2r = d = \frac{f}{k}$ folgt

$$x = b \frac{z}{\frac{f}{k} + z} = b \frac{zk}{f + zk} = \frac{bz}{\frac{f}{k} + z} \quad (3.46)$$

Da für die Abbildung b der eingestellten Entfernung g weiterhin

$$b = \frac{fg}{g - f} \quad (3.47)$$

gilt, ergibt sich die Abbildung b_h des Fernpunkts der Schärfentiefe g_h aus

$$b_h = b - h = b \left[1 - \frac{zk}{f + zk} \right] \quad (3.48)$$

g_h wird mit Hilfe der Abbildungsgleichung (3.31) aus b_h ermittelt

$$g_h = \frac{f \cdot b_h}{b_h - f} \quad (3.49)$$

Setzt man Gleichung (3.48) in Gleichung (3.49) ein und vereinfacht den Ausdruck auf die gleiche Weise, wie es zuvor für den Nahpunkt g_v geschah, ergibt sich der Fernpunkt g_h .

$$g_h = \frac{f^2 g}{f^2 - kz(g - f)} = \frac{g}{1 - kz \frac{g - f}{f^2}} \quad (3.50)$$

Aus den Grenzen lässt sich die Ausdehnung des Schärfentiefebereichs bestimmen (siehe auch Abbildung 3.27).

$$TSB = g_h - g_v = 2kz \frac{g(g - f)}{f^2 - \left(kz \frac{g - f}{f} \right)^2} \quad (3.51)$$

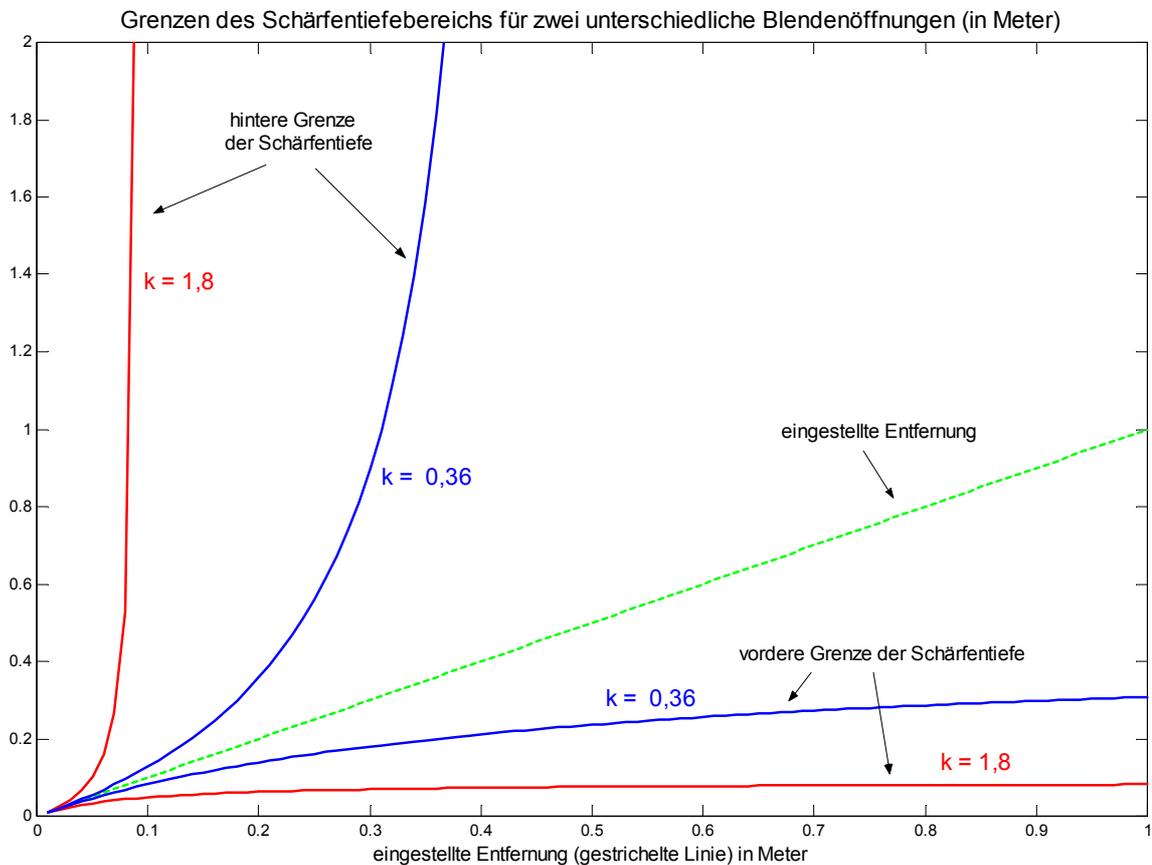


Abbildung 3.27: Beispiel für die Grenzen des Schärfentiefebereichs für ein Objektiv mit zwei unterschiedlichen Blendeinstellungen. Man erkennt deutlich, dass sich die hintere Grenze der Schärfentiefe schneller ausdehnt als die vordere. Der Berechnung liegen folgende Werte zugrunde: Brennweite des Objektivs 4,8 mm; Blendenzahl 1,8 bzw. ein Fünftel davon (5-facher Öffnungsdurchmesser); zugelassener Unschärfekreisdurchmesser 260 μm . Durch das verwendete Programm bedingt, wird für die Achsenbeschriftung ein Dezimalpunkt anstelle eines Kommas verwendet.

Hyperfokale Distanz

Betrachten wir die hintere Grenze des Schärfentiefebereichs g_h etwas genauer, so kann man feststellen, dass der Nenner des mathematischen Ausdrucks Null ergeben kann. Der Schärfentiefebereich wäre dann nach hin-

ten bis ins Unendliche ausgedehnt. Rein mathematisch wären sogar negative Lösungen möglich, die für die praktische Anwendung jedoch wie $g_h \rightarrow \infty$ zu behandeln sind.

$$g_h = \frac{f^2 g}{f^2 - kz(g - f)} \rightarrow \infty, \quad \text{falls } f^2 - kz(g - f) = 0 \quad (3.52)$$

Die einzustellende Entfernung g_{hyp} , falls eine Schärfentiefe bis ins unendliche gewünscht wird, lässt sich somit berechnen. Diese Entfernung wird als hyperfokale Distanz bezeichnet.

Aus

$$f^2 - kz(g_{hyp} - f) = 0 \quad (3.53)$$

folgt

$$g_{hyp} = f \left(1 + \frac{f}{kz} \right) \quad (3.54)$$

Bildlich kann man sich dies folgendermaßen vorstellen: Stellt man sich die Objektivöffnung und einen weit entfernten Punkt vor, so ändert sich die Einfallsrichtung der Strahlen, die vom entfernten Punkt ausgehend soeben noch ins Objektiv eintreten, kaum noch, wenn man diesen Punkt noch weiter nach hinten verschieben würde.

Setzt man die hyperfokale Distanz g_{hyp} in Gleichung (3.42) für den Nahepunkt der Schärfentiefe g_v ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} g_v &= \frac{f^2 g_{hyp}}{f^2 - kz(g_{hyp} - f)} \\ &= \frac{f \left(1 + \frac{f}{kz} \right)}{2} \\ &= \frac{g_{hyp}}{2} \end{aligned} \quad (3.55)$$

Der Nahepunkt der Schärfentiefe läge somit bei der halben hyperfokalen Distanz.

Eine derartige Einstellung des Schärfentiefebereichs wird häufig bei Fix-Fokus-Objektiven verwendet. Sie spielt für die Anwendung in Tiefenkameras jedoch kaum eine Rolle, da der aufgenommene Tiefenbereich ohnehin durch das Aufnahmeverfahren nach hinten begrenzt ist. Sie gewinnt jedoch in dem Moment wieder an Bedeutung, in dem die Rohbilder der Tiefenkamera als klassische Grauwertbilder ebenfalls ausgelesen werden sollen.

Da in diesem Fall ausschließlich die vordere Grenze g_v den Schärfentiefebereich limitiert, ist es sinnvoll, die für ein scharfes Bild maximal zulässige Blende über g_v zu definieren.

Aus Gleichung (3.54) folgt durch Umformung nach der Blendenzahl k

$$k = \frac{f}{z(2g_v - f)} \quad (3.56)$$

Optimum der Blendeneinstellung für eine hintere Schärfentiefengrenze g_h , die kleiner als unendlich ist

Wählt man eine Entfernung g kleiner g_{hyp} für die Schärfeneinstellung des Objektivs, bleibt g_h endlich. In diesem Abschnitt soll die größtmögliche Blendenöffnung und die damit verbundene Einstellungsdistanz g für einen vorgegebenen Schärfentiefebereich $[g_v .. g_h]$ hergeleitet werden.

Zunächst werden die Anforderungen, die die vordere bzw. hintere Schärfentiefengrenze an die Blendeneinstellung stellen, separat betrachtet. Aus der Berechnungsformel für die vordere Grenze folgt durch Umformung:

$$\begin{aligned}g_v &= \frac{f^2 g}{f^2 + zk(g - f)} \\ \Leftrightarrow \frac{1}{g_v} &= \frac{f^2 + zk(z - g)}{f^2 g} \\ \Leftrightarrow \frac{f^2 g}{g_v} &= f^2 + zk(g - f) \\ \Leftrightarrow \frac{f^2 g}{g_v} - f^2 &= zk(g - f) \\ \Rightarrow k_{vor} &\geq \frac{f^2}{z(g - f)} \left(\frac{g}{g_v} - 1 \right)\end{aligned}\tag{3.57}$$

Analog lässt sich eine weitere Bedingung aus der hinteren Grenze der Schärfentiefe g_h ableiten:

$$\begin{aligned}g_h &= \frac{f^2 g}{f^2 - zk(g - f)} \\ \Leftrightarrow \frac{1}{g_h} &= \frac{f^2 - zk(g - f)}{f^2 g} \\ \Leftrightarrow \frac{f^2 g}{g_h} &= f^2 - zk(g - f) \\ \Leftrightarrow f^2 - \frac{f^2 g}{g_h} &= zk(g - f) \\ \Leftrightarrow k_{hinten} &\geq \frac{f^2}{2(g - f)} \left(1 - \frac{g}{g_h} \right)\end{aligned}\tag{3.58}$$

Trägt man beide Bedingungen für die erforderliche Blendenzahl k in Abhängigkeit von der Einstellentfernung g in ein Diagramm ein, so liegen sämtliche möglichen Einstellungskombinationen (g, k) in dem Bereich oberhalb beider Grenzkurven $k_{\text{vor}}(g)$ und $k_{\text{hinten}}(g)$.

Abbildung 3.28 zeigt ein solches Diagramm für folgende Randbedingungen:

Objektivbrennweite $f = 4,8\text{mm}$

zulässige Unschärfekreisdurchmesser $z = 260\mu\text{m}$

vordere Grenze des Schärfentiefebereichs $g_v = 20\text{cm}$

hintere Grenze des Schärfentiefebereichs $g_h = 10\text{m}$

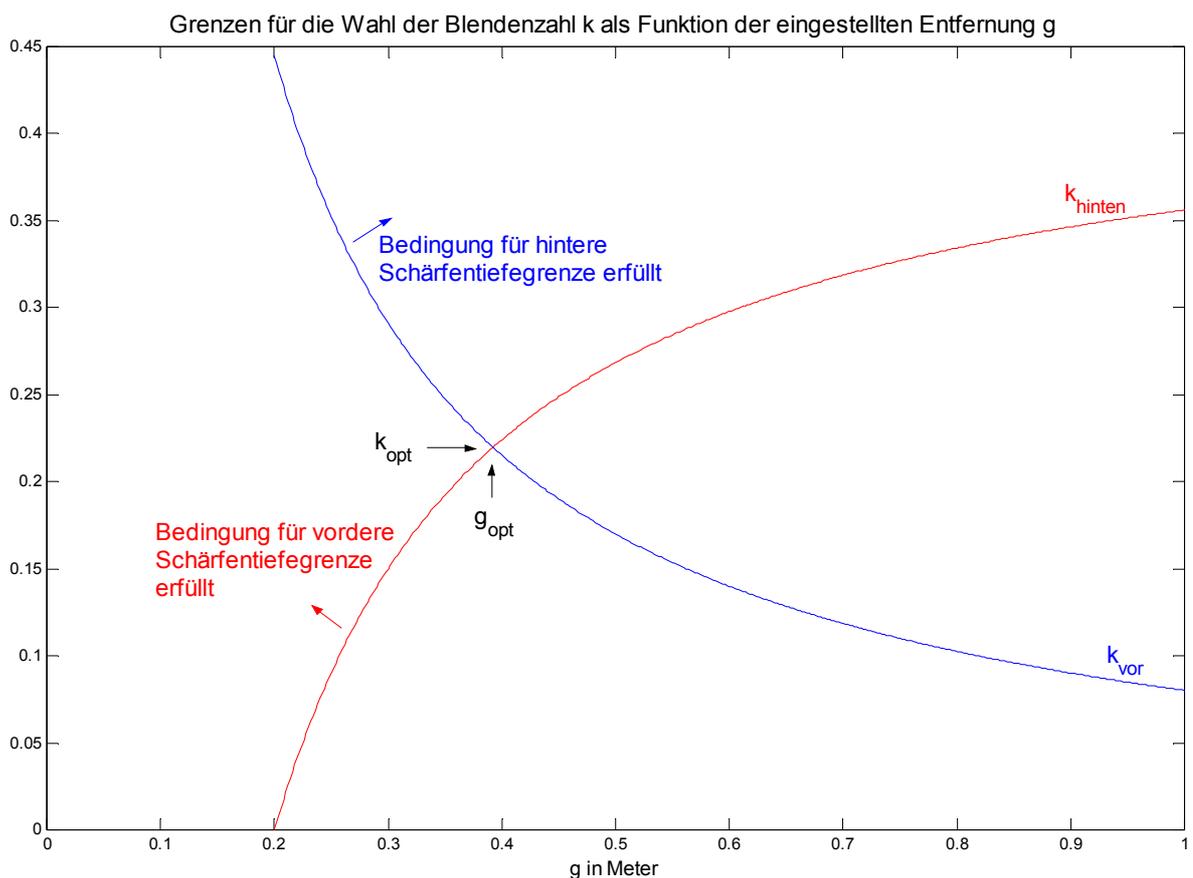


Abbildung 3.28: Bestimmung der optimalen ObjektivEinstellung aus den Grenzen eines vorgegebenen Schärfentiefebereichs. Auch hier wird aufgrund der Möglichkeiten des verwendeten Programms ein Dezimalpunkt anstelle des Kommas verwendet.

Die größtmögliche Blendenzahl k_{opt} wird im Schnittpunkt beider Grenzkurven $k_{vor}(g)$ bzw. $k_{hinten}(g)$ ermöglicht. Die mit diesem Schnittpunkt korrespondierende Entfernungseinstellung g_{opt} kann durch Gleichsetzen der Grenzgleichungen ermittelt werden.

$$\begin{aligned}
 k_{vor}(g_{opt}) &= k_{hinten}(g_{opt}) \\
 \Leftrightarrow \frac{f^2}{z(g-f)} \left(\frac{g_{opt}}{g_v} - 1 \right) &= \frac{f^2}{z(g-f)} \left(1 - \frac{g}{g_h} \right) \\
 \Leftrightarrow \frac{g_{opt}}{g_v} - 1 &= 1 - \frac{g_{opt}}{g_h} \\
 \Leftrightarrow \frac{g_{opt}}{g_v} + \frac{g_{opt}}{g_h} &= 2 \\
 \Leftrightarrow g_{opt} \left(\frac{1}{g_v} + \frac{1}{g_h} \right) &= 2 \\
 \Leftrightarrow g_{opt} = \frac{2}{\frac{1}{g_v} + \frac{1}{g_h}} &= 2 \cdot \frac{g_v g_h}{g_v + g_h} \tag{3.59}
 \end{aligned}$$

Setzt man k_{opt} in eine der Grenzgleichungen, hier die Formel für k_{vor} , ein, so resultiert daraus die minimal zulässige Blendenzahl für eine scharfe Abbildung im gesamten vorgegebenen Schärfentiefebereich.

$$k_{opt} = \frac{f^2}{z(g_{opt}-f)} \left(\frac{g_{opt}}{g_v} - 1 \right) \quad , \text{ mit } g_{opt} = 2 \cdot \frac{g_v g_h}{g_v + g_h} \tag{3.60}$$

Die Blendenzahl muss somit größer oder gleich k_{opt} gewählt werden. Wählt man $k = k_{opt}$, resultiert daraus die Notwendigkeit, das Objektiv exakt auf die Entfernung g_{opt} einzustellen. Für $k > k_{opt}$ ergibt sich ein Toleranzbereich für die Schärfeneinstellung.

Aus einem zu geringen Toleranzbereich erwachsen für die Einstellung eines Objektivs einige Schwierigkeiten. Einerseits muss die Einstellmechanik präzise genug einstellbar bzw. überhaupt erst einmal vorhanden sein, was bei Fix-Fokus-Objektiven nicht der Fall ist. Die Einstellung muss auch bei temperatur- oder erschütterungsbedingten Schwankungen der Einstellungsentfernung noch über den gesamten geforderten Schärfentiefebereich ausreichende Bildqualität ermöglichen.

Hinzu kommt, dass eine direkte Einstellung eines Wertes g , der stets innerhalb der Schärfentiefe liegt, praktisch nicht durchzuführen ist. Wie sollte die einstellende Person beurteilen können, welches die absolut schärfste Bildwiedergabe ist, wenn der Bildsensor oder auch das menschliche Auge bereits Punkte geringerer Schärfe als scharf empfindet bzw. diese nicht weiter auflösen vermag.

Der Übergang zwischen „scharf“ und „unscharf“ an den Grenzen des Schärfentiefebereichs kann hingegen durch einen Beobachter recht gut wahrgenommen werden. Allerdings liegt auch hier die Grenze in den Augen des Betrachters. Was eine Person noch als scharf wahrnimmt, kann für eine weitere bereits „leicht verwischt“ wirken. Durch einen Wechsel der Beobachtung der vorderen und hinteren Schärfengrenze ist eine gute Einstellung dennoch möglich, sofern der Toleranzbereich für die Entfernungseinstellung größer ist als die Einstellgenauigkeit des verwendeten Objektivs.

Die Grenzen der Einstelltoleranz $[g_{Tol-v} \cdot g_{Tol-h}]$ lassen sich wiederum aus den Grenzfunktionen für die Blendenzahl k ermitteln.

Betrachten wir erneut Abbildung 3.28, so lässt sich ablesen, dass die vordere Grenze der Einstelltoleranz g_{Tol-v} aus der Bedingung für k_{hinten} abzuleiten ist.

$$\begin{aligned}
k_{hinten} &= \frac{f^2}{z(\mathbf{g}_{Tol-v} - f)} \left(1 - \frac{\mathbf{g}_{Tol-v}}{\mathbf{g}_h} \right) \\
\Leftrightarrow k_{hinten} (\mathbf{g}_{Tol-v} - f) &= \frac{f^2}{z} \left(1 - \frac{\mathbf{g}_{Tol-v}}{\mathbf{g}_h} \right) \\
\Leftrightarrow k_{hinten} \cdot \mathbf{g}_{Tol-v} - k_{hinten} \cdot f &= \frac{f^2}{z} - \frac{f^2}{z\mathbf{g}_h} \cdot \mathbf{g}_{Tol-v} \\
\Leftrightarrow \mathbf{g}_{Tol-v} \left(k_{hinten} + \frac{f^2}{z\mathbf{g}_h} \right) &= \frac{f^2}{z} + f \cdot k_{hinten} \\
\Leftrightarrow \mathbf{g}_{Tol-v} = \frac{\frac{f^2}{z} + f \cdot k_{hinten}}{k_{hinten} + \frac{f^2}{z \cdot \mathbf{g}_h}} &= \frac{\frac{1}{z} + \frac{k_{hinten}}{f}}{\frac{k_{hinten}}{f^2} + \frac{1}{z \cdot \mathbf{g}_h}} \quad (3.61)
\end{aligned}$$

Entsprechend wird die hintere Grenze \mathbf{g}_{Tol-h} aus der Bedingung für k_{vor} bestimmt.

$$\begin{aligned}
k_{vor} &= \frac{f^2}{z(\mathbf{g}_{Tol-h} - f)} \left(\frac{\mathbf{g}_{Tol-h}}{\mathbf{g}_v} - 1 \right) \\
\Leftrightarrow \mathbf{g}_{Tol-h} &= \frac{f \cdot k_{vor} - \frac{f^2}{2}}{k_{vor} - \frac{f^2}{z \cdot \mathbf{g}_v}} = \frac{\frac{k_{vor}}{f} - \frac{1}{z}}{\frac{k_{vor}}{f^2} - \frac{1}{z \cdot \mathbf{g}_v}} \quad (3.62)
\end{aligned}$$

3.6.3 Beugungsunschärfe

Im Kapitel 3.6.2 „Schärfentiefe“ wurde die maximal zulässige Blendenöffnung für eine ausreichend scharfe Abbildung bestimmt. Der für die Blendeneinstellung zulässige Bereich wird auch zu kleinen Öffnungen hin eingeschränkt. Betrachtet man einen einzigen Punkt im Blickfeld der Kamera als Punktquelle, so treten durch eine eingegrenzte Öffnung (Blende) Beugungserscheinungen auf. Diese wirken sich um so stärker aus, je kleiner die Öffnung, gemessen an der Wellenlänge des Lichts, ist. Beugung tritt auch dann auf, wenn das verwendete Objektiv über keine gesonderte Blende verfügt. Die endliche Ausdehnung der Linsen bzw. deren Fassungen begrenzen die Optik wie eine explizit eingefügte Blende.

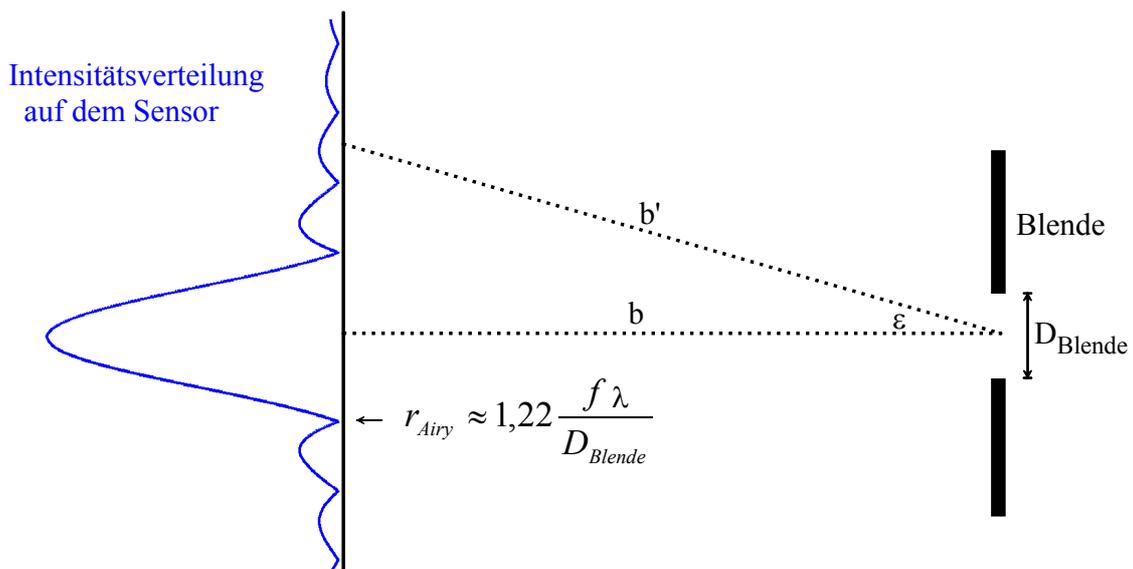


Abbildung 3.29: Beugung an einer kreisrunden Blende. Die Intensität des Lichts, somit letztlich die empfundene Helligkeit, kann für konstante betrachtete Flächen bzw. äquivalente Raumwinkel, durch unterschiedliche physikalische Einheiten – wie beispielsweise die Bestrahlungsstärke – auf einem kleinen Flächenelement beschrieben werden.

Auf eine detaillierte Herleitung des Beugungsmusters soll an dieser Stelle verzichtet werden. Sie kann bei „E. Hecht: Optik“ nachgeschlagen werden. Bei einem Objektiv ist D_{Blende} identisch mit der Eintrittspupille D_{EP} . In diesem Abschnitt wird D_{Blende} verwendet, da die Zusammenhänge für jede runde Öffnung gelten, die die Funktion einer beabsichtigten oder unbeabsichtigten Blende hat.

Das Beugungsmuster einer Punktquelle lässt sich nach der Formel.

$$E(\varepsilon) = E_0 \cdot \left(\frac{2\mathbf{J}_1\left(\frac{K \cdot D_{Blende} \cdot \sin \varepsilon}{2}\right)}{\frac{K \cdot D_{Blende} \sin \varepsilon}{2}} \right)^2 \quad (3.63)$$

$$\text{mit } E_0 = E(\varepsilon = 0)$$

$$\text{und } k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.64)$$

berechnen. $\mathbf{J}_1(\dots)$ ist eine Besselfunktion erster Art erster Ordnung. Sie kann in mathematischen Tabellenwerken nachgeschlagen werden oder durch Programme – wie beispielsweise Matlab – berechnet werden.

Abbildung 3.30 zeigt das Beugungsmuster einer einzigen Punktquelle, hervorgerufen durch eine kreisförmige Blende. Man erkennt das deutlich ausgeprägte Hauptmaximum, dessen Projektion auch als Airy-Scheibe bezeichnet wird, sowie das erste Nebenmaximum. Das zweite Nebenmaximum lässt sich in der Abbildung lediglich erahnen, wenn man weiß, dass es existiert. In Abbildung 3.29 wurden die Nebenmaxima überhöht dargestellt, indem auf eine Quadrierung verzichtet wurde.

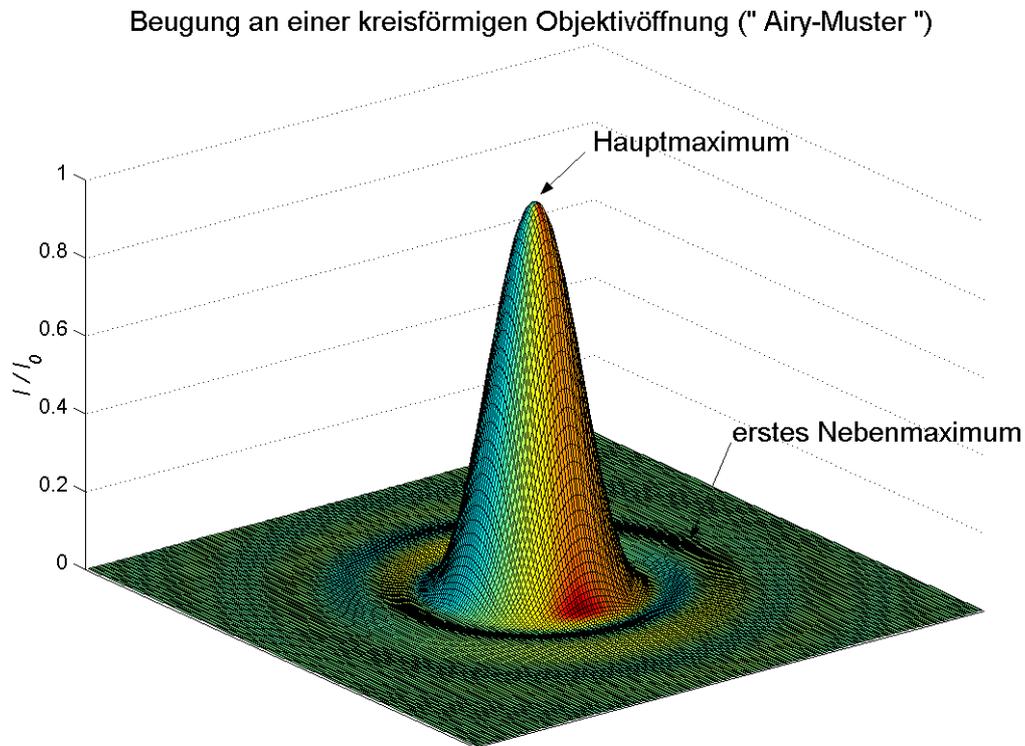


Abbildung 3.30: Airy-Funktion; Abbildung eines Bildpunktes. Anstelle eines diskreten Leuchtpunktes entsteht durch Beugung die abgebildete Helligkeitsverteilung (lokale Bestrahlungsstärkeverteilung), hier bezogen auf deren Maximum I_0 .

Die Bezeichnung Airy-Scheibe ehrt den königlichen Astronomen Sir George Bidell Airy (England 1801-1892), der die Gleichung des Beugungsmusters erstmals abgebildet hatte.

Per Definition wird der erste Nulldurchgang zwischen Hauptmaximum und erstem Nebenmaximum als Durchmesser des Airy-Scheibchens bezeichnet. Dieser Radius kann berechnet werden:

$$r_{Airy} = 1,22 \frac{b\lambda}{D_{Blende}} \quad (3.65)$$

Da die Bildweite b (siehe Kapitel 3.6.1) auch vom Objektstand abhängt, wird üblicherweise die Näherung $b \approx f$ für die Berechnung verwendet.

$$r_{Airy} \approx 1,22 \frac{f \cdot \lambda}{D_{Blende}} \quad (3.66)$$

Alternativ zum Radius wird häufig auch der Winkel zwischen Maximalwert und 1. Nulldurchgang angegeben.

Mit

$$\sin \varepsilon_{Airy} = \frac{r_{Airy}}{b} \quad (3.67)$$

und dem für kleine Winkel ε zulässigen $\sin(\varepsilon_{Airy}) \approx \varepsilon_{Airy}$ erhält man

$$\varepsilon_{Airy} \approx 1,22 \frac{\lambda}{D_{Blende}} \quad (3.68)$$

Da das Beugungsmuster mit zunehmenden Abstand vom Maximum schnell gegen Null strebt, ist die Zulässigkeit dieser Näherung stets gewährleistet.

Werden zwei benachbarte Bildpunkte aufgenommen, die wiederum als Punktquellen angesehen werden, so entsteht auf dem Sensor ein Bild aus sich teilweise überlagernden Airy-Beugungsmustern. Sind beide Punktquellen inkohärent, was durch Streuung an den Oberflächen der aufzunehmenden Objekte, nahezu immer gegeben ist, überlagern sich die Airy-Beugungsmuster interferenzfrei. Die resultierende Intensitätsverteilung (siehe Anmerkung in der Bildunterschrift zu Abbildung 3.29) wird rein additiv gebildet. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.31 graphisch dargestellt.

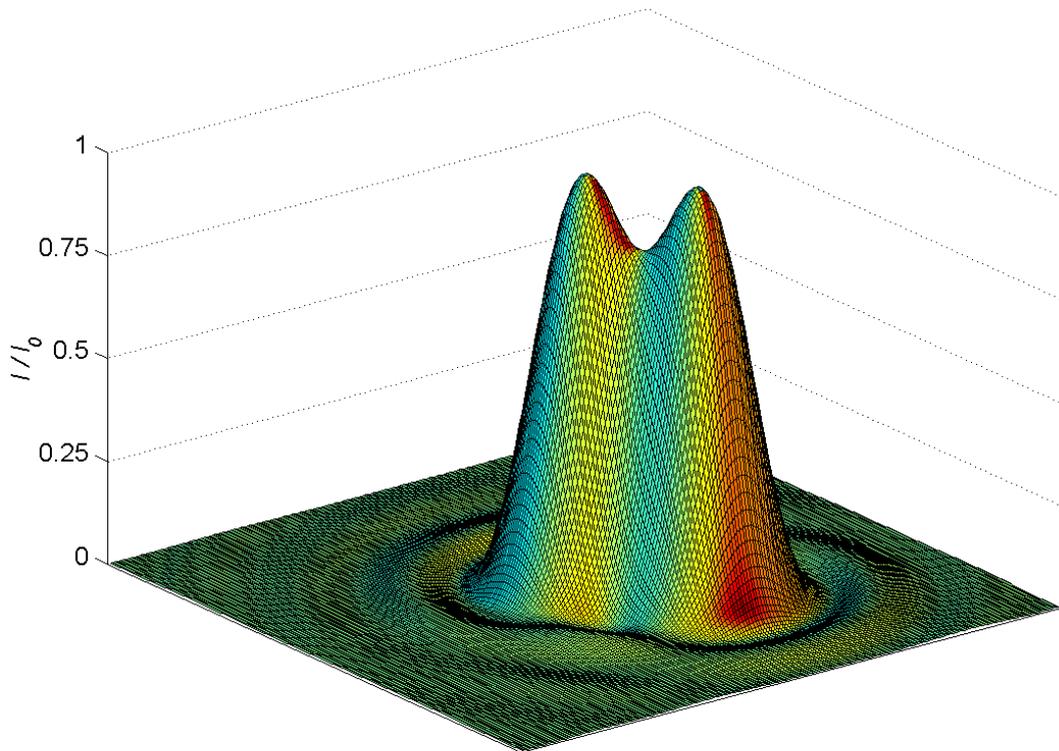


Abbildung 3.31: Additive Überlagerung von zwei Beugungsmustern. Die Funktion wurde wiederum auf das Maximum I_0 eines Einzelbeugungsmusters bezogen.

Rücken die einzelnen Beugungsmuster immer näher zusammen, so ist es ab einem gewissen Abstand nicht länger möglich zu beurteilen, ob es sich um einen größeren Punkt oder mehrere überlagerte handelt.

Eine Definition eines maximal zulässigen Abstands zweier Maxima ist problematisch. Sie kann lediglich rein willkürlich vorgenommen werden.

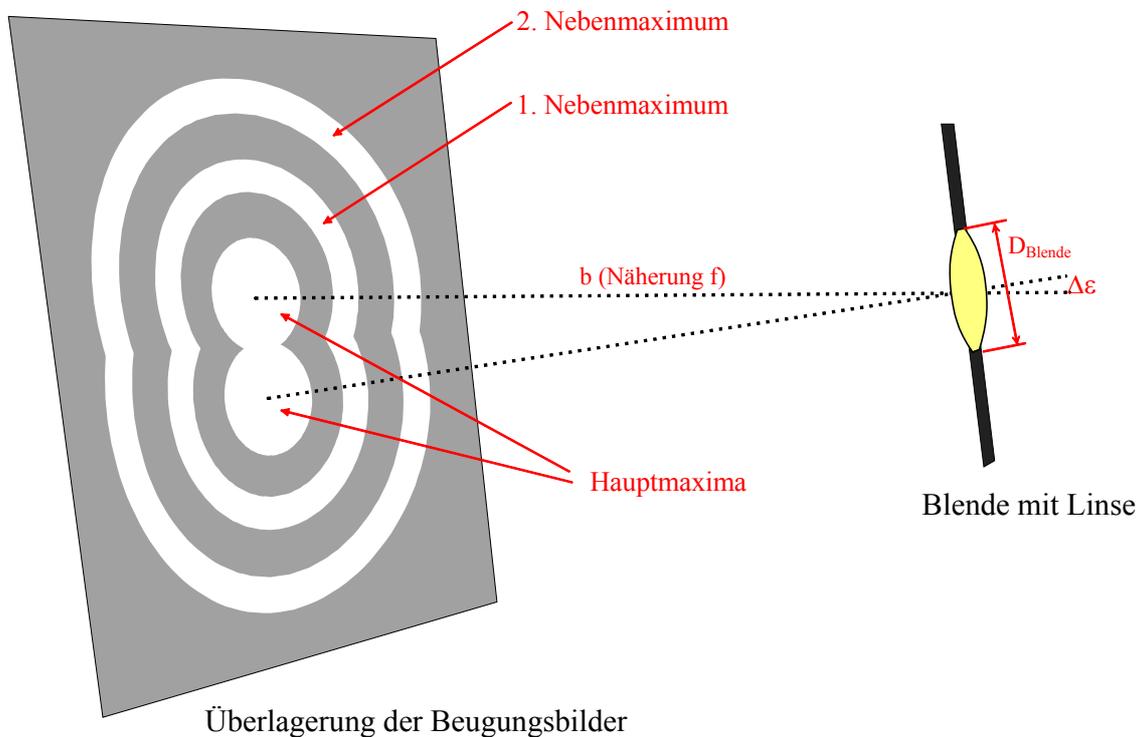


Abbildung 3.32: Überlagerung der Airy-Beugungsmuster zweier Punktquellen

Üblicherweise wird das durch Lord Rayleigh festgelegte Kriterium zur Abschätzung der erzielbaren Auflösung herangezogen. Lord Rayleigh legte fest, dass zwei durch ein optisches System betrachtete Sterne gerade noch aufgelöst werden können, wenn das Zentrum des Airy-Scheibchens des ersten Sterns in den ersten dunklen Streifen des Airy-Musters des anderen Sterns fällt. Es spielt keine Rolle, welcher Art die Lichtquellen sind. Auch die Tatsache, dass Lord Rayleigh mit einem optischen System sicherlich kein Objektiv vor einem elektronischen Sensor meinte, wertete die Anwendbarkeit seines Kriteriums für solche Systeme keineswegs ab. Abbildung 3.32 verdeutlicht die Überlagerung zweier Beugungsmuster.

Mit Lord Rayleighs eigenen Worten [Zitat aus 17]:

„Die Regel ist praktisch, weil sie so einfach ist. Sie ist auch genügend genau, wenn man die Tatsache berücksichtigt, dass wir notwendigerweise nicht genau sagen können, was mit Auflösung genau gemeint ist.“

Gemäß dieser Regel beträgt der minimale Winkelabstand zweier noch auflösbarer Objekte

$$\Delta\varepsilon_{\min} \approx 1,22 \frac{\lambda}{D_{\text{Blende}}} \quad (3.69)$$

3.6.4 Lichtausbeute des Objektivs

Bisher wurden in vorherigen Abschnitten Beleuchtung (3.3), Reflexion an Oberflächen (3.4) und die Optik (3.6 bis 3.6.3) separat betrachtet. Die in Kapitel 3.5 betrachteten Situationen, die unter dem Oberbegriff „schlechte Sicht“ zusammengefasst werden können, sollen hier nicht betrachtet werden. Sie können jederzeit durch Einfügen des Dämpfungsterms $e^{-\mu r}$ (siehe Kapitel 3.5) in dem Modell berücksichtigt werden.

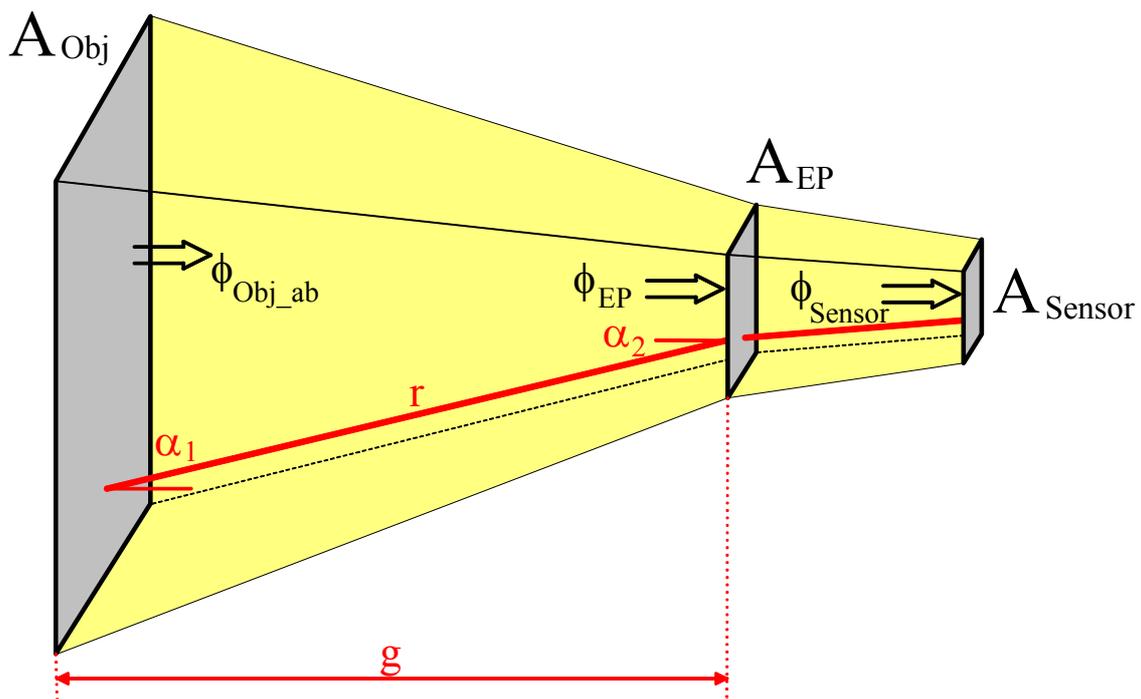


Abbildung 3.33: Schematische Darstellung der geometrischen Größen zur Bestimmung der Lichtausbeute

Betrachten wir zunächst den Weg des Lichts von einer Objektoberfläche hin zum Sensorchip. Abbildung 3.33 verdeutlicht noch einmal die Situation in stark vereinfachter Darstellung.

Von der betrachteten Objektoberfläche A_{Obj} wird die Leistung Φ_{Obj_ab} richtungsabhängig angestrahlt. Nehmen wir an, sie entspräche den Gesetzmäßigkeiten eines Lambertschen Strahlers. Somit gilt:

$$\Phi_{Obj_ab} = L_{0_Obj} \cdot \Omega_0 \cdot A_{Obj} \cdot \cos \alpha_1 \quad (3.70)$$

Dabei ist L_{0_Obj} die abgestrahlte Strahldichte in Richtung der Flächennormalen von A_{Obj} .

In der Eintrittsöffnung der Optik A_{EP} resultiert daraus die Strahlungsleistung Φ_{ep} .

$$\Phi_{EP} = \Phi_{Obj_ab} \cdot \frac{A_{EP}}{r^2} \cdot \cos \alpha_2 \quad (3.71)$$

$$= L_{0_Obj} \cdot \Omega_0 \cdot \frac{A_{Obj} \cos \alpha_1 A_{EP} \cos \alpha_2}{r^2}$$

Hier ist r der tatsächlich zurückgelegte Weg des Lichts. Interessiert der Abstand g des betrachteten Punktes von der Bildebene, so kann r durch g und den Winkel α_2 ausgedrückt werden (Abbildung 3.34).

$$\cos \alpha_2 = \frac{g}{r} \Rightarrow r = \frac{g}{\cos \alpha_2} \quad (3.72)$$

Somit folgt

$$\Phi_{EP} = L_{0_Obj} \cdot \Omega_0 \cdot \frac{A_{Obj} \cos \alpha_1 A_{EP} \cos^3 \alpha_2}{g^2} \quad (3.73)$$

Für A_{Obj} parallel zu A_{EP} gilt ferner $\alpha_1 = \alpha_2$.

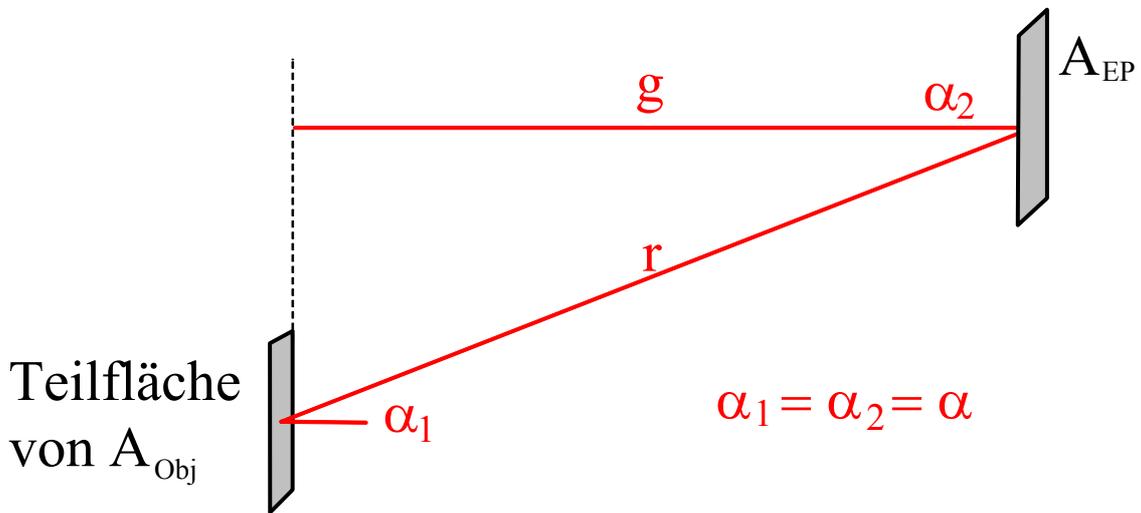


Abbildung 3.34: Die Winkel im Sonderfall paralleler Ebenen

Der Anteil der Strahlungsleistung, der den Sensorchip erreicht, wird durch die Transmissionseigenschaften des Objektivs bestimmt.

$$\Phi_{Sensor} = \tau_{optik} \cdot \Phi_{EP} \quad (3.74)$$

Mit

$\tau_{optik} < 1$: Transmissionsgrad des Objektivs

Der Transmissionsgrad sollte den Unterlagen des Objektivherstellers entnommen werden. Liegt kein expliziter Wert vor, kann eine Größenordnung um 90% angenommen werden. Der Transmissionsgrad kann mit der Wellenlänge des Lichts variieren.

Die Bestrahlungsstärke auf dem Sensor ergibt sich aus dem Quotienten vom Φ_{Sensor} und der damit betrachteten Fläche A_{Sensor} .

$$\begin{aligned}
E_{Sensor} &= \frac{\Phi_{Sensor}}{A_{Sensor}} = \frac{\tau_{optik} \Phi_{EP}}{A_{Sensor}} \\
&= \tau_{optik} L_{0_Obj} \Omega_0 \frac{A_{Obj}}{A_{Sensor}} \cdot \frac{A_{EP}}{g^2} \cos \alpha_1 \cos^3 \alpha_2
\end{aligned} \tag{3.75}$$

Genau genommen, müsste anstelle der Sensorfläche A_{Sensor} die runde Fläche, die vom Objektiv beleuchtet wird, angesetzt werden. Da die durch die zusätzlich um den Sensorchip herum ausgeleuchtete Fläche hervorgerufenen Verluste durch die Objektivhersteller bereits teilweise in τ_{Optik} berücksichtigt werden, wird hier mit A_{Sensor} gearbeitet.

Allerdings sollte man bei solchen Angaben hinsehen oder – falls nötig – nachfragen. Weiterhin sollte betrachtet werden, dass die Objektivhersteller lediglich von Standardmaßen der Sensorchips ausgehen können. Diese Maße werden in Kapitel 3.7.1 aufgeführt. Weicht der verwendete Sensor erheblich von diesen Standardmaßen ab, sollte ein zusätzlicher Korrekturterm eingeführt werden.

$$\tau_{Korrektur} = \frac{A_{Sensor}}{A_{ausgeleuchtet}} \tag{3.76}$$

Für A_{Sensor} sollte die lichtempfindliche Fläche des verwendeten Sensors eingesetzt werden. $A_{ausgeleuchtet}$ ist eine kreisrunde Fläche, deren Durchmesser gleich der Diagonalen der Sensorgröße ist, für die das Objektiv gefertigt wurde. Für ein 1/2 Zoll-Objektiv müssen beispielsweise 8mm als Durchmesser für $A_{ausgeleuchtet}$ verwendet werden.

Für A_{Sensor} kann A_{Obj} bei der Betrachtung so begrenzt werden, dass nur Anteile berücksichtigt werden, die auf dem Sensorchip abgebildet werden. Somit ergeben sich unterschiedliche Öffnungswinkel der Optik für Bildbreite, -höhe und -diagonale. Dieser Weg soll hier besprochen werden.

Das Verhältnis von A_{Obj} zu A_{Sensor} kann über die in Kapitel 3.6.1 hergeleiteten Abbildungsgleichungen beschrieben werden.

Allgemein gilt:

$$\frac{|B|}{G} = \frac{b}{g}, \quad \text{"Bildgrößengleichung"} \quad (3.77)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} &= \frac{1}{f} - \frac{1}{b} \quad \text{"Abbildungsgleichung"} \\ \Rightarrow b &= \frac{g \cdot f}{g-f} \end{aligned} \quad (3.78)$$

Da

$$A_{Obj} \sim G^2 \quad \text{und} \quad A_{Sensor} \sim B^2 \quad (3.79)$$

gilt, folgt

$$\frac{A_{Obj}}{A_{Sensor}} = \frac{g^2}{b^2} = \frac{g^2(g-f)^2}{(g \cdot f)^2} \quad (3.80)$$

Die Eintrittspupille des Objektivs A_{EP} kann über die Brennweite und die Blendenzahl des Objektivs ausgedrückt werden

$$A_{EP} = \frac{\pi}{4} D_{EP}^2 = \frac{\pi}{4} \left(\frac{f}{k} \right)^2 \quad (3.81)$$

D_{EP} ist der Blendendurchmesser.

Somit kann E_{Sensor} durch

$$E_{Sensor} = E_{0_Obj} \cdot \tau_{Optik} \frac{1}{4} \frac{(g-f)^2}{g^2 \cdot k^2} \cdot \cos \alpha_1 \cos^3 \alpha_2 \quad (3.82)$$

$$\text{mit } E_{0_Obj} = \frac{L_{0_Obj} \cdot \Omega_0}{\pi}$$

ausgedrückt werden. Ω_0 dient wiederum der Einheitenkorrektur.

Die Fläche A_{EP} wird sowohl durch die Laserpulse zur Entfernungsmessung als auch durch eigentlich unerwünschtes Hintergrundlicht angestrahlt.

Geht man von einem Raum aus, in dem Menschen arbeiten, so wird die Beleuchtung so ausgelegt sein, dass eine annähernd gleichmäßige Ausleuchtung gegeben ist. Daher kann die Hintergrundbeleuchtung als konstant angenommen werden.

$$E_{Hintergr} = \text{konstant! (willkürliche Festlegung)} \quad (3.83)$$

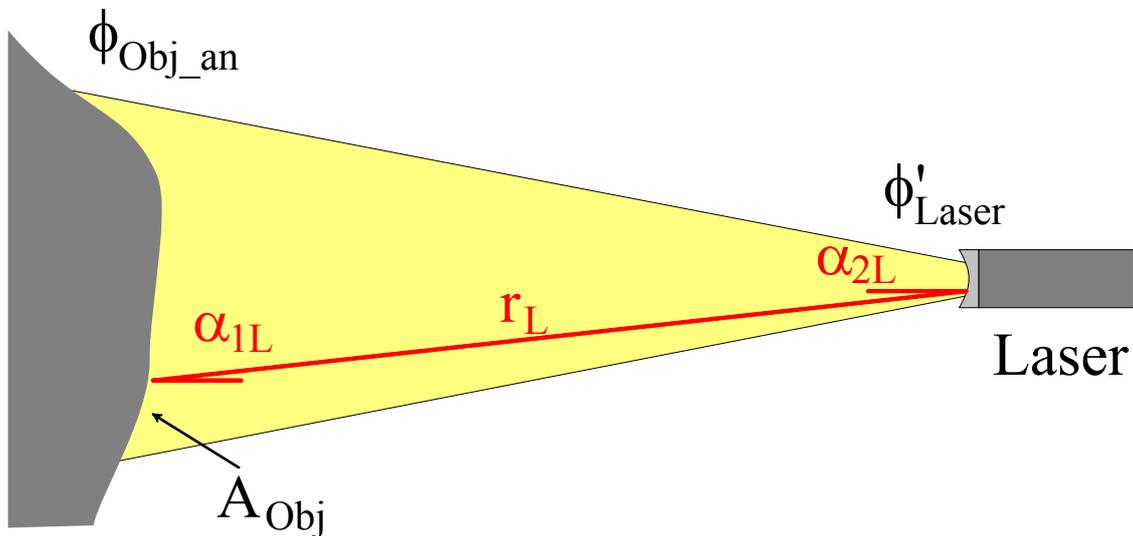


Abbildung 3.35: Laserbeleuchtung. Der Strich bei Φ'_{Laser} soll daran erinnern, dass keineswegs immer die gesamte optische Leistung des verwendeten Lasers eingesetzt werden kann. Φ'_{Laser} beschreibt ausschließlich den Anteil, der in Richtung der betrachteten Fläche, die auch von der Kamera beobachtet wird, angestrahlt wird.

Ist der Reflektionsgrad der betrachteten Oberfläche $\sigma(\lambda)$ bekannt, kann somit die Leistungsdichte auf dem Sensor, die auf Hintergrundlicht zurückzuführen ist berechnet werden.

$$E_{Sensor_D} = E_{Hintergr} \cdot \frac{\tau_{Obj} \cdot \sigma}{4} \cdot \frac{(g-f)^2}{g^2 \cdot k^2} \cdot \cos \alpha_1 \cos^3 \alpha_2 \quad (3.84)$$

Für die (Laser-)Pulslichtquelle soll folgende Annahme gemacht werden: Die Strahlungsleistung Φ_{Laser} sei in dem ausgeleuchteten Winkelbereich für alle Winkel gleichmäßig verteilt. Diese Annahme ist nur für sehr hochwertige Lichtquellen bedenkenlos anwendbar.

Nur ein Teil der in den Raumwinkelbereich Ω_{Laser} abgestrahlten Leistung, der auf die Fläche A_{Obj} trifft, kann reflektiert werden.

$$\Phi_{Obj_an} = \Phi_{Laser} \cdot \frac{\Omega_{Obj}}{\Omega_{Laser}} \quad (3.85)$$

Ω_{Laser} beschreibt den Raumwinkelbereich, in den der Laser strahlt. Ω_{Obj} den Raumwinkelbereich, in dem die Fläche A_{Obj} durch die Laserstrahlung getroffen wird. Ω_{Obj} kann somit durch A_{Obj} beschrieben werden.

$$\Omega_{Obj} = \frac{A_{Obj} \cdot \cos \alpha_{2L}}{r_L^2} \quad (3.86)$$

Der Index L soll daran erinnern, dass Lichtquelle und Kamera nicht zwangsläufig an der gleichen Position angebracht sein müssen (Abbildung 3.35). Eine voneinander entfernte Anbringung verfälscht jedoch das Endergebnis, wenn die in Kapitel 1.3 vorgestellten Gleichungen verwendet werden.

Setzt man auch hier wieder

$$r_L = \frac{g_L}{\cos \alpha_{2L}} \quad (3.87)$$

ein, so erhält man

$$\Phi_{Obj_an} = \Phi_{Laser} \cdot A_{Obj} \cdot \frac{\cos^3 \alpha_{2L}}{\Omega_{Laser} g_L^2} \quad (3.88)$$

Dieses Ergebnis kann nun in Gleichung (3.82) eingesetzt werden.

$$\begin{aligned} E_{Sensor_L} &= \frac{\Phi_{Obj_an}}{A_{Obj}} \cdot \frac{\tau_{Optik} \cdot \sigma}{4} \cdot \frac{(g-f)^2}{g^2 \cdot k^2} \cdot \cos \alpha_1 \cos^3 \alpha_2 \\ &= \frac{\Phi_{Laser}}{\Omega_{Laser}} \cdot \frac{\tau_{Optik} \cdot \sigma}{4} \cdot \frac{(g-f)^2}{g^2 \cdot g_L^2 \cdot k^2} \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos^3 \alpha_{2L} \cos^3 \alpha_2 \end{aligned} \quad (3.89)$$

Die Ergebnisse lassen sich unter speziellen Bedingungen weiter vereinfachen.

Falls die Laserlichtquelle unmittelbar an der Kamera angebracht ist, braucht nicht länger zwischen Geometriegrößen der Lichtquelle und Geometriegrößen der Kamera unterschieden werden

$$\alpha_{1L} = \alpha_1, \quad \alpha_{2L} = \alpha_2, \quad r_L = r \text{ und } g_L = g \quad (3.90)$$

Wird eine Fläche parallel zur Bildebene betrachtet, vereinfachen sich die Winkelbezeichnungen.

$$\alpha_1 = \alpha_2 \text{ bzw. } \alpha_{1L} = \alpha_{2L} \quad (3.91)$$

Wird jedoch eine beliebig angeordnete Fläche aufgenommen, so müssen die einzelnen Winkel unterschieden werden. Weiterhin müssen r und g als Funktion des Betrachtungswinkels α_2 angesetzt werden.

Interpretation der Ergebnisse

Die Bestrahlungsstärke weist eine Abhängigkeit des Betrachtungswinkels α_2 auf. Bei der Laserbestrahlung ist dies stärker ausgeprägt als bei der Hintergrundbeleuchtung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei einem schrägen Einfall des Laserpulses eine größere Fläche bestrahlt wird, auf die sich die abgestrahlte Leistung verteilt. Dadurch verschlechtert sich das

Verhältnis von Nutzsignal (Laserbestrahlung) zu dem unterdrückten Hintergrundlicht.

Die Bestrahlungsstärke für den Fall, dass alle Winkel α gleich null Grad betragen, zeigen Abhängigkeiten von der Entfernung. Auch hier sind diese für die Laserbeleuchtung stärker ausgeprägt, da bereits die Bestrahlungsstärke auf der betrachteten Fläche durch die Aufweitung des Laserlichts mit der Entfernung g abnimmt. Dies wirkt sich um so stärker aus, je weiter das Laserlicht aufgeweitet wird. Daher ist es empfehlenswert, nur den Bereich auszuleuchten, der auch von der Kamera beobachtet wird.

Leider kommt für große Einfallswinkel ein weiterer Effekt hinzu, der als „Vignettierung“ bezeichnet wird. Das Licht, das das Objektiv passiert, wird zusätzlich zur beabsichtigten Wirkung der Blende durch die Fassungen der Linsen im Objektiv begrenzt. Somit verringert sich die wirksame Eintrittspupille A_{EP} für große Eintrittswinkel. Ist das Objektiv so dimensioniert, dass der Sensorchip die kreisförmige Projektionsfläche des Objektivs maximal ausnutzt, kann es zu Abschattung an den Ecken des Bildes führen.

3.6.5 Wegweiser für die Objektivauswahl

Bisher wurde bei den Ausführungen Wert darauf gelegt, die Sachverhalte so zu beschreiben, dass der Leser ein Gefühl dafür entwickelt, unter welchen Voraussetzungen die einzelnen Formeln anwendbar sind. Weiterhin wurde versucht, ausreichend Hintergrund- oder Zusatzinformationen bereit zu stellen, damit der Leser in der Lage ist, das Modell – falls nötig – seinen Bedürfnissen anzupassen.

Für diejenigen, die nicht so tief ins Detail einsteigen möchten, jedoch eine Objektivauswahl treffen müssen, soll hier der Weg zu einem geeigneten Objektiv skizziert werden.

Zuerst sollten einige Werte des Sensorchips, der verwendet werden soll, notiert werden.

- Pixelanzahl horizontal
- Pixelanzahl vertikal
- Größe der lichtempfindlichen Fläche; horizontal, vertikal

- Länge der Bilddiagonalen
- Abmessungen eines Pixels

Weiterhin sollten einige Überlegungen zu dem Bereich, der aufgenommen werden soll, angestellt werden

- Welcher Öffnungswinkel des Objektivs ist nötig, damit alles (was gewünscht wird) ins Bild kommt?
- Wie nah können die Gegenstände bzw. Personen an die Kamera heran kommen?
- Bis zu welcher Entfernung müssen Gegenstände bzw. Personen scharf abgebildet werden? (Manchmal kann es sinnvoll sein, die hintere Grenze als unendlich – so weit man sehen kann – zu definieren).

Mit Hilfe der notierten Werte können nun schrittweise die Anforderungen an das Objektiv ermittelt werden.

Objektive werden zunächst nach der maximalen Größe der Sensorchips, für die sie geeignet sind, sortiert. Die Chipgröße wird dabei in Zoll oder Inch angegeben. Gebräuchliche Standardwerte sind in Tabelle 3.1 wiedergegeben. Wählen Sie einen Standardwert aus der Tabelle aus, dessen Bilddiagonale mindestens gleich groß wie die Bilddiagonale ihres Chips ist. Ein Objektiv für wesentlich größere Sensoren auszuwählen, bringt keine Vorteile. Im Gegenteil, es wird nur Licht verschenkt, da es neben ihren Chip projiziert würde.

Nun kann die erforderliche Brennweite des Objektivs bestimmt werden. Aus dem benötigten Öffnungswinkel des Objektivs und den Abmessungen des Sensorchips lässt sich die ideale Brennweite bestimmen. Die erforderliche Gleichung wurde in Kapitel 3.6.1 vorgestellt.

$$\varepsilon_{\text{Öffnungsw.}} \approx 2 \tan^{-1} \left(\frac{d_{\text{Bild}}}{f} \right)$$

$$\Rightarrow f \approx \frac{d_{\text{Bild}}}{\tan \left(\frac{\varepsilon_{\text{Öffnungsw.}}}{2} \right)}$$
(3.92)

Für d_{Bild} sollte für eine Querformataufnahme die horizontale Ausdehnung der lichtempfindlichen Fläche eingesetzt werden. Es ist sinnvoll noch einmal zum prüfen, ob tatsächlich anfangs der Öffnungswinkel für diese Richtung notiert wurde.

Zunächst wählt man einen erhältlichen Standardwert für die Brennweite des Objektivs aus. Hierzu empfiehlt es sich, einen Herstellerkatalog für derartige Optiken bereitzuhalten.

Anschließend legt man einen Unschärfekreisdurchmesser, den Sie gerade noch tolerieren werden kann, fest. Er sollte nicht größer als die Ausdehnung eines Pixels sein. Da es schwer ist, pauschal anzugeben, welche Schärfe gerade noch akzeptabel ist, kann man den zulässigen Unschärfekreisdurchmesser auch auf die halbe Pixelausdehnung beschränken. Mit dieser Festlegung sollte man fast auf der sicheren Seite sein.

Aus dem aufzulösenden Entfernungsbereich und dem zuvor abgeleiteten Festlegungen kann nun mit Hilfe der Gleichung (3.60) aus Kapitel 3.6.2 die maximale Blendenöffnung (Blendenzahl k) sowie die einzustellende Entfernung g berechnet werden. Man sollte bei der Anwendung der Formeln auf die Unterscheidung zwischen einer hinteren Schärfentiefgrenze im Unendlichen und einem endlichen Grenzwert achten.

Abschließend sollte zur Sicherheit geprüft werden, ob mit sichtbaren Beugungsunschärfeerscheinungen zu rechnen ist (siehe Kapitel 3.6.3). Ist der Durchmesser des Airy-Scheibchens r_{Airy} kleiner als der von Ihnen festgelegte Maximalwert des Unschärfekreisdurchmesser, braucht keine Beeinträchtigung der Bildschärfe befürchtet zu werden.

3.7 Der CMOS-Sensor

3.7.1 Funktionsweise

Die Lichtdetektion bei im CMOS-Prozess gefertigten Bauelementen beruht stets auf dem gleichen Prinzip. Photonen (Licht), die auf eine ungeschützte Halbleiteroberfläche auftreffen, können diese durchdringen und im Halbleiter mit der Gitterstruktur interagieren. Dabei hängt die Eindringtiefe vom Energiegehalt der Photonen und somit von ihrer Wellenlänge ab.

Stößt das Photon auf ein Siliziumatom, kann es während des Stoßprozesses Energie auf ein Elektron übertragen und dies somit in das Leitungsband des Halbleiters anheben. Dies ist jedoch nur möglich, falls das Photon über ausreichende Energie verfügt, die zur Überwindung des Bandabstandes zwischen Valenz- und Leitungsband erforderlich ist.

$$E_{\text{photon}} = h \cdot \frac{c}{\lambda} \geq E_g \quad (3.93)$$

Bei Raumtemperatur beträgt der Bandabstand E_g in Silizium 1,12eV. Damit entspricht die in Silizium aufzuwendende Energie einer Wellenlänge von maximal $1,1\mu\text{m}$.

Erzeugte Leitungsbandlektronen sowie die als Löcher bezeichneten freigewordenen Energiezustände stehen somit für einen Stromfluss im Halbleitervolumen zur Verfügung. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes innerhalb des Halbleiters entsteht somit ein gerichteter Strom, der zur Messung des einfallenden Lichts verwendet wird.

Die Raumladungszone (abgekürzt: RLZ) einer pn-Diode (Abbildung 3.37) stellt ein ausreichendes Potenzialgefälle zur Verfügung, um die generierten Ladungen zu trennen, bevor diese spontan rekombinieren. Eine wichtige Voraussetzung für die Nutzung einer Raumladungszone zur Lichtdetektion ist deren Position im Halbleiter. Sie muss sich über die Bereiche im Halbleitervolumen erstrecken, in denen die Ladungen getrennt werden.

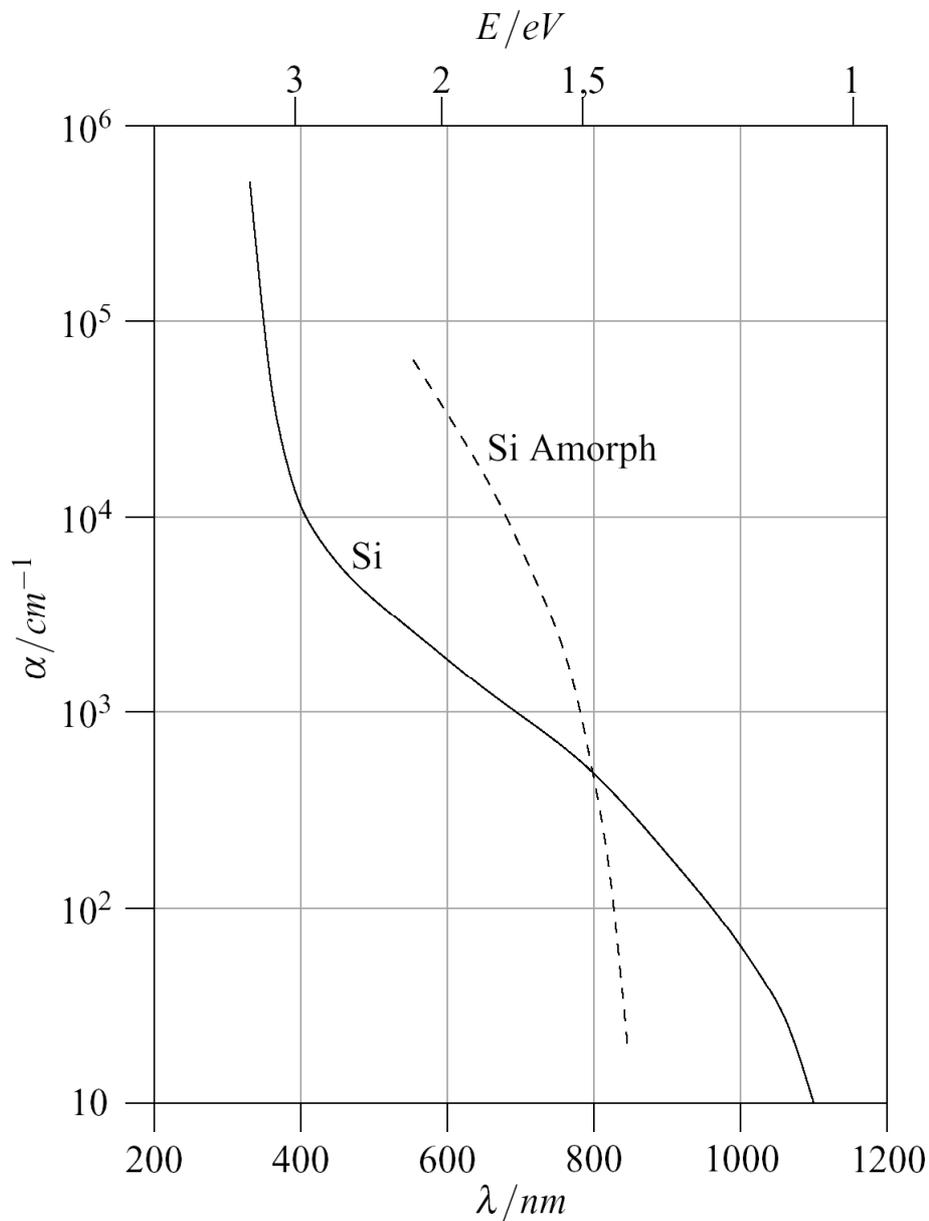


Abbildung 3.36: Absorptionskoeffizienten von einkristallinem und amorphem Silizium (aus [5]).

Die Tiefe, in die die Photonen im Mittel eindringen, hängt ebenfalls von der Wellenlänge des Lichts ab. Die statistische Anzahl der Elektronen E_p in einer Tiefe x kann mit Hilfe des Absorptionskoeffizienten aus der Anzahl an der Oberfläche $E_p(x = 0)$ bestimmt werden (Abbildung 3.36).

$$E_p(x) = E_p(0) \cdot e^{-\alpha x} \quad (3.94)$$

Der Kehrwert des Absorptionskoeffizienten α (Abbildung 3.36) ist die mittlere Eindringtiefe des Photons. Nur Ladungsträger, die in der Tiefe des Halbleiters erzeugt werden, in denen sie durch das elektrische Feld getrennt werden, bevor sie rekombinieren können, tragen zur Detektion bei.

Prinzipiell zeigt jedes CMOS-Bauelement bei Bestrahlung beleuchtungsabhängiges Verhalten. Ist dies nicht erwünscht, muss es durch eine lichtundurchlässige Abdeckung verhindert werden. In der Regel werden hierzu die Metalllagen des CMOS-Prozesses verwendet, die normalerweise als Leiterbahnmaterial dienen.

Für die Tiefenbildsensoren werden am Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme ausschließlich Photodioden als Detektorelemente verwendet (Abbildung 3.37).

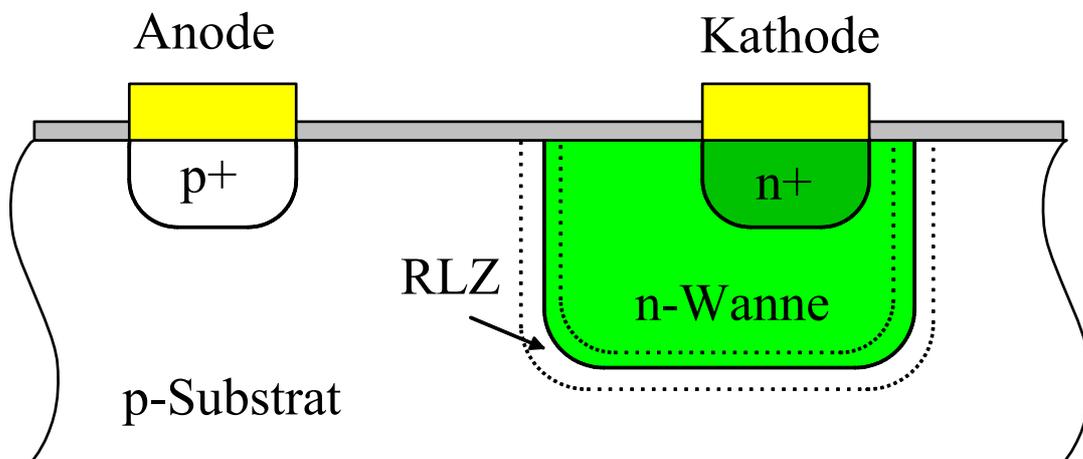


Abbildung 3.37: Aufbau einer CMOS-n-Wannen-p-Substrat-Photodiode

Die Effizienz einer Photodiode wurde in [7] als Quantenwirkungsgrad

$$\eta(\lambda) = \frac{G}{E_p} \quad (3.95)$$

detailliert hergeleitet. Die Generationsrate

$$G = \frac{I_{ph}}{q} \quad (3.96)$$

gibt die Anzahl der generierten Ladungen wieder, für

$$E_p = \frac{E_\lambda}{h} \quad (3.97)$$

einfallende Photonen.

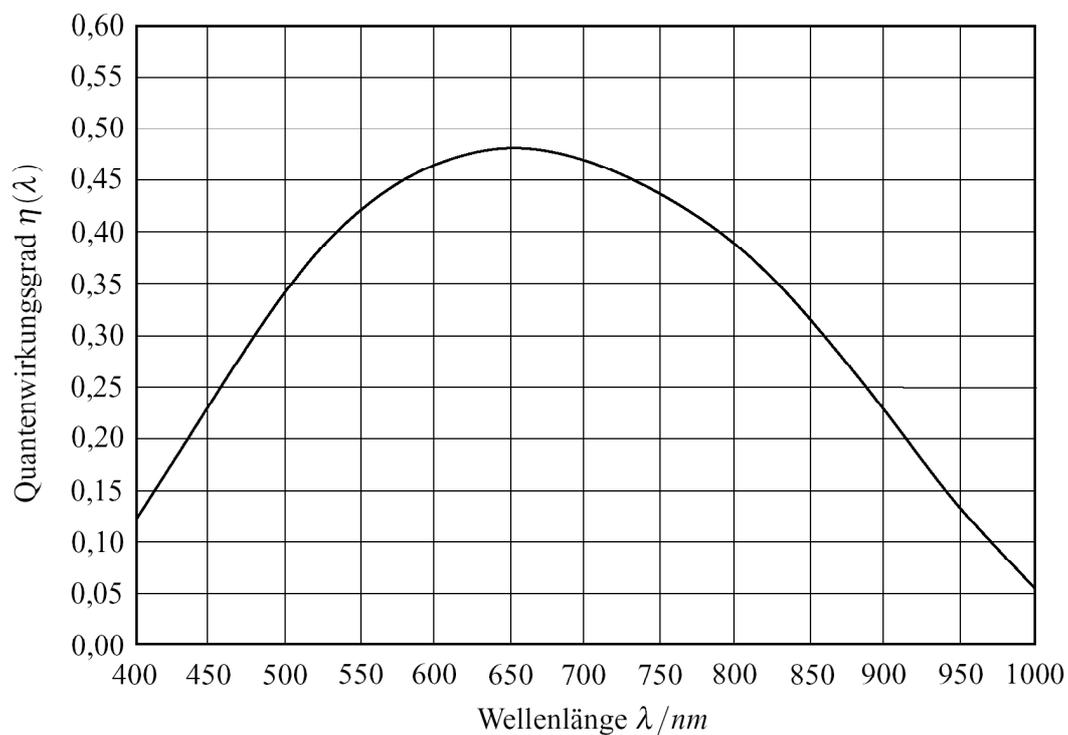


Abbildung 3.38: Quantenwirkungsgrad einer Photodiode [5], [7]

Abbildung 3.38 gibt den Quantenwirkungsgrad einer Silizium-Photodiode in CMOS-Technologie wieder. Auf eine Wiedergabe der Herleitung soll an dieser Stelle verzichtet werden.

Die Photodiode weist eine Kapazität auf, die der Sperrschichtkapazität des pn-Übergangs entspricht. Der Kapazitätsbelag C'_D ist:

$$C'_D = \sqrt{q\epsilon_0\epsilon_{rSi} \frac{N_A N_D}{2(N_A + N_D)} \frac{1}{U_F - U_D}} \quad (3.98)$$

Der Kapazitätsbelag weist somit eine Abhängigkeit von der angelegten Spannung U_D auf. Weiterhin wird er durch diverse weitere technologische Größe bestimmt. N_A und N_D sind die Dotierungsdichten des n- bzw. p-Gebietes. U_F ist die Diffusionsspannung des pn-Übergangs.

Die Sperrschichtkapazität kann (muss jedoch nicht zwingend) zur Akkumulation der Ladungen genutzt werden. Dabei wird die Photodiode in Sperrichtung (U_D negativ) betrieben. Bei Lichteinfall wird die ansonsten vom Licht unbeeinflusste Kennlinie (Abbildung 3.39 „ohne Beleuchtung“)

$$I_D = I_{D0} \left(e^{\frac{qU_D}{kT}} - 1 \right) \quad (3.99)$$

um den Photostrom I_{Ph} abgesenkt (Abbildung 3.39 „mit Beleuchtung“)

$$I_D = I_{D0} \left(e^{\frac{qU_D}{kT}} - 1 \right) - I_{Ph} \quad (3.100)$$

Für einen Betrieb in Sperrichtung ändert sich I_D , im unbeleuchteten Fall, kaum in Abhängigkeit von U_D . Somit kann der Ausdruck für I_D weiter vereinfacht werden:

$$I_D = I_{Dunkel} + I_{Ph} \quad , \text{ mit } I_{Dunkel} = I_{D0} \left(e^{\frac{qU_D}{kT}} - 1 \right) \quad (3.101)$$

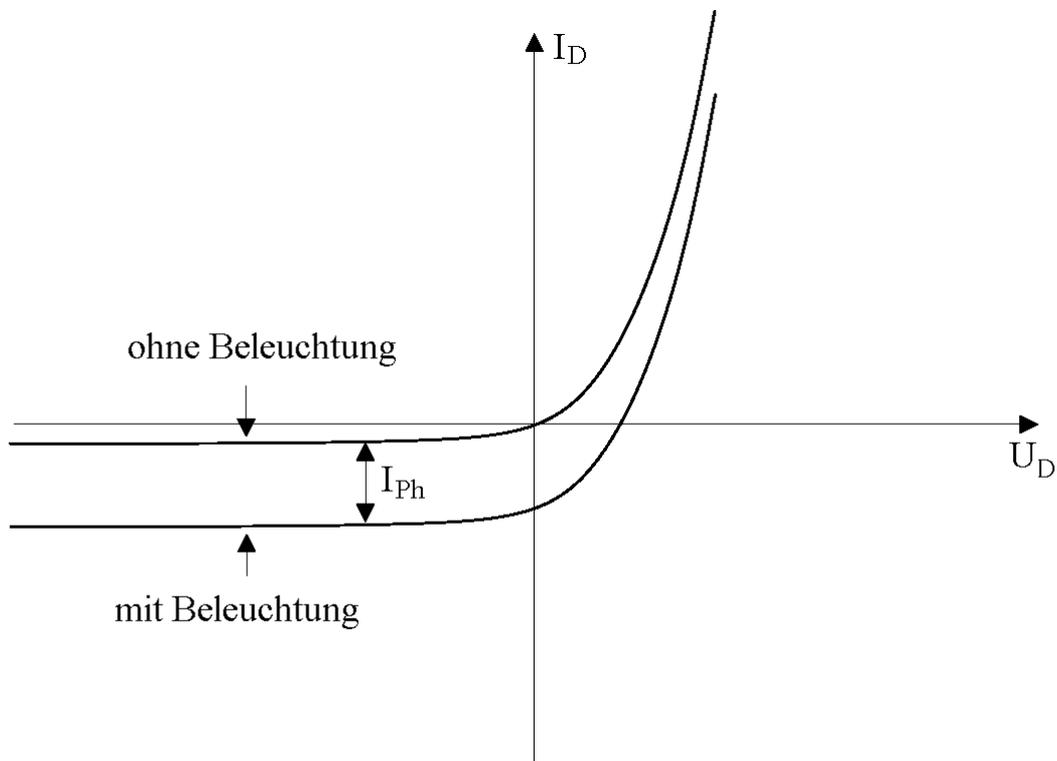


Abbildung 3.39: Kennlinie einer Photodiode mit und ohne Beleuchtung

Da nur die Photodiode selbst, jedoch nicht die zusätzlich im Pixel enthaltenen Schaltungselemente der Detektion optischer Strahlung dienen, reduziert sich die aktive Fläche des Pixels. Der lichtempfindliche Anteil wird über den Füllfaktor F_{pix} ausgedrückt.

$$F_{pix} = \frac{A_{Photodiode}}{A_{pix_gesamt}} \quad (3.102)$$

Er ist über das Verhältnis der aktiven Fläche zur Gesamtfläche des Pixels definiert.

Somit ergibt sich der Photostrom I_{Ph} aus:

$$I_{Ph} = A_{pix_gesamt} \cdot F_{pix} \cdot E_{Sensor} \cdot S \quad (3.103)$$

S ist die Empfindlichkeit der Photodioden für Licht der betreffenden Wellenlänge λ . Für die am Fraunhofer-Institut verwendete Photodiode liegt S bei $0,18\text{A/W}$ für infrarotes Licht (λ um 900nm).

Weiterhin lässt sich die Sperrschichtkapazität für die $0,5\mu\text{m}$ -Technologie berechnen aus dem Kapazitätsbelag der Diode

$$C'_D = 0,18 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2} \quad (3.104)$$

Folglich ist

$$C_D = A_{\text{pix_gesamt}} \cdot F_{\text{pix}} \cdot 0,18 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2} \quad (3.105)$$

Somit lässt sich die Spannung an der Kapazität nach n Belichtungen berechnen.

$$\begin{aligned} U &= n \cdot \frac{1}{C_D} \int_0^{T_{\text{Int}}} (I_{\text{Dunkel}} + I_{\text{Ph}}) dt \\ &= n \cdot \frac{T_{\text{Int}}}{C_D} (I_{\text{Dunkel}} + I_{\text{Ph}}) \end{aligned} \quad (3.106)$$

T_{Int} beschreibt die Dauer einer Einzelbelichtung.

Für Bildsensoren wurden Standardmaße festgelegt. Diese werden in Tabelle 2.4 wiedergegeben.

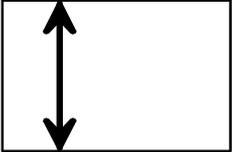
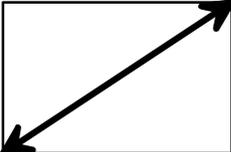
Bezeichnung	Breite (mm) 	Höhe (mm) 	Bilddiagonale 
1/4 inch	3,2	2,4	4,0
1/3 inch	4,8	3,6	6,0
1/2 inch	6,4	4,8	8,0
2/3 inch	8,8	6,6	11,0
1 inch	12,8	9,6	16,0

Tabelle 3.1: Übliche Chipgrößen (aktive Fläche) für Bildsensoren [23]

Da Objektive normalerweise auf eine kreisrunde Fläche abbilden, muss der ausgelichtete Durchmesser mindestens die Bilddiagonale – in der Regel etwas größer – betragen.

3.7.2 Rauschen

In dieser Arbeit sollen die verschiedenen Rauschphänomene nicht im Detail behandelt werden. Das Rauschen bis ins Detail zu modellieren füllt allein eine Dissertation. Am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme wurde dieses Dissertationsthema bereits vergeben. Die Arbeit von Herrn Elkalili, die sich auch mit dem Rauschen eines CMOS-3D-Sensorchips befassen wird, wird voraussichtlich 2004 eingereicht werden.

Für weitere Betrachtungen – insbesondere zur erzielbaren Tiefenauflösung – kann auf die Berücksichtigung der Rauschphänomene leider nicht völlig verzichtet werden.

Die Größe eines Rauschsignals kann zu keinem Zeitpunkt genau vorhergesagt werden. Allerdings lässt sich die Größenordnung des Rauschsignals über statistische Größen beschreiben. Für die Beschreibung der Rauschgrö-

Ben wird in dieser Arbeit der zeitliche Mittelwert des quadrierten Momentanwertes des Rauschsignals verwendet. Bleibt eine gegenseitige Beeinflussung einzelner Rauschphänomene aus, so können die einzelnen quadratischen Mittelwerte addiert werden.

Die Auslesespannung U , aus der wir den Abstand bestimmen können, ist überlagert durch Rauschen. Das Rauschen setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen. Dies sind das Rauschen der Photodiode, der Lichtquelle und der Ausleseschaltung.

Das Rauschen einer Photodiode wird durch Schrotrauschen dominiert. Der Arbeitspunkt, in dem die Diode betrieben wird, beeinflusst die Rauschprozesse. Bei den hier betrachteten CMOS-Bildsensoren wird die Photodiode in Sperrrichtung betrieben. Die Sperrschichtkapazität des pn-Übergangs dient dabei zusätzlich als Speicherkapazität. Diese Kapazität wird periodisch aufgeladen und der Photostrom entlädt so allmählich diese Kapazität C_D (siehe Abbildung 3.40). Diese Vorgehensweise ist schaltungstechnisch einfacher zu realisieren als die in Kapitel 1.3 angenommene Aufintegration des Photostroms beginnend mit 0 Volt. An dem Prinzip des Aufnahmevorgangs ändert dies nichts.

Das Vorspannen der Diode mit Hilfe des Reset-Schalters, das auch als Reset der Photodiode bezeichnet wird, liefert bereits den ersten Beitrag zum Rauschen des Pixels. Durch thermische Prozesse, verursacht durch den Widerstand des Reset-CMOS-Schalters, sind Ladungsträger neben der durch die angelegte Spannung – bzw. des daraus im Festkörper resultierenden elektrischen Feldes – verursachten Driftbewegung zusätzlichen stochastischen Bewegungen unterworfen. Dieser Rauschanteil wird als thermisches Rauschen, KTC-Rauschen oder in diesem Zusammenhang auch als Reset-Rauschen bezeichnet.

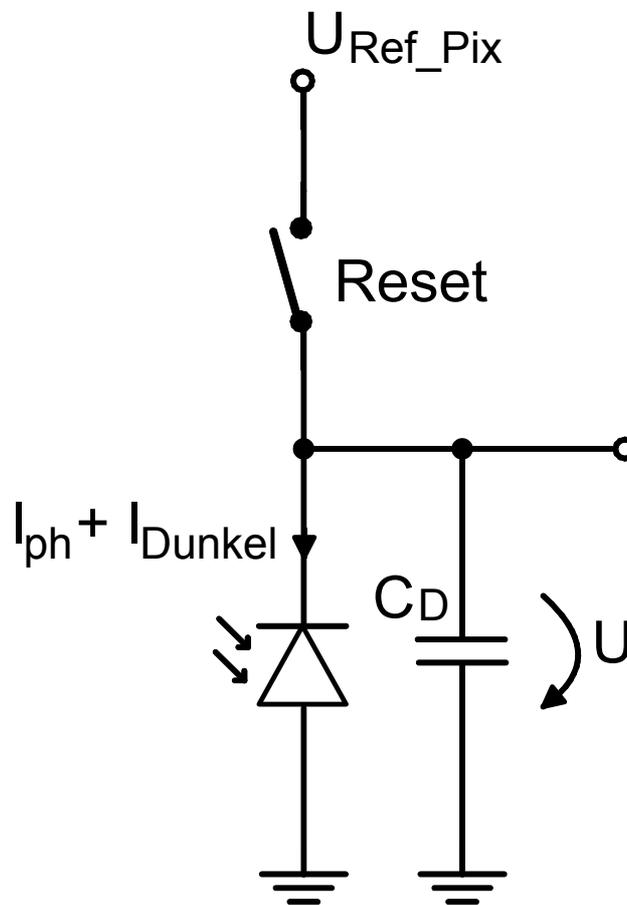


Abbildung 3.40: Prinzip eines Pixels. U_{Ref_Pix} lädt C_D vor, wenn der Reset-Schalter geschlossen wird.

Die Varianz der Spannung über die Diodenkapazität C_D als Folge des KTC-Rauschens kann durch

$$\overline{u_{KTC}^2} = \frac{k_B \cdot T_{Kelvin}}{C_D} \quad (3.107)$$

beschrieben werden. Das Rauschen ist somit unabhängig vom Widerstand des Schalters, in dem es ursprünglich entstand. Die Temperatur T_{Kelvin} wird – wie durch den Index angedeutet – in Grad Kelvin eingesetzt. Die Boltzmann-Konstante $k_B = 1,3807 \cdot 10^{-23} J/K$ wurde hier mit dem Index B für Boltzmann versehen, damit sie nicht mit Blendenzahlangaben, für die ebenfalls k verwendet wird, verwechselt wird.

Sobald Ladungsträger die Verarmungszone des pn-Übergangs der Photo-diode überwinden, tritt Schrotrauschen auf. Der Übergang eines Ladungs-trägers ist ein Zufallsprozess. Jeder Ladungsträger transportiert dabei eine Elementarladung $q = 1,6002 \cdot 10^{-19} \text{ As}$. Der Strom durch den pn-Übergang setzt sich aus vielen Stromimpulsen in Form durchdringender Einzelladungen zusammen. Wegen der hohen Feldstärke im pn-Übergang beeinflussen sich die Ladungen nicht gegenseitig, sodass die zeitliche Verteilung der Strom-impulse ausschließlich den Gesetzen des Zufalls gehorcht.

Der fließende Strom kann in zwei voneinander unabhängige Anteile aufge-teilt werden. Wird der Sensor beleuchtet, fließt der Photostrom I_{Ph} . Hier werden die entsprechenden Ladungsträger durch Photonen erzeugt. Wie be-reits erwähnt, ist die Photonenemission spontan und entspricht somit einem Poisson-Prozess, sodass der erzeugte Photostrom ebenfalls „verrauscht“ ist. Er verursacht einen Rauschanteil:

$$\overline{u_{Photon}^2} = \frac{2qI_{Ph}}{C_D^2} \cdot T_{Int} \quad (3.108)$$

Er ist von der Integrationsdauer T_{Int} und über den Photostrom I_{Ph} von der Bestrahlungsstärke E_{Sensor} abhängig.

Da Bauelemente in integrierten Schaltungen (hier CMOS-Standardtechno-logie) stets mit ihren Nachbarn und dem Substrat interagieren, lässt sich beobachten, dass auch ohne Beleuchtung ein so genannter Dunkelstrom I_{Dunkel} die Sperrschichtkapazität C_D allmählich entlädt. Ein Fehler des später kalkulierten Abstandswertes wird über das verwendete Messverfahren (sie-he Kapitel 1.3) weitgehend ausgeschlossen. Allerdings gilt dies nicht für den durch den Dunkelstrom verursachten Rauschanteil.

$$\overline{u_{Dunkel}^2} = \frac{2qI_{Dunkel}}{C_D^2} \cdot T_{Int} \quad (3.109)$$

Vor einer Verarbeitung der Spannung auf der Sperrschichtkapazität muss diese zunächst ausgelesen werden. Jede Ausleseschaltung verursacht selbst einen Rauschanteil $\overline{u_{Auslese}^2}$. Er hängt selbstverständlich vom Aufbau der Ausleseschaltung ab. Für die weiteren Betrachtungen soll er daher als ein Parameter angesehen werden, der für die jeweilige Ausleseschaltung durch

einen Erfahrungswert oder ein geeignetes Messergebnis ersetzt werden kann.

Fasst man das gesamte Rauschen in einem Modell zusammen, erhält man Abbildung 3.41 mit

$$U = n \cdot T_{Int} \cdot \frac{I_{Dunkel} + I_{Ph}}{C_D} \quad (3.110)$$

Das Gesamttrauschen, falls alle Rauschbeiträge unkorreliert sind, beträgt:

$$\overline{u_{gesamt}^2} = n \cdot \left(\overline{u_{KTC}^2} + \overline{u_{Photon}^2} + \overline{u_{Dunkel}^2} \right) + \overline{u_{Auslese}^2} \quad (3.111)$$

In der obigen Gleichung wurde das gesamte Rauschen des Ausleseverstärkers $\overline{u_{Auslese}^2}$ in einem Term zusammengefasst. Alternativ kann es auch in n Anteile aufgeteilt werden.

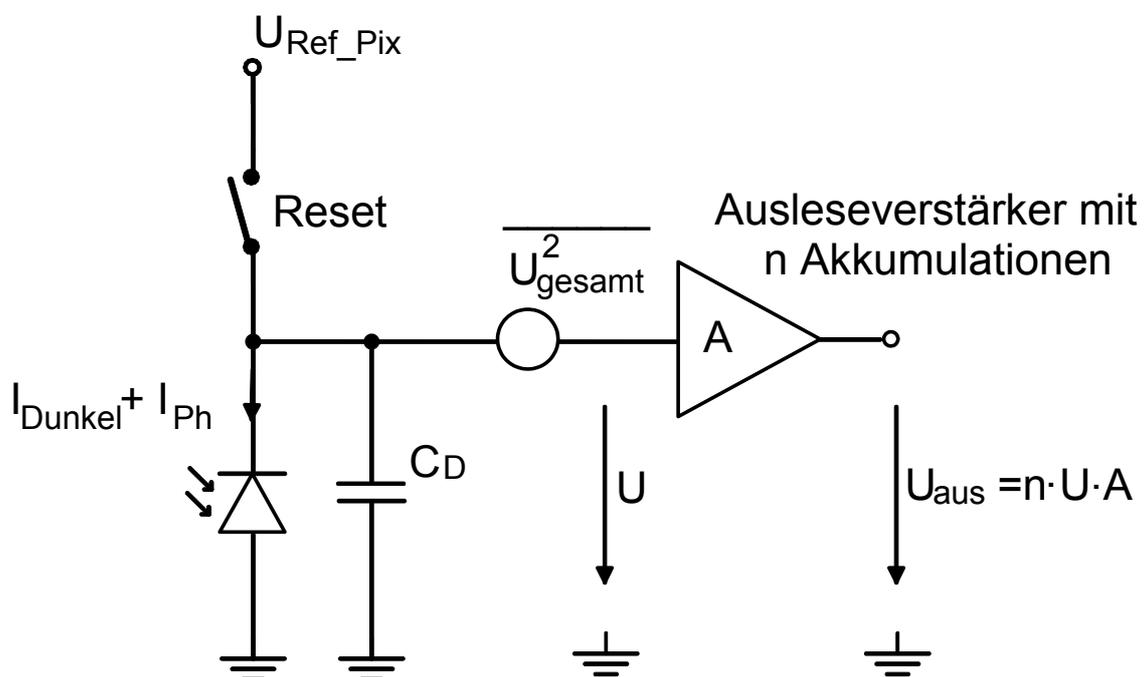


Abbildung 3.41: Rauschmodell eines Pixels mit n Akkumulationen

4 Abschätzung der erzielbaren Auflösung

In den einzelnen Abschnitten von Kapitel 3 wurden die Einzelkomponenten des Systems Tiefenkamera möglichst allgemeingültig betrachtet. In „3.6.4 Lichtausbeute des Objektivs“ wurde die Bestrahlungsstärke als Anteil der Hintergrundbeleuchtung E_{Sensor_D} und als Wirkung des eintreffenden Laserpulses E_{Sensor_L} bestimmt. In die Überlegungen flossen folgende Annahmen ein:

- Die betrachteten Objektoberflächen gehorchen den Gesetzmäßigkeiten eines Lambertischen Strahlers.
- Das Objektiv wird als verzerrungsfreie Sammeloptik betrachtet. Lediglich die Verluste innerhalb der Optik werden als konstanter Transmissionsfaktor τ_{optik} berücksichtigt.
- Die Strecke, die das Licht innerhalb des Objektivs zurücklegt, ist in r bzw. g enthalten. Die Ablenkungen vom geraden Weg durch Brechung an den Linsen-Luft-Übergängen werden vernachlässigt, da diese gegenüber der gesamten zurückgelegten Wegstrecke nicht ins Gewicht fallen.
- A_{Obj} sei so begrenzt, dass ausschließlich Flächen oder Teilflächen berücksichtigt werden, die sich im Sichtfeld der Kamera befinden.
- Das Hintergrundlicht wird als im gesamten betrachteten Raum konstant angesehen.

- Die Pulslichtquelle (Laser) sendet in alle von der Kamera betrachteten Richtungen die gleiche Leistungsdichte aus. In Φ_{Laser} ist zudem nur der Anteil der abgestrahlten Leistung berücksichtigt, der in den Raumbereich, den die Kamera beobachtet, abgestrahlt wird.

In den jeweiligen zugehörigen Abschnitten wurden zusätzliche Informationen zur Verfügung gestellt, um das Modell gegebenenfalls geänderten Anforderungen anpassen zu können.

Für den Sonderfall einer betrachteten Fläche parallel zur Sensorebene unter Verwendung einer Tiefenkamera mit angebauter Pulslichtquelle vereinfachen sich die Gleichungen gemäß der Ausführungen in Kapitel 3.6.4. Weiterhin soll hier die Objektivbrennweite f gegenüber dem Objektstand g vernachlässigt werden. Somit folgt für den durch das Hintergrundlicht hervorgerufenen Photostrom I_{Ph_L}

$$I_{Ph_D} \approx S \cdot A_{Photodiode} \cdot E_{Hinterg.} \cdot \frac{\tau_{optik} \cdot \sigma}{4} \cdot \frac{1}{k^2} \cdot \cos^2 \alpha \quad (4.1)$$

und für den Anteil der Laserpulse:

$$I_{Ph_L} \approx S \cdot A_{Photodiode} \cdot \frac{\Phi_{Laser}}{\Omega_{Laser}} \cdot \frac{\tau_{optik} \cdot \sigma}{4} \cdot \frac{1}{k^2 g^2} \cdot \cos^7 \alpha \quad (4.2)$$

Die verwendeten Formelzeichen wurden in den Kapiteln 3.6 und 3.7 erläutert.

4.1 Rauschen der ausgelesenen Spannungswerte

Die letztendlich erzielbare Tiefenauflösung der Kamera wird nicht allein von dem eingesetzten Verfahren, sondern auch von dessen Umsetzung in Hardware und Steueralgorithmen bestimmt. Deshalb soll zunächst die am Fraunhofer-Institut favorisierte Umsetzung des grundlegenden Verfahrens näher erörtert werden.

Am Anfang jedes Messzyklus steht der Reset der Pixel. Mit Beendigung des Resets beginnt der Photostrom, die Speicherkapazitäten zu entladen. Zu dem Zeitpunkt, an dem die Integration auf der Speicherkapazität gestoppt werden soll, wird der momentane Spannungswert der Sperrschichtkapazität

auf einen zweiten Speicherkondensator übertragen. Obwohl die Spannung der Photodiensperrschichtkapazität infolge des Photostroms weiter absinkt, bleibt der Momentanwert so erhalten. Da die Integrationsdauer durch den Zeitraum zwischen Reset und Auslese (Übertragung auf die Speicherkapazität) begrenzt wird, ist kein externer Shutter erforderlich. Der so mögliche Verzicht auf einen externen mechanischen Shutter reduziert die Störanfälligkeit und Herstellungskosten bei einer Serienproduktion.

Da die zur Verfügung stehende Integrationsdauer, durch die Lichtgeschwindigkeit c und den aufzulösenden Abstandsbereich bedingt, sehr kurz gewählt werden muss, ändert sich die Spannung auf der Kapazität C_D in dieser Zeit je nach verwendeter Beleuchtung verhältnismäßig geringfügig. Möchte man einen größeren Spannungshub erreichen, bietet es sich an, den Hub mehrerer Einzelbelichtungen aufzuintegrieren. Wir werden später sehen, dass aus dieser Vorgehensweise weitere Vorteile im Bezug auf die Wirkung des Rauschens auf unsere erzielbaren Auflösung resultieren.

Nach n Messungen wurde die Integrationskapazität auf

$$U = n \frac{T}{C_D} (I_{Dunkel} + I_{Ph}) \quad (4.3)$$

aufgeladen. Für die mathematische Betrachtung soll wieder davon ausgegangen werden, dass die Spannung mit 0 Volt beginnend aufintegriert wird. Diese Annahme erhöht lediglich die Übersichtlichkeit der Formeln, beeinflusst jedoch nicht das Ergebnis der Betrachtungen.

Limitierende Faktoren bei der erzielbaren Tiefenauflösung sind die Auswirkungen des Rauschens auf den ermittelten Abstandswert r . Es bringt keinerlei Gewinn, die Abstandswerte genauer aufzulösen als die rauschbedingten Messungenauigkeiten. Demnach stellt das Rauschen die Grenze für eine sinnvolle Auflösung dar.

Zunächst erfolgen n Belichtungen der Dauer T_1 (siehe Abbildung 1.8) mit ausgesandtem Laserpuls.

$$U_1 = n \cdot \frac{T_1}{C_D} \cdot (I_{Dunkel} + I_{PhD}) + \frac{(T_1 - T_0)}{C_D} I_{PhL} \quad (4.4)$$

Während der gesamten Integrationsdauer T_I wird der Stromanteil der Hintergrundbeleuchtung I_{PhD} aufintegriert. Der Laserpuls fällt dagegen um die Flugzeit T_I verzögert auf dem Sensor ein. Daher beträgt die Integrationsdauer für I_{PhL} lediglich $T_I - T_0$.

Durch n Resets resultiert das Resetrauschen n -fach. Da die Momentanwerte nicht korreliert sind, errechnet sich die Varianz des Restrauschens aus:

$$\overline{u_{IKTC}^2} = n \frac{k_B T_{Kelvin}}{C_D} \quad (4.5)$$

Das Photonenrauschen kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$\overline{u_{I_{Photon}}^2} = n \cdot \frac{2q}{C_D^2} [I_{PhD} T_I + I_{PhL} (T_I - T_0)] \quad (4.6)$$

Da der Dunkelstrom I_{Dunkel} während der gesamten Integrationszeit T_I fließt, ist

$$\overline{u_{IDunkel}^2} = n \cdot \frac{2q}{C_D^2} I_{Dunkel} T_I \quad (4.7)$$

U_{DI} wird ebenfalls mit der Integrationsdauer T_I gemessen, jedoch ohne ausgesandten Laserpuls. Für eine n -fache Belichtung erhält man

$$U_{DI} = n \frac{T_I}{C_D} (I_{Dunkel} + I_{PhD}) \quad (4.8)$$

Folgende Rauschanteile:

Resetrauschen

$$\overline{u_{DIKTC}^2} = n \frac{k_B T_{Kelvin}}{C_D} \quad (4.9)$$

Photonenrauschen

$$\overline{u_{DI\text{Photon}}^2} = n \cdot \frac{2q}{C_D^2} I_{PhD} T_1 \quad (4.10)$$

Dunkelstromrauschen

$$\overline{u_{DI\text{Dunkel}}^2} = n \cdot \frac{2q}{C_D^2} I_{Dunkel} T_1 \quad (4.11)$$

In den realisierten Sensorchips erfolgt die Differenzbildung

$$U'_1 = U_1 - U_{DI} = n \cdot \frac{(T_1 - T_0)}{C_D} \cdot I_{PhL} \quad (4.12)$$

analog auf dem Sensorchip. Dadurch überlagern sich die Rauschanteile von U_1 und U_{DI} zu:

Resetrauschen

$$\overline{u'^2_{IKTC}} = 2n \frac{k_B T_{\text{Kelvin}}}{C_D} \quad (4.13)$$

Photonenrauschen

$$\overline{u'^2_{I\text{Photon}}} = n \cdot \frac{2q}{C_D^2} [2I_{PhD} T_1 + I_{PhL} (T_1 - T_0)] \quad (4.14)$$

Dunkelstromrauschen

$$\overline{u'^2_{IDunkel}} = 2n \cdot \frac{2q}{C_D^2} I_{Dunkel} T_1 \quad (4.15)$$

Der Spannungswert U'_1 wird für sämtliche Pixel ausgegeben. Dabei kommt ein weiterer Rauschanteil $\overline{U'^2_{IAuslese}}$ hinzu. Das Gesamttrauschen von U'_1 beträgt somit:

$$\begin{aligned}
\overline{u'^2_{1gesamt}} &= \overline{u'^2_{IKTC}} + \overline{u'^2_{1Photon}} + \overline{u'^2_{1Dunkel}} + \overline{u'^2_{1Auslese}} \\
&= 2n \frac{k_B T_{Kelvin}}{C_D} + \overline{u^2_{Auslese}} \\
&\quad + n \frac{2q}{C_D^2} (2(I_{PhD} + I_{Dunkel})T_1 + I_{PhL}(T_1 - T_0))
\end{aligned} \tag{4.16}$$

Ein weiteres Rohbild wird analog zu U'_1 mit der Integrationsdauer T_2 erzeugt. Die Rauschbetrachtung erfolgt analog zu U'_1 , jedoch mit der Integrationsdauer T_2 .

$$\begin{aligned}
\overline{u'^2_{2gesamt}} &= \overline{u'^2_{2KTC}} + \overline{u'^2_{2Photon}} + \overline{u'^2_{2Dunkel}} + \overline{u'^2_{2Auslese}} \\
&= 2n \frac{k_B T_{Kelvin}}{C_D} + \overline{u^2_{Auslese}} \\
&\quad + n \frac{2q}{C_D^2} (2(I_{PhD} + I_{Dunkel})T_2 + I_{PhL}(T_2 - T_0))
\end{aligned} \tag{4.17}$$

Die Weiterverarbeitung der Rohwerte erfolgt numerisch. Der Rauschbeitrag $u^2_{Auslese}$ repräsentiert das gesamte Ausleserauschen für $2n$ Integrationen und die endgültige Auslese des resultierenden Analogwertes, der schließlich an einem Pin des ICs abgegriffen wird. Der Einfachheit halber soll hier angenommen werden, dass das Quantisierungsrauschen der A/D-Wandlung auf den Sensor bezogen in $u^2_{Auslese}$ erhalten ist. Die Rohbilder können als hintergrundlichtbereinigte Schwarz-Weiß-Aufnahmen der Szene verwendet werden. Da die Laserbeleuchtung nicht diffus erfolgt, ist jedoch mit ausgeprägten Schlagschatten zu rechnen, die den optischen Eindruck des Betrachters trüben dürften.

4.2 Auswirkung des Rauschens auf die Abstandsaflösung

Die digitalisierten Spannungswerte U'_1 und U'_2 werden in die Berechnungsgleichungen für den Abstand eingesetzt.

$$r = \frac{c}{2} \left(T_2 - (T_2 - T_1) \frac{U'_2}{U'_2 - U'_1} \right) = \frac{c}{2} T_0 \quad (4.18)$$

mit

$$U'_1 = n \frac{T_1 - T_0}{C_D} I_{PhL} + \text{"Rauschanteil zu } U'_1 \text{"} \quad (4.19)$$

und

$$U'_2 = n \frac{T_2 - T_0}{C_D} I_{PhL} + \text{"Rauschanteil zu } U'_2 \text{"} \quad (4.20)$$

Da die jeweiligen Rauschanteile lediglich zufällige Momentaufnahmen des Rauschens sind, ist es unmöglich, diese exakt vorauszusagen. Aus der Varianz des Rauschens lässt sich jedoch eine Aussage über die mittlere Amplitude des Rauschens machen.

$$\overline{u'_{rausch}(t)} = \sqrt{\overline{u'^2_{gesamt}}} \quad (4.21)$$

Der Wert für $\overline{u'^2_{gesamt}}$ sollte nicht mit $\overline{u^2_{gesamt}}$ aus Gleichung 3.111 und Abbildung 3.41 verwechselt werden. Beide Werte haben zwar dieselbe Ursache, allerdings beinhaltet $\overline{u'^2_{gesamt}}$ Anteile von $2n$ Integrationen während in $\overline{u^2_{gesamt}}$ lediglich n Integrationen eingehen. Geht man davon aus, dass das Rauschen klein gegenüber dem Nutzsignal U'_1 bzw. U'_2 ist, so lässt sich die Auswirkung des Rauschens durch Linearisierung der Gleichung $r(U'_1, U'_2)$ um die Werte U'_{1ideal} und U'_{2ideal} bestimmen.

$$\begin{aligned}
r_{\text{gemessen}} &\approx r_{\text{ideal}} \pm \left| \frac{dr}{dU'_1} \right| \cdot \overline{u'_{1\text{Rausch}}(t)} \pm \left| \frac{dr}{dU'_2} \right| \cdot \overline{u'_{2\text{Rausch}}(t)} \\
&= r_{\text{ideal}} \pm \overline{r_{\text{rausch}}}
\end{aligned} \tag{4.22}$$

mit

$$\begin{aligned}
\frac{dr}{dU'_1} &= -\frac{c}{2}(T_2 - T_1) \frac{U'_2}{(U'_2 - U'_1)^2} \\
&= -\frac{c}{2}(T_2 - T_1) \frac{T_2 - T_0}{\frac{2}{C_D} I_{\text{PhL}} (T_2 - T_1)^2} \\
&= -\frac{c}{2} \frac{C_D}{n I_{\text{PhL}}} \frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1}
\end{aligned} \tag{4.23}$$

und

$$\begin{aligned}
\frac{dr}{dU'_2} &= \frac{c}{2}(T_2 - T_1) \frac{U'_1}{(U'_2 - U'_1)^2} \\
&= \frac{c}{2}(T_2 - T_1) \frac{T_1 - T_0}{\frac{n}{C_D} I_{\text{PhL}} (T_2 - T_1)^2} \\
&= \frac{c}{2} \frac{C_D}{n I_{\text{PhL}}} \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1}
\end{aligned} \tag{4.24}$$

Somit erhält man den mittleren Betrag des Abstandsrauschens

$$\overline{|r_{Rausch}|} = \frac{c}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{C_D}{nI_{PhL}} \cdot \frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1}\right)^2 \cdot \overline{u'_{1gesamt}{}^2} \cdots} + \frac{c}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{C_D}{nI_{PhL}} \cdot \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1}\right)^2 \cdot \overline{u'_{2gesamt}{}^2}} \quad (4.25)$$

Bitte beachten Sie, dass sich die Wurzel über beide Zeilen der Gleichung erstreckt.

Durch Einsetzen des Rauschens von U'_1 und U'_2 folgt.

$$\overline{|r_{Rausch}|} = \frac{c}{2} \cdot \frac{C_D}{n \cdot I_{PhL}} \sqrt{\left(\frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1}\right)^2 \cdot \left\{ 2n \frac{k_B T_{Kelvin}}{C_D} + \overline{U_{Auslese}^2} \cdots \right.} \cdots + n \frac{2q}{C_D^2} \left[2(I_{PhD} + I_{Dunkel}) \cdot T_1 + I_{PhL} (T_1 - T_0) \right] \left. \right\} \cdots + \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1}\right)^2 \cdot \left\{ 2n \frac{k_B T_{Kelvin}}{C_D} + \overline{U_{Auslese}^2} \cdots \right. \cdots + n \frac{2q}{C_D^2} \left[2(I_{PhD} + I_{Dunkel}) \cdot T_2 + I_{PhL} (T_2 - T_0) \right] \left. \right\} \quad (4.26)$$

Auch hier erstreckt sich der Wurzelausdruck über alle vier Zeilen. Um den Ausdruck besser interpretieren zu können soll nun der Vorfaktor C_D unter die Wurzel gezogen werden.

$$\begin{aligned}
|r_{Rausch}| = & \frac{c}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1}\right)^2 \cdot \left\{ \frac{2C_D}{n I_{PhL}^2} \cdot k_B T_{Kelvin} + \frac{C_D^2}{n^2 I_{PhL}^2} \overline{U_{Auslese}^2} \dots \right.} \\
& \dots + \left. \frac{4q}{n} \cdot \frac{I_{PhD} + I_{Dunkel}}{I_{PhL}^2} \cdot T_1 + \frac{2q}{n I_{PhL}} (T_1 - T_0) \right\} \dots} \\
& \dots + \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \cdot \left\{ \frac{2C_D}{n I_{PhL}^2} \cdot k_B T_{Kelvin} + \frac{C_D^2}{n^2 I_{PhL}^2} \overline{U_{Auslese}^2} \dots \right. \\
& \dots + \left. \frac{4q}{n} \cdot \frac{I_{PhD} + I_{Dunkel}}{I_{PhL}^2} \cdot T_2 + \frac{2q}{n I_{PhL}} (T_2 - T_0) \right\}
\end{aligned} \tag{4.27}$$

mit

$$T_0 = \frac{2r}{c} = \frac{2g}{c \cdot \cos \alpha} \tag{4.28}$$

und

$$\begin{aligned}
I_{Ph_D} & \approx S \cdot A_{Photodiode} \cdot E_{Hintergr.} \cdot \frac{\tau_{optik} \cdot \sigma}{4} \cdot \frac{1}{k^2} \cdot \cos^2 \alpha \\
I_{Ph_L} & \approx S \cdot A_{Photodiode} \cdot \frac{\Phi_{Laser}}{\Omega_{Laser}} \cdot \frac{\tau_{optik} \cdot \sigma}{4} \cdot \frac{1}{k^2 g^2} \cdot \cos^7 \alpha
\end{aligned} \tag{4.29}$$

Selbstverständlich können an dieser Stelle auch die Ausdrücke aus Kapitel 3.6.4, die den allgemeinen Fall widerspiegeln, eingesetzt werden.

Um Möglichkeiten zur Tiefenaufhebungsverbesserung aufzuzeigen, sollen die Zusammenhänge für $|r_{Rausch}|$ genauer betrachtet werden. Die Gleichungen enthalten einige Größen, auf die wir wenig oder überhaupt keinen Einfluss haben. Die Naturkonstanten Lichtgeschwindigkeit c , Boltzmannkonstante k_B und Elementarladung q entziehen sich völlig unserem Zugriff. Die Lichtflugzeit T_0 stellt indirekt unsere gesuchte Größe r dar. Auch die Inte-

grationsdauern T_1 und T_2 können nicht beliebig gewählt werden, da sie dem aufzulösenden Abstandsbereich angepasst werden müssen. In den meisten Anwendungsszenarien muss davon ausgegangen werden, dass die Temperatur T_{Kelvin} und das Umgebungslicht $E_{Hintergr.}$ ebenfalls nicht angepasst werden, dass ein Objektiv gewählt wurde, das unter Einbeziehung der Anschaffungskosten möglichst gut für diese Aufgabe geeignet ist (τ_{optik} , Einfluss auf Φ_{Laser} über den Öffnungswinkel der Optik). Weitere Größen sind technologieabhängig. So kann die Lichtempfindlichkeit des Siliziums S oder auch der Leckstrom der Photodiode I_{Dunkel} nur geringfügig durch den Chipdesigner beeinflusst werden.

Somit verbleiben zur Auflösungssteigerung folgende Maßnahmen: Reduzierung des Ausleserausehens $u_{Auslese}^2$ durch Optimierung der Ausleseschaltung.

Um ein möglichst großes Nutzsignal zu erhalten, sollte die Laserpulsquelle eine möglichst hohe Leistung Φ_{Laser} abgeben. Hierbei sind allerdings die Grenzwerte für eine mögliche Schädigung von Haut und Augen zu beachten, falls die Kamera im Umfeld von Menschen oder anderen Lebewesen eingesetzt wird. Die Grenzwerte für Europa sind der (DIN) EN 60825-1 Norm in der jeweils gültigen Fassung zu entnehmen. Hohe Laserleistung führt allerdings nur dann zum gewünschten Effekt, wenn die Blende unter Beachtung der Schärfentiefe Grenzen (Kapitel 3.6.2) möglichst weit geöffnet ist (k klein).

Bei der Dimensionierung der Schaltung und bei der Steuerung des Ablaufs der Messung sollte darauf geachtet werden, dass der zur Verfügung stehende Spannungshub gut ausgenutzt wird, damit die Anzahl der Belichtungen pro Einzelmessung n möglichst hoch gewählt werden kann.

Aus den Gleichungen lässt sich weiterhin ableiten, dass die Sperrschichtkapazität C_D der Photodiode möglichst klein gewählt werden sollte. Allerdings geht ebenfalls hervor, dass die aktive Fläche $A_{Photodiode}$ möglichst groß sein sollte. Allerdings folgt aus einer Vergrößerung der Photodiode auch ein Anstieg ihrer Kapazität. Daher wäre es sinnvoll, ein kleines Verhältnis $C_D/A_{Photodiode}$ zu fordern. Dies berührt natürlich wiederum technologische Aspekte.

Eine weitere sinnvolle Maßnahme bietet der Einsatz von optischen Filtern vor dem Objektiv oder zwischen Objektiv und Sensorchip. In Kapitel 3.3 wurden unterschiedliche Lichtquellen vorgestellt. Während Laser ein eng begrenztes Spektrum aufweisen, haben andere Lichtquellen ein wesentlich breiteres Spektrum. Als Quellen des Hintergrundlichts kommen Glühbirnen (Temperaturstrahler), Neonröhren (angeregtes Gas in einer beschichteten Glasröhre, deren Beschichtung das ultraviolette Neonlicht in ein breiteres Spektrum umwandelt) und natürlich die Sonne, ein Temperaturstrahler, der zahlreiche überlagerte Spektrallinien aus atomaren Prozessen aufweist, vor. Filtert man von der Wellenlänge des Lasers λ_{Laser} entfernte Spektralbereiche heraus, so wird I_{phD} erheblich reduziert.

Da die Charakterisierung der nachfolgend vorgestellten Sensoren zur Zeit der Einreichung dieser Dissertation noch nicht vollständig abgeschlossen war, konnten die Gleichungen zur erzielbaren Tiefenauflösung noch nicht verifiziert werden.

4.3 Optimierung der Integrationsdauer T_2

Nachdem das Abstandsrauschen durch die Gleichungen (4.27) und (4.29) vollständig beschrieben ist, stellt sich nun die Frage, wie die Integrationszeiten gewählt werden sollten, um ein möglichst gutes Ergebnis zu erzielen.

Zunächst sollten wir uns die Bedeutung der in den Gleichungen enthaltenen Zeiten in Erinnerung rufen.

$$T_0 = \frac{2r}{c} \quad (4.30)$$

repräsentiert unsere Messgröße, den Abstand r , und kann somit nicht von uns festgelegt werden.

Über

$$T_1 = \frac{2r_{max}}{c} \quad (4.31)$$

wird der maximale erfassbare Abstand r_{max} festgelegt.

Die Integrationsdauer T_2 kann innerhalb folgender Grenzen frei gewählt werden. Der mathematische Ansatz zur Rekonstruktion der Tiefenwerte erfordert, dass T_2 länger als T_1 sein muss (siehe Kapitel 1.3). Als indirekte Grenze für T_2 kann die Bedingung, dass der Laserpuls bzw. dessen Reflexion zum Ende des zweiten Integrationsfensters noch andauern muss, angesehen werden. Diese Forderung schränkt T_2 jedoch nur ein, falls die verwendete Lichtquelle keine ausreichende Anpassung der Pulslängen gestattet. Für die folgenden Betrachtungen soll von keiner Beschränkung durch die Laserquelle ausgegangen werden.

Gleichung (4.27) kann in folgende Form überführt werden:

$$\begin{aligned}
|\overline{r_{Rausch}}| = & \frac{c}{2} \cdot \sqrt{\underbrace{\left[\left(\frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 + \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \right]}_A \dots} \\
& \dots \cdot \left\{ \frac{2 C_D}{n I_{PhL}^2} k_B T_{Kelvin} + \frac{C_D^2}{n^2 I_{PhL}^2} \overline{u_{Auslese}^2} \right\} \dots \\
& \dots + \underbrace{\left[\left(\frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \cdot T_1 + \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \cdot T_2 \right]}_B \dots \\
& \dots \cdot \left\{ \frac{4 q I_{PhD} + I_{Dunkel}}{n I_{PhL}^2} \right\} \dots \\
& \dots + \underbrace{\left[\left(\frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \cdot (T_1 - T_0) + \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \cdot (T_2 - T_0) \right]}_C \dots \\
& \dots \cdot \left\{ \frac{2 q}{n I_{PhL}} \frac{1}{I_{PhL}} \right\}
\end{aligned} \tag{4.32}$$

Die Buchstaben A , B und C kennzeichnen Ausdrücke, die zur besseren Übersicht separat betrachtet werden sollen. Die Integrationsdauer T_2 wird zunächst als Vielfaches der Dauer T_1 ausgedrückt.

$$T_2 = a \cdot T_1 \quad , \text{ mit } a > 1. \tag{4.33}$$

Die Ausdrücke A bis C werden anschließend in Polynome umgeformt.

$$\begin{aligned}
A &= \left(\frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 + \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \\
&= \frac{(aT_1 - T_0)^2 + (T_1 - T_0)^2}{(aT_1 - T_1)^2} \\
&= \frac{(a^2 + 1)T_1 - 2(a-1)T_0T_1 + 2T_0^2}{(a-1)^2 T_1^2} \\
&= \frac{a+1}{a-1} - \frac{2}{a-1} \cdot \frac{T_0}{T_1} + \frac{2}{(a-1)^2} \cdot \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^2
\end{aligned} \tag{4.34}$$

Auf analogem Weg erhält man

$$\begin{aligned}
B &= \left(\frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \cdot T_1 + \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \cdot T_2 \\
&= T_1 \cdot \left[\frac{a(a+1)}{(a-1)^2} - \frac{4a}{(a-1)^2} \cdot \frac{T_0}{T_1} + \frac{a+1}{(a-1)^2} \cdot \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^2 \right]
\end{aligned} \tag{4.35}$$

und

$$\begin{aligned}
C &= \left(\frac{T_2 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \cdot (T_1 - T_0) + \left(\frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_1} \right)^2 \cdot (T_2 - T_0) \\
&= T_1 \cdot \left[\frac{a(a+1)}{(a-1)^2} - \frac{(a+2)^2 - 3}{(a-1)^2} \cdot \frac{T_0}{T_1} + \frac{3(a+1)}{(a-1)^2} \cdot \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^2 \dots \right. \\
&\quad \left. \dots - \frac{2}{(a-1)^2} \cdot \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^3 \right]
\end{aligned} \tag{4.36}$$

Der Faktor

$$\frac{T_0}{T_I} = \frac{\frac{2r}{c}}{\frac{2r_{max}}{c}} = \frac{r}{r_{max}} \stackrel{\text{Definiton!}}{=} r_N \quad (4.37)$$

kann als normierter Abstand r_N definiert werden. Der Wert $r_N = 0$ entspricht dem Abstand $r = 0$. Der maximale Abstand r_{max} entspricht $r_N = 1$.

Gleichung (4.32) nimmt somit folgende Form an:

$$\begin{aligned} |r_{Rausch}| &= \frac{c}{2} \cdot \sqrt{\left[\frac{a+1}{a-1} - \frac{2}{a-1} \cdot r_N + \frac{2}{(a-1)^2} \cdot r_N^2 \right]} \dots \\ &\dots \cdot \left\{ \frac{2 C_D}{n I_{PhL}^2} k_B T_{Kelvin} + \frac{C_D^2}{n^2 I_{PhL}^2} u_{Auslese}^2 \right\} \dots \\ &\dots + \left[\frac{a(a+1)}{(a-1)^2} - \frac{4a}{(a-1)^2} \cdot r_N + \frac{a+1}{(a-1)^2} \cdot r_N^2 \right] \dots \\ &\dots \cdot T_I \cdot \left\{ \frac{4q}{n} \frac{I_{PhD} + I_{Dunkel}}{I_{PhL}^2} \right\} \dots \\ &\dots + \left[\frac{a(a+1)}{(a-1)^2} - \frac{(a+2)^2 - 3}{(a-1)^2} \cdot r_N + \frac{3(a+1)}{(a-1)^2} \cdot r_N^2 \dots \right. \\ &\dots \left. - \frac{2}{(a-1)^2} \cdot r_N^3 \right] \cdot T_I \cdot \left\{ \frac{2q}{n} \frac{1}{I_{PhL}} \right\} \end{aligned} \quad (4.38)$$

In der Gleichung steht noch der ebenfalls von der Entfernung r abhängige Photostrom

$$I_{Ph_L} \approx S \cdot A_{Photodiode} \cdot \frac{\Phi_{Laser}}{\Omega_{Laser}} \cdot \frac{\tau_{optik} \cdot \sigma}{4} \cdot \frac{1}{k^2 r^2} \cdot \cos^5 \alpha \quad (4.39)$$

hier in der für den Fall gleicher Winkel α .

Um I_{PhL} besser handhaben zu können, soll der durch die Laserpulse hervorgerufene Anteil des Photostroms durch einen in einer frei wählbaren Entfernung r_{Bezug} messtechnisch erfassten Wert beschrieben werden.

$$\begin{aligned} I_{PhL}(r_{Bezug}) &\approx S \cdot A_{Photodiode} \cdot \frac{\Phi_{Laser}}{\Omega_{Laser}} \cdot \frac{\tau_{optik} \cdot \sigma}{4} \cdot \frac{1}{k^2 r_{Bezug}^2} \cdot \cos^5 \alpha \\ &= S \cdot A_{Photodiode} \cdot E_{Sensor_L}(r_{Bezug}) \end{aligned} \quad (4.40)$$

I_{PhL} lässt sich nun durch $I_{PhL}(r_{Bezug})$ ausdrücken.

$$I_{PhL} = I_{PhL}(r_{Bezug}) \cdot \left(\frac{r_{Bezug}}{r} \right)^2 \quad (4.41)$$

Normiert man r wieder auf r_{max} , so folgt

$$I_{PhL} = I_{PhL}(r_{Bezug}) \cdot \frac{1}{r_N^2} \cdot \left(\frac{r_{Bezug}}{r_{max}} \right)^2 \quad (4.42)$$

Setzt man diese Gleichung wiederum in Gleichung (4.38) ein, so lassen sich sämtliche von der Entfernung r (bzw. r_N) abhängigen Faktoren zusammenfassen. Der so entstandene Ausdruck

$$\begin{aligned}
|r_{Rausch}| = & \sqrt{D \cdot \left[\frac{c^2 C_D k_B T_{Kelvin}}{2n} + \frac{c^2 C_D^2 \overline{u_{Auslese}^2}}{4n^2} \right] \dots} \\
& \dots \cdot \frac{1}{I_{PhL}^2(r_{Bezug})} \cdot \left(\frac{r_{max}}{r_{Bezug}} \right)^4 \dots \\
& \dots + E \cdot \frac{2cqr_{max}}{n} \cdot \frac{I_{PhD} + I_{Dunkel}}{I_{PhL}^2(r_{Bezug})} \cdot \left(\frac{r_{max}}{r_{Bezug}} \right)^4 \dots \\
& \dots + F \cdot \frac{cqr_{max}}{n} \cdot \frac{1}{I_{PhL}(r_{Bezug})} \cdot \left(\frac{r_{max}}{r_{Bezug}} \right)^2
\end{aligned} \tag{4.43}$$

enthält drei einheitslose Polynome D , E und F , die die abstandsabhängige Gewichtung der Rauschteile widerspiegeln.

$$D = r_N^4 \cdot \left[\frac{a+1}{a-1} - \frac{2}{a-1} \cdot r_N + \frac{2}{(a-1)^2} \cdot r_N^2 \right] \tag{4.44}$$

$$E = r_N^4 \cdot \left[\frac{a(a+1)}{(a-1)^2} - \frac{4a}{(a-1)^2} \cdot r_N + \frac{a+1}{(a-1)^2} \cdot r_N^2 \right] \tag{4.45}$$

und

$$\begin{aligned}
F = & r_N^2 \cdot \left[\frac{a(a+1)}{(a-1)^2} - \frac{(a+2)^2 - 3}{(a-1)^2} \cdot r_N \dots \right. \\
& \dots \left. + \frac{3(a+1)}{(a-1)^2} \cdot r_N^2 - \frac{2}{(a-1)^2} \cdot r_N^3 \right]
\end{aligned} \tag{4.46}$$

Gleichung (4.43) lässt sich weiter vereinfachen, indem man $r_{Bezug} = r_{max}$ wählt.

Für die Dauern der Integrationsfenster gilt selbstverständlich weiterhin

$$T_1 = \frac{2r_{max}}{c} \text{ und } T_2 = a \cdot T_1 . \tag{4.47}$$

Mit Hilfe eines geeigneten Computerprogramms kann man sich den Verlauf der Polynome D bis E für unterschiedliche Werte des Parameters a veranschaulichen.

Das Polynom D beschreibt die abstandsabhängige Gewichtung des Resetrauschens sowie des Ausleserausens des Sensors. Treten – bedingt durch die Ausleseschaltung, in der der Sensor betrieben wird – zusätzliche Rauschteile während der Auslese auf, so werden diese nicht mit D gewichtet. Das Rauschen einer externen Ausleseschaltung stellt eine weitere additive Rauschkomponente dar.

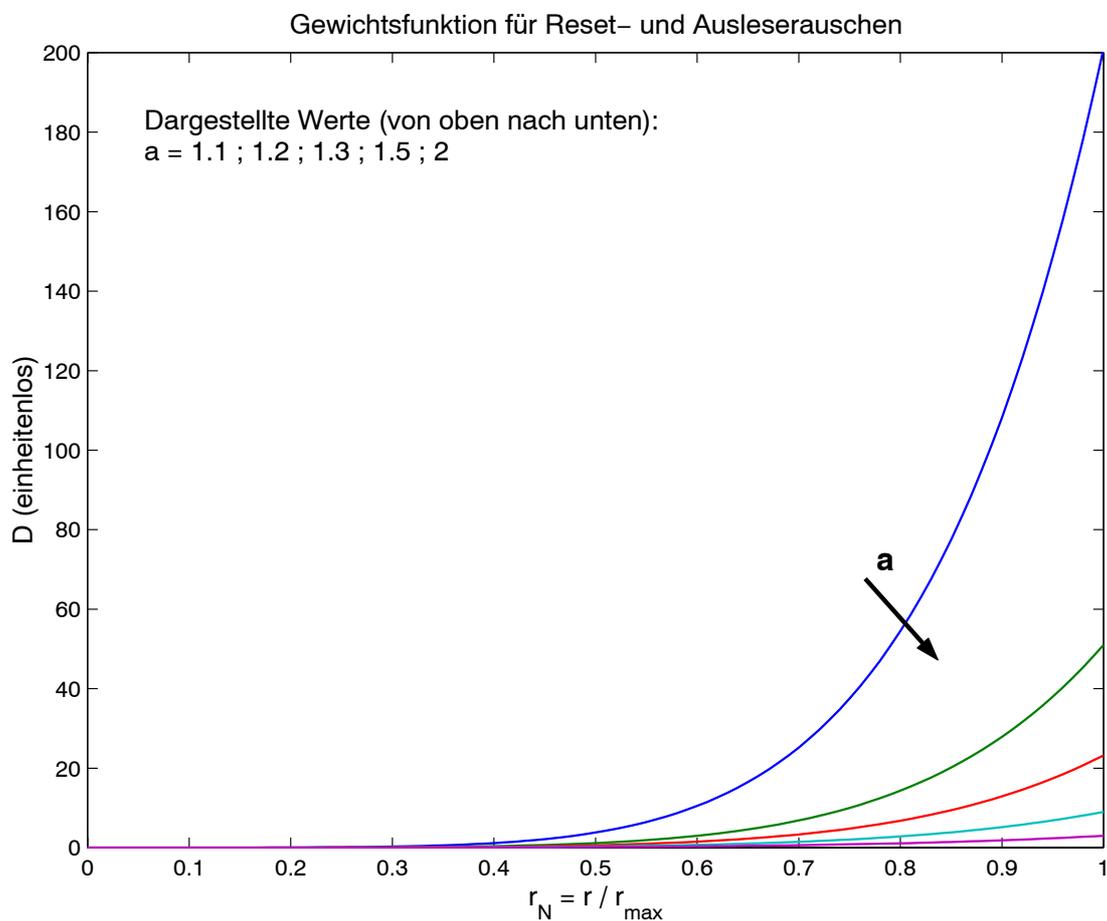


Abbildung 4.1: Gewichtsfunktion D für a bis 2 (Durch die Möglichkeiten des verwendeten Programms bedingt, wird hier wieder ein Punkt an Stelle eines Kommas verwendet.)

Abbildung 4.1 zeigt den Verlauf der Gewichtsfunktion D für ausgewählte Werte kleiner oder gleich zwei. Die Verläufe von D für $a \geq 2$ werden in Abbildung 4.2 wiedergegeben. Die Aufteilung in zwei Diagramme dient lediglich der besseren Darstellbarkeit.

Betrachtet man nun die Gewichtsfunktion D für unterschiedliche Parameterwerte a , so erkennt man, dass das Rauschen generell für größere Entfernungen zunimmt. Mit steigenden Werten für a nimmt der Einfluss der gewichteten Rauschanteile stetig ab. Dies lässt sich durch den dominierenden Faktor $(a - 1)$ im Nenner des Polynoms erklären.

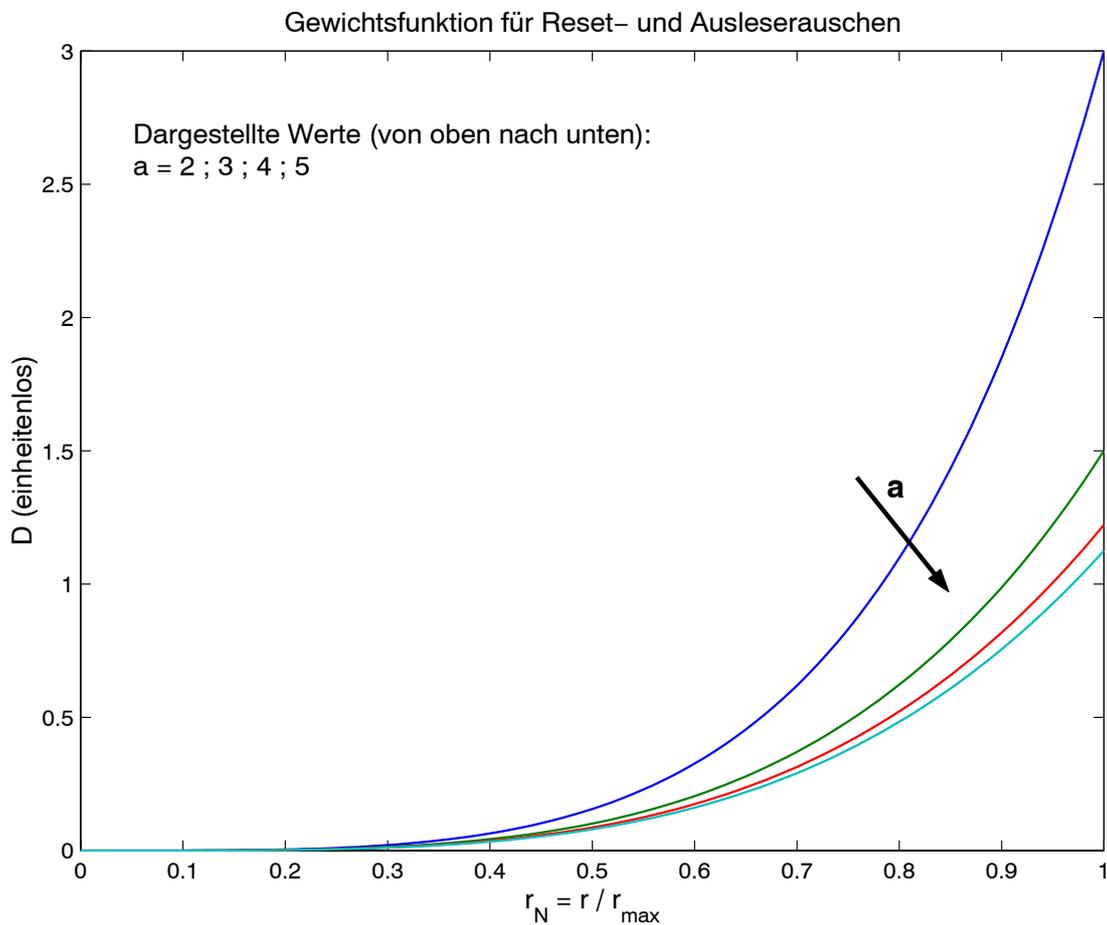


Abbildung 4.2: Gewichtsfunktion D für a über 2

Die abstandsabhängige Gewichtsfunktion E beschreibt die Wirkung des Dunkelstromrauschens sowie den Anteil der Photonenrauschens, der auf die Hintergrundbeleuchtung zurückzuführen ist.

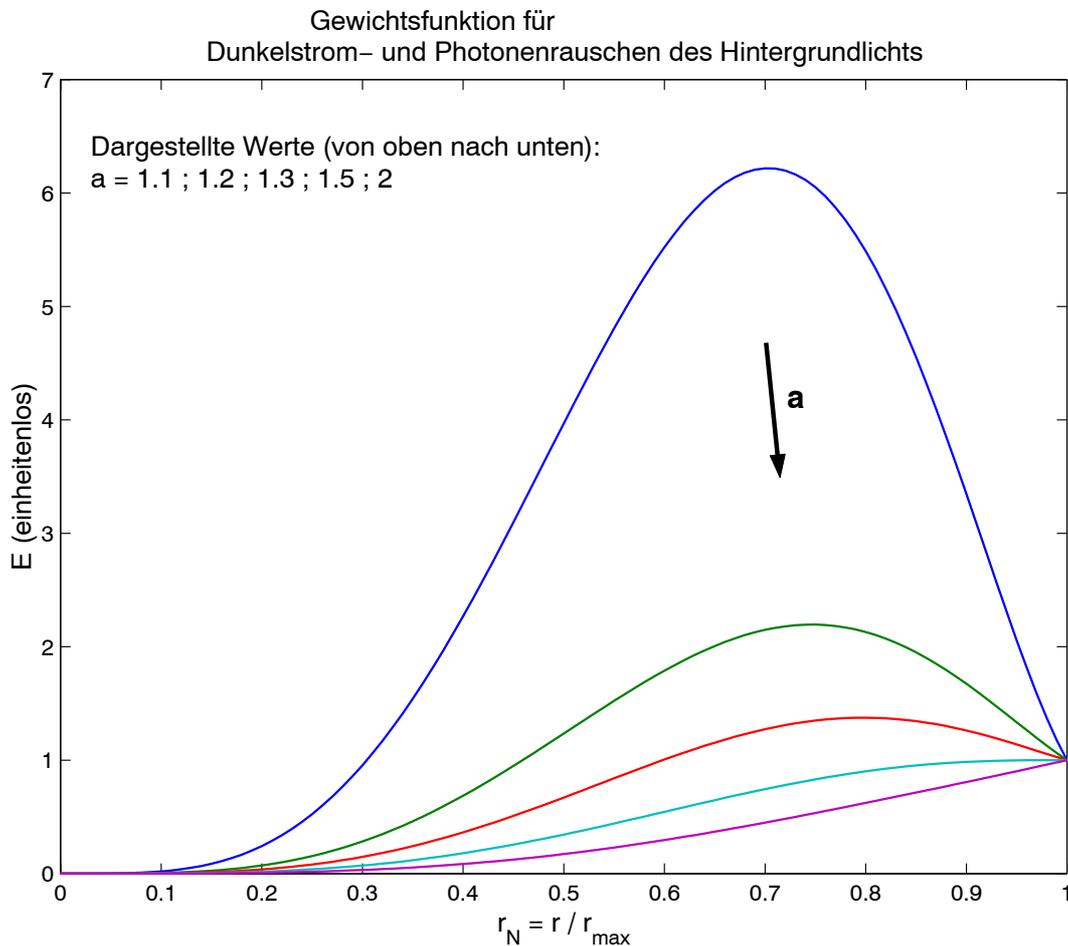


Abbildung 4.3: Gewichtsfunktion E für a bis 2

Abbildung 4.3 stellt die Gewichtsfunktion E für ausgewählte Werte $a \leq 2$ dar. Man erkennt in den Verläufen bis a ungefähr gleich 1,5 ein deutlich ausgeprägtes Maximum im hinteren Drittel des auflösbaren Abstandsreich. Zwischen $a = 1,5$ und $a = 2$ erfolgt der Übergang zu einer anderen Form des Kurvenverlaufs. In Abbildung 4.4 ist diese Form deutlicher zu erkennen. Die Gewichtsfunktion E strebt nun ohne vorherige Maxima dem Wert $E = 1$ bei $r = r_{max}$ (was $r_N = 1$ entspricht) entgegen. Je größer a gewählt wird, desto geringer wirken sich die durch E gewichteten Rauschanteile aus.

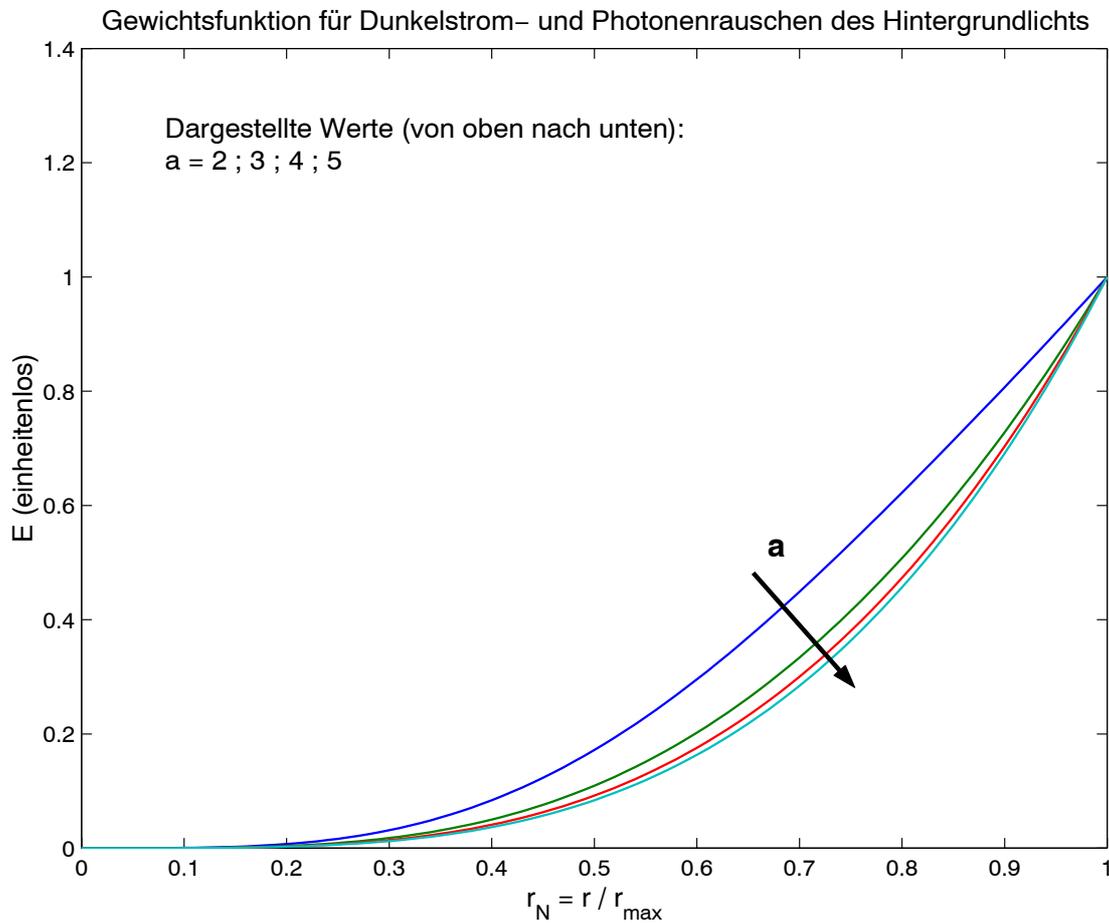


Abbildung 4.4: Gewichtsfunktion E für a über 2

Die Gewichtung des durch den Laserpuls hervorgerufenen Anteils des Photonenrauschens wird durch die Gewichtsfunktion F beschrieben. Sie weist ebenfalls ein deutliches Maximum auf (siehe Abbildungen 4.5 und 4.6). Dieses liegt im mittleren Abstandsbereich (um $r_N \approx 1/2$). Anders als bei der Gewichtsfunktion E verschwindet dieses Maximum jedoch nicht mit steigenden Werten für den Parameter a . Der zuvor beobachtete Trend des geringeren Rauscheinflusses mit steigender Integrationsdauer T_2 setzt sich auch hier fort.

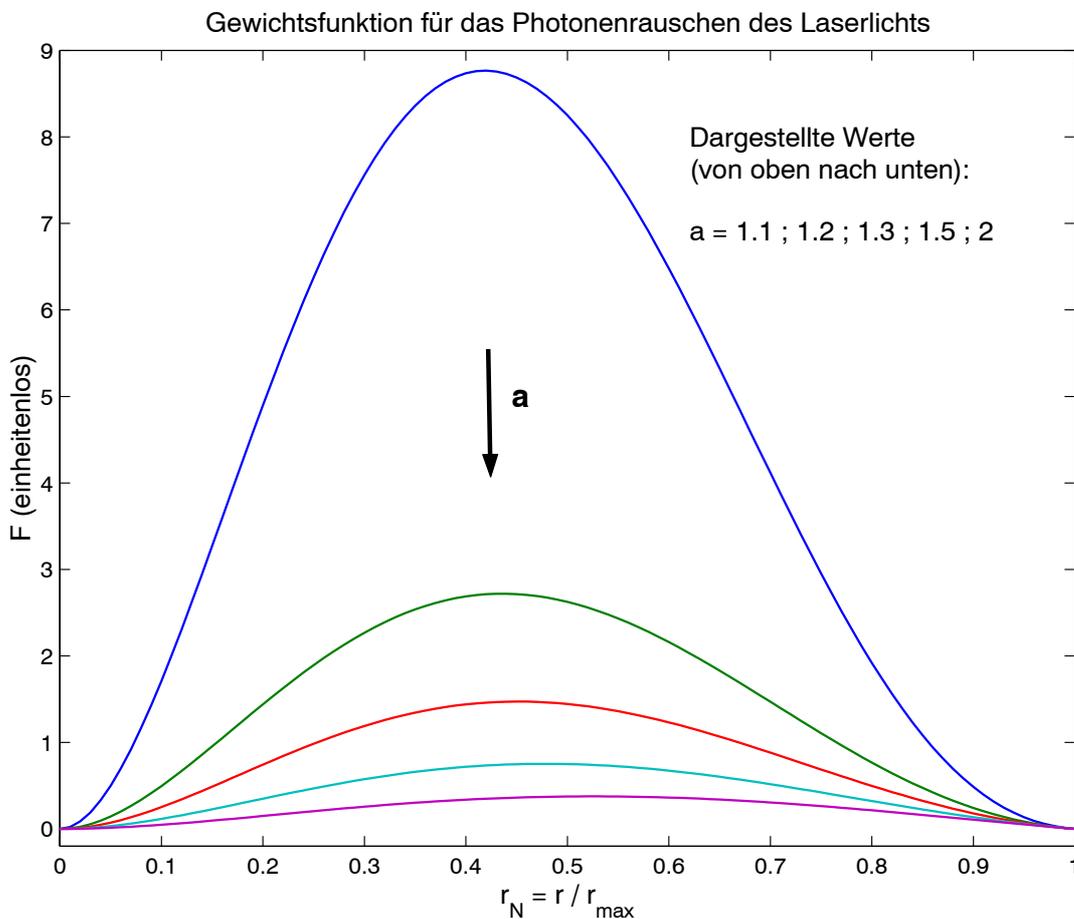


Abbildung 4.5: Gewichtsfunktion F für a bis 2

Interpretation der Ergebnisse

Abschießend kann man feststellen, dass es kein klassisches Optimum für $T_2 = a \cdot T_1$ gibt. Je länger die Integrationsdauer T_2 im Verhältnis zu T_1 gewählt wird, desto geringer wirken sich sämtliche betrachteten Rauschanteile auf das zu erwartende Abstandsrauschen aus. Da das Abstandsrauschen die erzielbare Tiefenauflösung limitiert, lässt sich somit die Auflösung steigern. T_2 sollte folglich möglichst lang (mindestens doppelt so lang wie T_1) gewählt werden.

Bis auf den Anteil des Photonenrauschens, der auf den ausgesendeten Laserpuls zurückzuführen ist, wirken sich alle Rauschanteile (bei Beachtung der obigen Empfehlung) mit zunehmendem Abstand der betrachteten Objekte von der Kamera stärker aus.

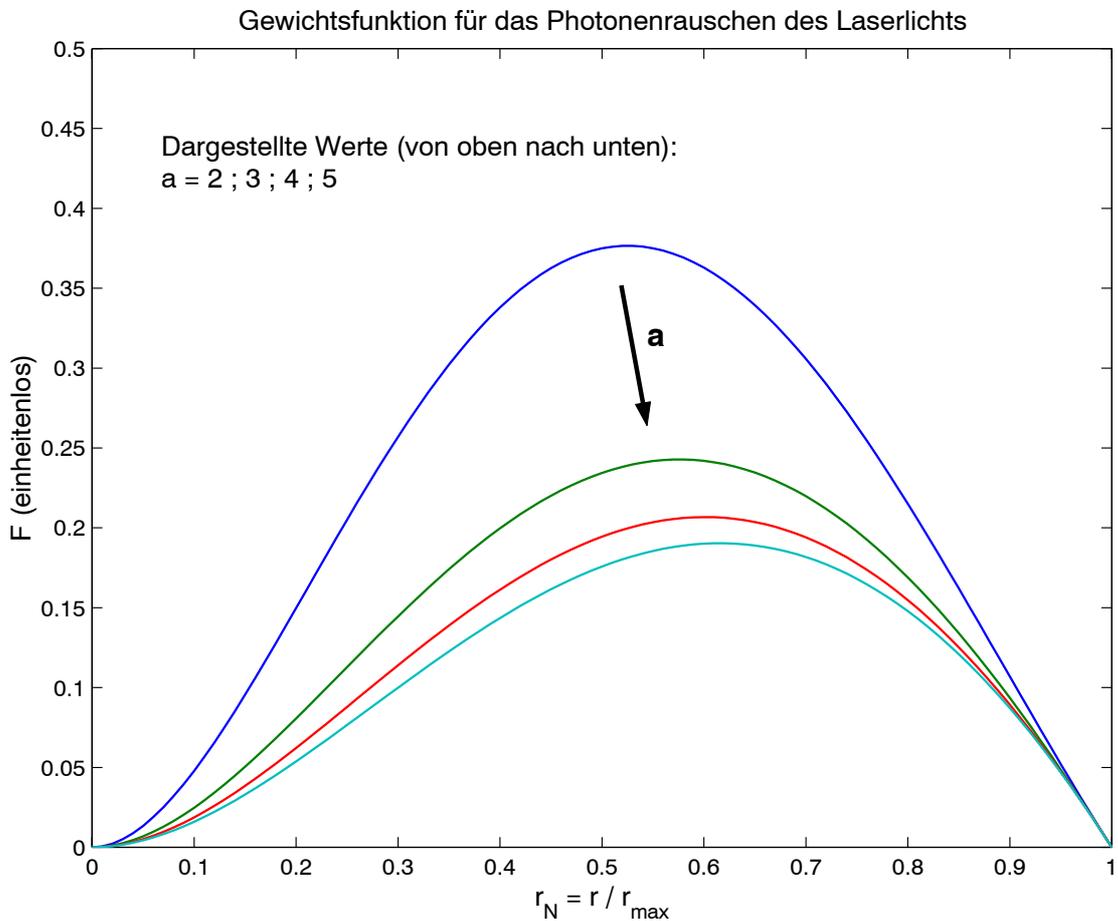


Abbildung 4.6: Gewichtsfunktion F für a über 2

4.4 Ein Beispiel mit Zahlenwerten

Zur besseren Anschauung sollen nun Zahlenwerte in die Gleichungen 4.29 und 4.43 bis 4.46 eingesetzt werden. Für dieses Beispiel soll der Zeilensensor aus Kapitel 5.1 betrachtet werden.

Aus der Größe der Photodiode ($130 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$) kann, mit Hilfe der Technologiewerte $C_D' \approx 0,2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ und $I_{\text{Dunkel}} \approx 0,1 \text{ fA}/\mu\text{m}^2$, die Diodenkapazität $C_D \approx 7,8 \text{ pF}$ und der Dunkelstrom $I_{\text{Dunkel}} \approx 3,9 \text{ pA}$ abgeschätzt werden. Bei der Berechnung soll weiterhin von folgenden Parametern ausgegangen werden:

Temperatur des Sensors	$T = 300 \text{ K}$
sämtliche Betrachtungs- / Einfallswinkel	$\alpha_i = 0^\circ$
Transmissionsfaktor der abbildenden Optik	$\tau = 1$
Reflektion an weißem Papier (Reflektionsgrad)	$\sigma \approx 1$
Blendenzahl des Objektivs	$k = 1,8$
Vorhandenes Hintergrundlicht (Bestrahlungsstärke)	$E_{\text{Hintergrund}} = 1 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
Empfindlichkeit der Photodiode	$S = 0,18 \frac{\text{A}}{\text{W}}$
Laserpulsleistung	$\Phi_{\text{Laser}} = 75 \text{ W}$
Aufweitung des Laserlichts auf	$\alpha_{\text{Laser}} = 30^\circ$
Integrationsdauer T_1	$T_1 = 30 \text{ ns}$
Integrationsdauer T_2	$T_2 = 60 \text{ ns}$
Anzahl der Belichtungen pro Aufnahme	$n = 50 \text{ Belichtungen}$

Aus den Integrationsdauern T_1 und T_2 resultieren der Parameter $a = T_2/T_1 = 2$ und die theoretisch maximal auflösbare Distanz $r_{\text{max}} = 4,5 \text{ m}$.

Setzt man nun die zuvor aufgelisteten Parameter in die Gleichungen 4.29 ein, so ergeben sich die Photoströme für das Hintergrundlicht $I_{\text{Ph}_D} = 0,542 \text{ nA}$ und für die in einer Distanz von $r = r_{\text{max}}$ reflektierten Laserpulse $I_{\text{Ph}_L}(r_{\text{max}}) = 9,371 \text{ nA}$.

Diese Ströme wiederum in die Gleichungen 4.43 bis 4.46 eingesetzt, ermöglichen die Berechnung der rauschbedingten Abweichung der ermittelten Distanz r_{gemessen} von der tatsächlichen Distanz $r_{\text{ideal}} = r$ (siehe Gleichung 4.22). Bei dieser Betrachtung soll das Ausleserauschen zu Null gesetzt werden. Abbildung 4.7 gibt den zu erwartenden rauschbedingten Mess-

fehler und somit die Grenze der zu erwartenden Messgenauigkeit wieder. Der Messfehler wird durch das Resetrauschen dominiert.

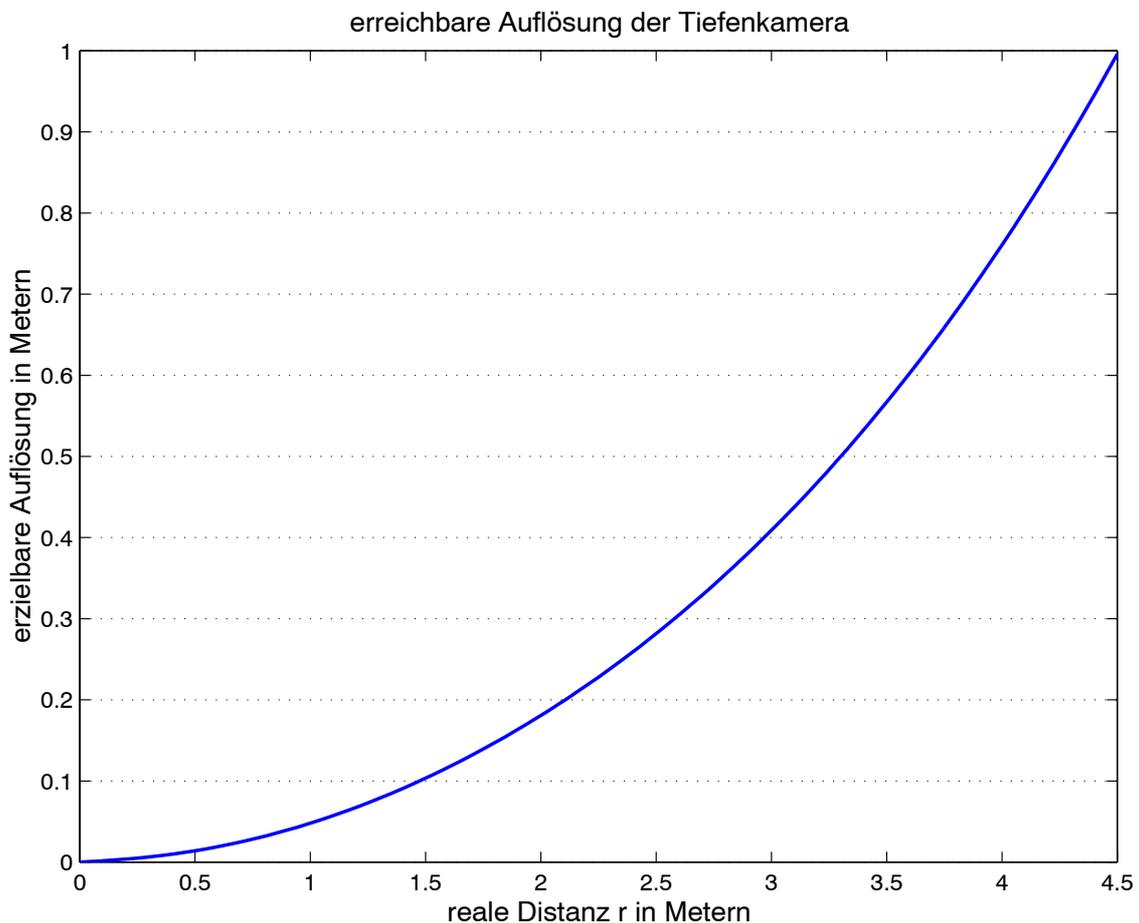


Abbildung 4.7: Erzielbare Auflösung der Tiefenkamera für die im Text angegebenen Parameter.

Abbildung 4.8 stellt die gleichen Werte in veränderter Form dar. Die durchgezogenen Linien stellen die Grenzen der durch das Sensorrauschen verfälschten gemessenen Abstandswerte dar. Die gestrichelte Linie entspricht einem fehlerfreien Messergebnis.

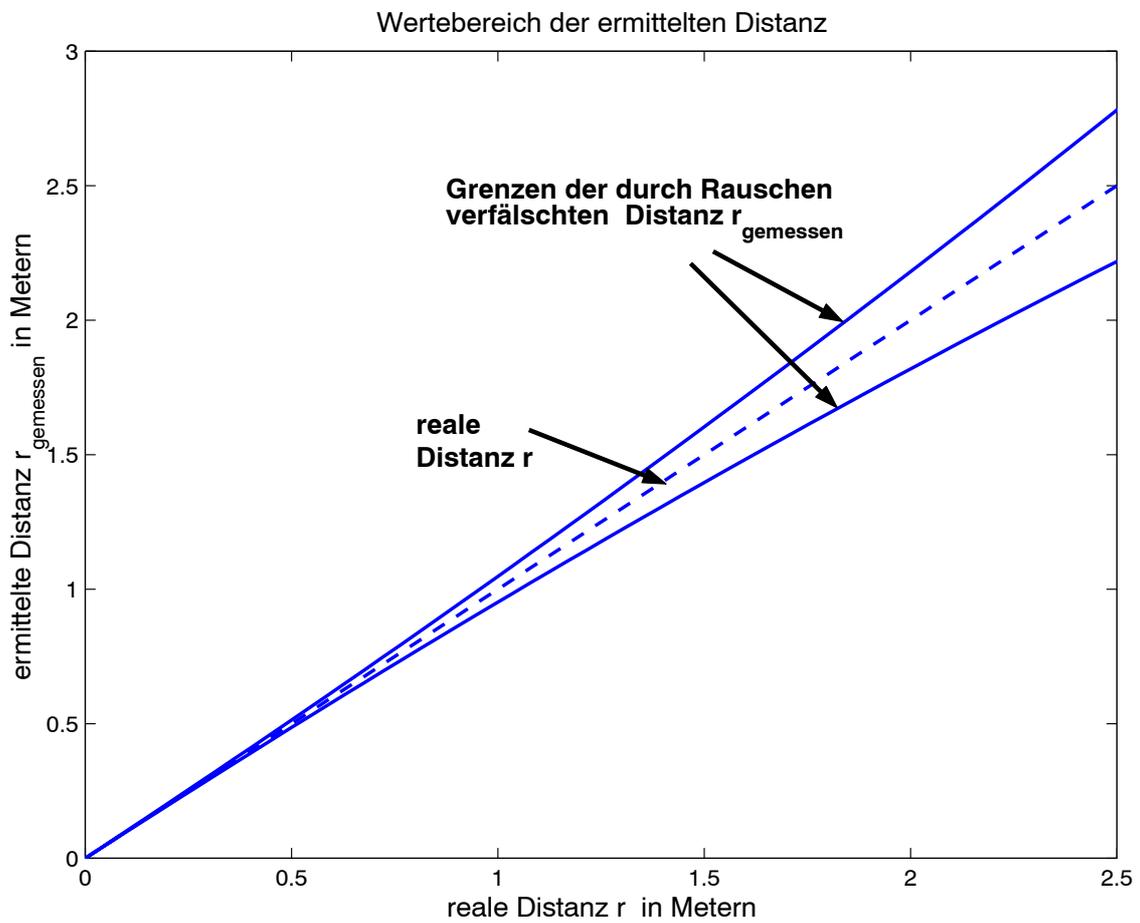


Abbildung 4.8: Wertebereich der ermittelten Distanz für die im Text angegebenen Parameter.

5 Beispiele realisierter Systeme

In diesem Kapitel werden beispielhaft einige am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS) in Duisburg entwickelte CMOS-Sensoren für Tiefenbildaufnahmen bzw. Kameras vorgestellt. Diese wurden in unterschiedlichen Projekten realisiert. Wegen der Komplexität solcher Entwicklungen waren in der Regel mehrere Personen involviert. Nicht selten leisteten externe Partner wertvolle Unterstützung bei Konzeptentwicklung und Systemintegration.

5.1 Ein Zeilensensor zur Tiefenmessung

5.1.1 Beschreibung

Abbildung 5.1 zeigt einen Zeilensensor in einem 84-Pin-Keramik-Standardgehäuse (CQFJ84-Gehäuse) für Testzwecke. Der Sensor wurde in der 0,5 μ m Standard-CMOS-Technologie des Fraunhofer-Instituts für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS) in Duisburg gefertigt. Als Schutzabdeckung dient eine aufgeklebte Glasabdeckung. Für den Betrieb des Sensors wird eine 2/3"-Optik benötigt. Für den Betrieb wird eine Versorgungsspannung von 3,3 Volt benötigt.

Der Sensor besteht aus zwei spiegelsymmetrischen Hälften mit jeweils zwei Zeilen (Abbildung 5.2). Jede Zeile enthält 64 Pixel (130 μ m x 300 μ m) auf der Basis von Photodioden. Die Pixel der Zeilen sind um ein halbes Pixel zueinander versetzt angeordnet. Ein synchroner Shutter wurde on-Chip realisiert. Jede Chiphälfte verfügt über einen analogen Ausgang.

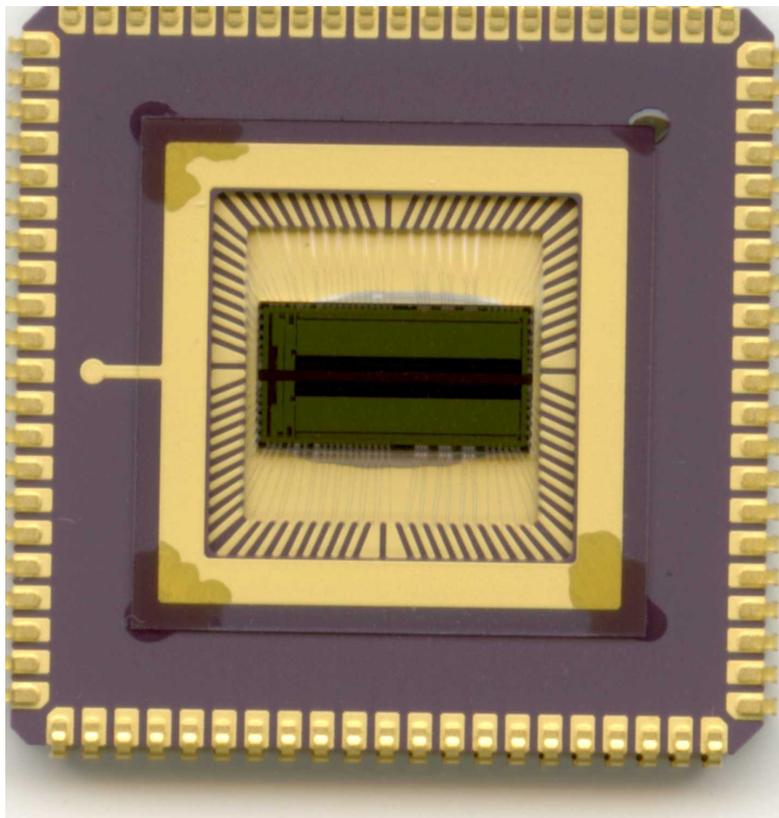


Abbildung 5.1: Der Zeilensensor im Gehäuse

Seitlich der lichtempfindlichen Bereiche (Photodioden) befinden sich auf jeder Chiphälfte jeweils 64 Auslesschaltungen. Diese werden aufgrund ihrer Funktion auch als CDS-Stufen bezeichnet. Sie dienen der Signalverstärkung und zur Differenzbildung, wobei auch Störanteile des beleuchtungsabhängigen Signals mit Hilfe des so genannten CDS-Verfahrens unterdrückt werden (CDS, Correlated Double Sampling). Durch die CDS-Stufen wird ein Teil der Auswertung bereits analog auf dem Sensorchip durchgeführt.

Da für jeweils zwei Pixel eine CDS-Stufe zur Verfügung steht, wird die Pixelsauslese gemultiplext.

Weiterhin erhält der Sensorchip einige zusätzlich benötigte Hilfsschaltungen. Hierzu zählen einfache digitale Steuerschaltkreise, Schaltungen zur Erzeugung von „Biasströmen“, die zur Arbeitspunkteinstellung der analogen Schaltungskomponenten dienen und Ausgangstreiber zur Verstärkung der Ausgangssignale.

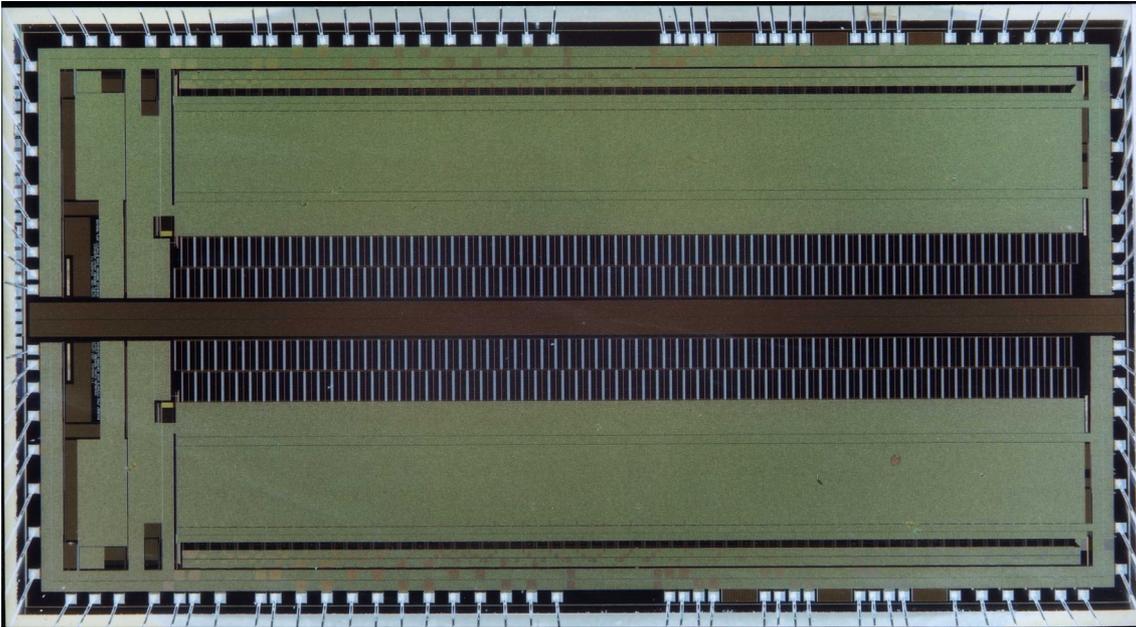


Abbildung 5.2: Detailansicht des Sensorchips

5.1.2 Funktionsweise

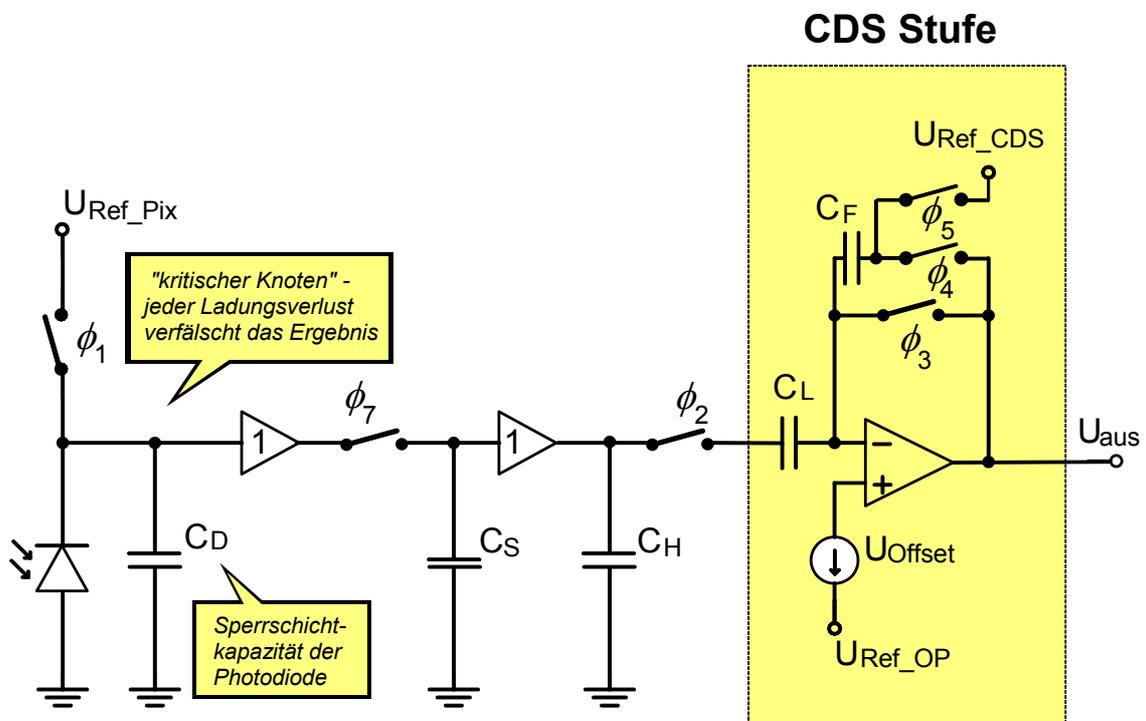


Abbildung 5.3: Prinzipdarstellung der Pixelschaltung mit CDS-Stufe

Abbildung 5.3 zeigt den vereinfachten Schaltplan eines Pixels mit nachgeschalteter CDS-Stufe. Die dargestellten Analogschalter wurden durch CMOS-Transmissionsgates realisiert. Zur Reduzierung des Übersprechens von Schaltsignalen wurden teilweise Dummytransistoren eingesetzt. Die Bezeichnung der einzelnen Schalter geht auf die stets fortschreitende Entwicklung von Bildsensoren am Fraunhofer-IMS zurück. Auf diese historisch bedingte Bezeichnungsweise ist es zurückzuführen, dass kein Schalter ϕ_6 , jedoch ein Schalter ϕ_7 existiert. Um ein Einbrechen der Kondensatorspannungen bei deren Auslese zu verhindern, wurden Sourcefolger – hier durch ein Verstärkersymbol (Dreieck) mit dem Verstärkungsfaktor 1 dargestellt – eingesetzt. Besonders kritisch ist der Knoten zwischen ϕ_l und der Photodiode. Ladungen, die hier verloren gehen oder fälschlich zugeführt werden (z.B. durch Übersprechen) wirken sich sehr stark auf das Endergebnis aus. Die Kapazität C_D wird ausschließlich durch die Sperrschichtkapazität der in Sperrrichtung gepolten Photodiode gebildet. Sie wurde nicht als separates Bauelement (Kondensator) realisiert. Der Sensorchip erhält weitere Schaltkreise zur Einstellung der Arbeitspunkte über Biasströme der Sourcefolger und des Operationsverstärkers der CDS-Stufe. Diese wurden in Abbildung 3.3 nicht dargestellt.

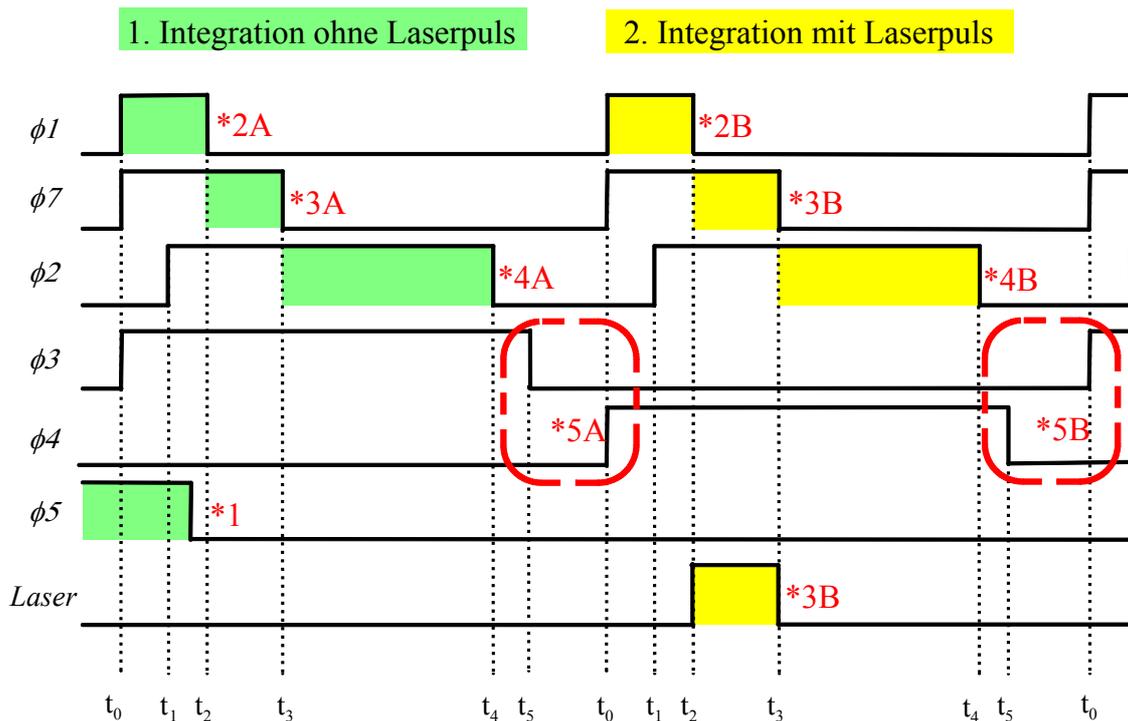
Abbildung 5.4 zeigt die Abfolge der Steuersignale der Schalter und des Lasers. Ein hoher Pegel steht dabei für einen geschlossenen Schalter. Einige Zeiträume sind hervorgehoben und mit Ziffern bezeichnet. Textstellen, die sich auf einen bestimmten Zeitraum dieses Diagramms beziehen, werden durch die Angabe der Ziffer in geschweiften Klammern gekennzeichnet.

Jede Aufnahme beginnt mit der Entladung der Integrationskapazität C_F durch Schließen von ϕ_5 {Zeitraum 1}. Während sich der restliche Aufnahmezyklus für eine Aufnahme mehrfach wiederholen kann, wird C_F nur einmal zurückgesetzt. Die Kapazität C_F wird bei der Entladung auf die Spannung

$$U_{CF} = U_{Ref_OP} - U_{Offset} - U_{Ref_CDS} \quad (5.1)$$

geladen (siehe Abbildung 5.5). Jeder Aufnahmezyklus besteht aus zwei Integrationen. Die erste Integration erfolgt ohne Laserpuls. Der integrierte Photostrom I_{PhD} hängt ausschließlich vom Hintergrundlicht ab. Anschließend erfolgt die Integration mit Laserpuls. Jetzt setzt sich der Photostrom

aus Hintergrundlicht (I_{PhD}) und reflektiertem Laserlicht (I_{PhL}) zusammen. Durch Mehrfachbelichtung (Wiederholung der Aufnahmesequenz) erreicht man einen größeren Hub des Ausgangssignals dank der Ladungsakkumulation auf dem Kondensator C_F und ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis.



*... : siehe Beschreibung im Text.

Abbildung 5.4: Timingdiagramm des Zeilensensors

Die Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wird dadurch erreicht, dass unser Nutzsignal bei n Messungen n -fach zunimmt, während das Rauschen im statistischen Mittel um den Faktor \sqrt{n} ansteigt.

Die Integration beginnt damit, dass zunächst ϕ_1 und ϕ_7 geschlossen werden {Zeitraum 2A}. Durch das Schließen von ϕ_1 wird die Sperrschichtkapazität C_D auf U_{ref_pix} geladen. Über ϕ_7 wird die Spannung über C_D auf die Shutter-Kapazität C_S und die Haltekapazität C_H übertragen. Sobald ϕ_2 schließt, liegt die Spannung ebenfalls an der CDS-Stufen abgewandten Platte der Ladekapazität der CDS-Stufe C_L an.

Sobald ϕ_1 öffnet {Zeitraum 3A}, sinkt die Sperrspannung der Photodiode (Kondensator C_D) infolge des Photostroms I_{PhD} ab. Da I_{PhD} vom Hintergrundlicht abhängig ist, wird auf diese Weise die Hintergrundbeleuchtung bestimmt. Wenn man annimmt, dass sich die Hintergrundbeleuchtung während der kurzen Integrationszeit nicht ändert, sinkt die Spannung über C_D linear ab, da I_{PhD} als konstant angenommen wird. Die Spannungen über C_S und C_H folgen entsprechend. Sobald ϕ_7 wieder öffnet {Ende Zeitraum 3A}, bleibt der Spannungswert auf der Shutterkapazität C_S sowie der Haltekapazität C_H erhalten, während die Spannung über die Photodiode weiterhin sinkt. Der Zeitraum 3A bestimmt somit die Integrationsdauer T_1 bzw. T_2 (siehe Kapitel 1.3). Auf diese Weise wird über ϕ_1 , ϕ_7 , C_S , C_H und die Sourcefolger ein externer Shutter überflüssig.

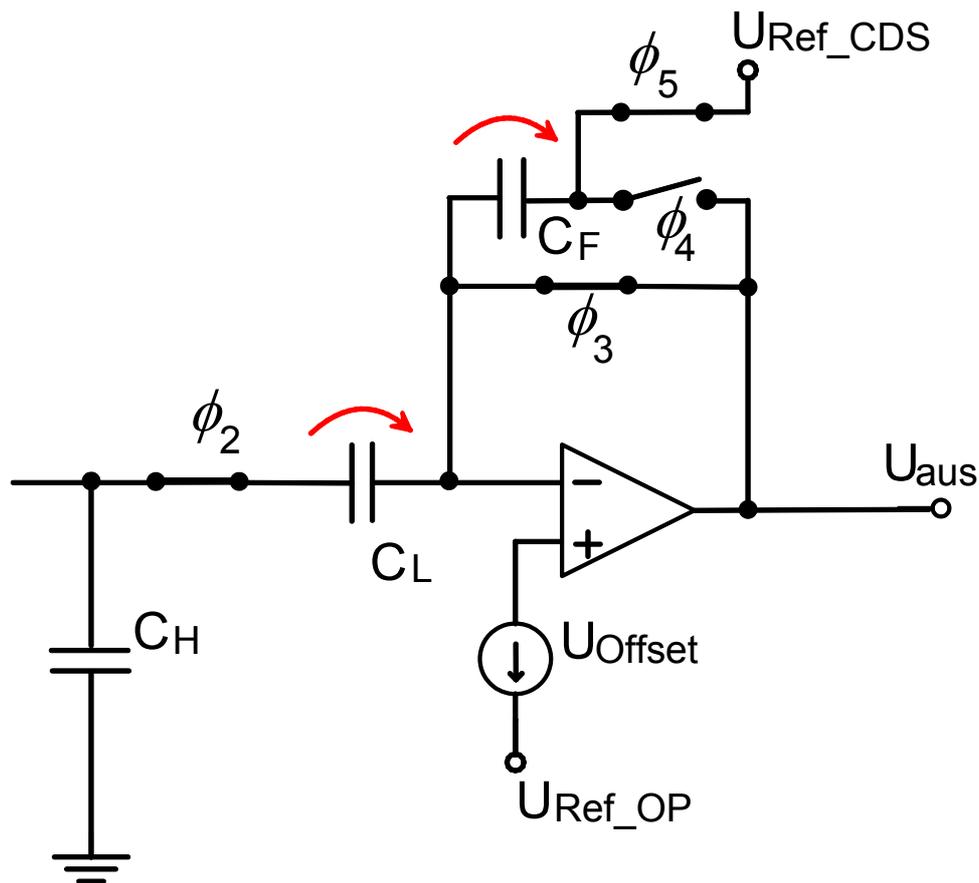


Abbildung 5.5: Erster Ladevorgang der CDS-Stufe. Dieses Bild zeigt einen Zeitpunkt, zu dem ϕ_5 noch geschlossen ist. Dies ist im Zeitraum 4A nicht der Fall. Dies ändert jedoch nichts an den Betrachtungen für U_{CL} .

Während ϕ_2 geschlossen bleibt {Zeitraum 4A}, liegt an der Ladekapazität der CDS-Stufe C_L die Spannung

$$U_{CL} = U_{Ref_Pix} - \frac{I_{PhD} \cdot T_{1,2}}{C_D} - U_{Ref_OP} - U_{Offset} \quad (5.2)$$

an. Die Spannung am Kondensator C_H folgt der Spannung über die Sperrschichtkapazität C_D , solange der Schalter ϕ_7 geschlossen ist. Daher geht C_D in die obige Gleichung ein.

Zeitraum 3 dient als Wartezeit, damit alle Umladevorgänge vollständig abgeschlossen werden können.

Sobald ϕ_2 öffnet {Ende Zeitraum 4A}, kann sich die Ladung auf C_L nicht mehr ändern. Der Spannungswert bleibt erhalten.

Nun öffnet zunächst ϕ_3 , anschließend wird ϕ_4 geschlossen {Zeitraum 5A} (Abbildung 5.6). Dadurch ändert sich die Verschaltung der CDS-Stufe grundlegend. Eine neue Integration, diesmal mit einem ausgesandten Laserpuls, wird eingeleitet.

Wiederum beginnt die Aufnahme mit dem Vorladen von C_D auf U_{ref_Pix} durch Schließen von ϕ_1 und ϕ_2 {Zeitraum 2B}. Zeitgleich mit dem Öffnen von ϕ_1 wird der Laserpuls gestartet {Zeitraum 3B}. Die Abfolge erfolgt nahezu analog zu den Vorgängen während der ersten Integration. Die CDS-Stufe verhält sich jedoch anders. In dem Moment, in dem ϕ_2 schließt, ist noch die Ladung aus dem ersten Integrationszyklus auf C_L gespeichert. Auch C_F weist noch gespeicherte Ladungsträger auf (Abbildung 5.7).

Die Ladungen, die vor dem Schließen von ϕ_4 und ϕ_2 am Knoten, an dem auch der „-“ Eingang des Operationsverstärkers liegt, gespeichert werden, können diesen Knoten, unter der Annahme eines extrem hochohmigen Verstärkereinganges, nicht verlassen. Der Operationsverstärker wird die Spannung über C_L nach dem Schließen dieser Schalter jedoch durch die Regelung von U_{aus} auf

$$U_{CL} = U_{Ref_Pix} - \frac{(I_{PhL} + I_{PhD}) \cdot T_{1,2}}{C_D} - U_{Ref_OP} - U_{Offset} \quad (5.3)$$

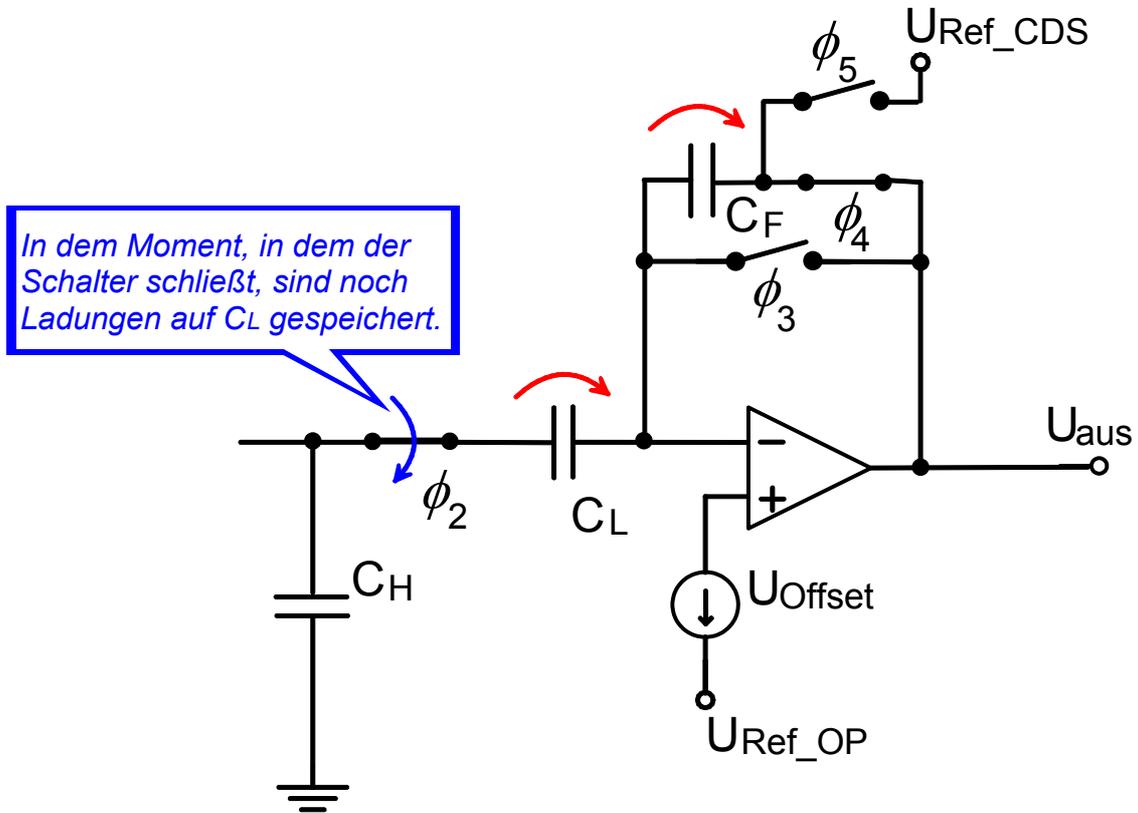


Abbildung 5.6: Beginn der Integrationsphase der CDS-Stufe

einregeln. Dadurch werden überzählige zuvor vorhandene Ladungen auf C_F übertragen. Die resultierende Ausgangsspannung U_{aus} (entspricht U'_1 bzw. U'_1 in Kapitel 1.3) lässt sich durch eine Ladungsbilanz bestimmen.

Vor dem Schließen von ϕ_2 und ϕ_4 war auf den Kondensatoren C_L und C_F die Ladung

$$\begin{aligned}
 Q_{vor} = & C_L \left(U_{Ref_OP} + U_{Offset} - U_{Ref_Pix} + \frac{I_{PhD} \cdot T_{1,2}}{C_D} \right) \\
 & + C_F (U_{Ref_OP} + U_{Offset} - U_{Ref_CDS})
 \end{aligned}
 \tag{5.4}$$

gespeichert.

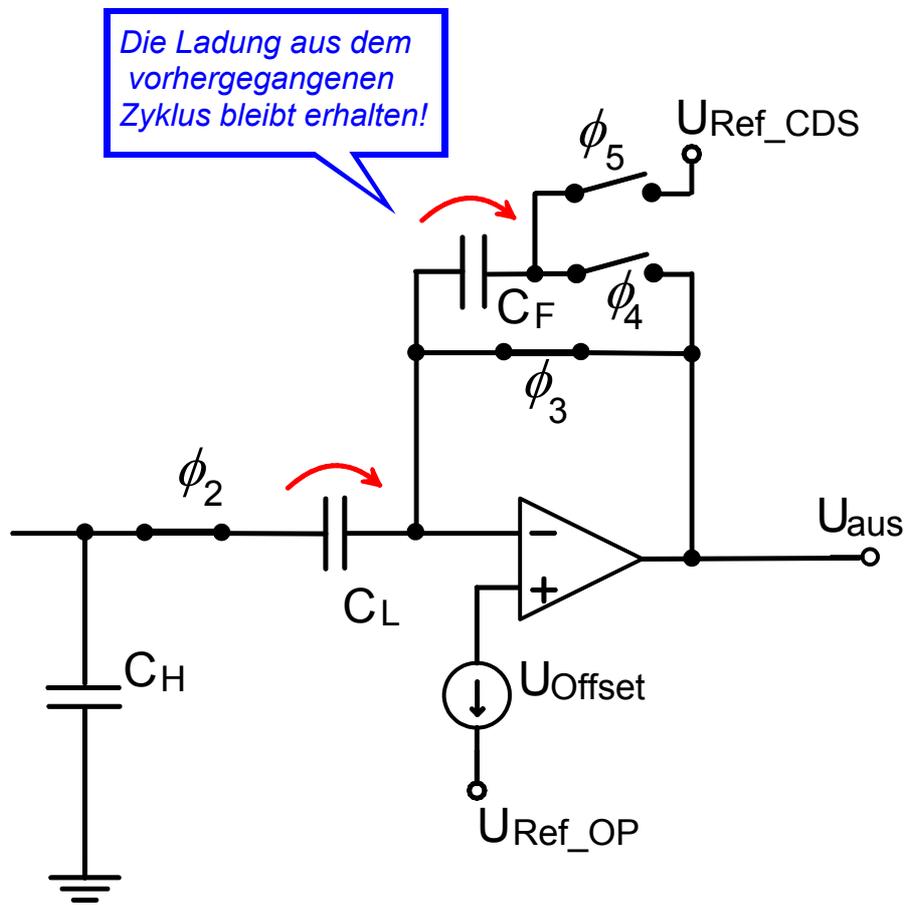


Abbildung 5.7: CDS-Stufe in einem weiteren Integrationszyklus

Die Ladung nach dem Regelvorgang {Ende Zeitraum 4B} kann durch

$$\begin{aligned}
 Q_{nach} = & C_L \left(U_{Ref_OP} + U_{Offset} - U_{Ref_Pix} + \frac{(I_{PhL} + I_{PhD}) \cdot T_{1,2}}{C_D} \right) \\
 & + C_F (U_{Ref_OP} + U_{Offset} - U_{aus})
 \end{aligned}
 \tag{5.5}$$

beschrieben werden.

Da durch den Aufbau und die Ansteuerung der CDS-Stufe

$$Q_{vor} = Q_{nach} \quad (5.6)$$

gelten muss, kann U_{aus} bestimmt werden.

Setzt man beide Ausdrücke gleich und formt diese nach U_{aus} um, so erhält man

$$U_{aus} = U_{Ref_CDS} + \frac{I_{PhL} \cdot T_{1,2}}{C_F} \cdot \frac{C_L}{C_D} \quad (5.7)$$

Die Ausgangsspannung U_{aus} hängt somit ausschließlich vom Laserpuls, jedoch nicht länger vom Hintergrundanteil des einfallenden Lichtes ab. U_{Ref_CDS} dient als beliebig wählbare additive Konstante.

Führt man den Messzyklus fort, so beginnt ein erneuter Zyklus nach dem Schließen von ϕ_4 und anschließendem Öffnen von ϕ_3 wie gehabt. Die Integrationskapazität C_F darf jedoch nicht erneut über ϕ_5 zurückgesetzt werden, wenn man ein größeres Ausgangssignal aufakkumulieren möchte. Bei einem erneuten Durchgang ändert sich die Ladungsbilanz lediglich durch einen anderen Speicherzustand von C_F beim Integrationszyklus der CDS-Stufe.

$$\begin{aligned} Q_{vor} &= C_L \left(U_{Ref_OP} + U_{Offset} - U_{Ref_Pix} + \frac{I_{PhD} \cdot T_{1,2}}{C_D} \right) \\ &\quad + C_F \left(U_{Ref_OP} + U_{Offset} - U_{Aus_Vorzyklus} \right) \\ &= C_L \left(U_{Ref_OP} + U_{Offset} - U_{Ref_Pix} + \frac{I_{PhD} \cdot T_{1,2}}{C_D} \right) \\ &\quad + C_F \left(U_{Ref_OP} + U_{Offset} - U_{Ref_CDS} - \frac{I_{PhL} \cdot T_{1,2}}{C_F} \right) \end{aligned} \quad (5.8)$$

Der Ausdruck für Q_{nach} ändert sich nicht. Stellt man die Ladungsbilanz erneut auf und formt wiederum nach U_{aus} um, so erhält man

$$U_{aus}(2 \text{ Integrationszyklen}) = U_{Ref_CDS} + 2 \cdot \frac{I_{PhL} \cdot T_{1,2}}{C_F} \cdot \frac{C_L}{C_D} \quad (5.9)$$

Dieses Ergebnis lässt sich auf n Zyklen (jeweils n Belichtungen mit und ohne Laserpuls) verallgemeinern

$$U_{aus}(n \text{ Integrationszyklen}) = U_{Ref_CDS} + n \cdot \frac{I_{PhL} \cdot T_{1,2}}{C_F} \cdot \frac{C_L}{C_D} \quad (5.10)$$

Die Spannungswerte U_{aus} der Pixel bilden ein Rohbild für die Tiefenbestimmung. Aus Kapitel 1.3 wird ersichtlich, dass ein zweites Rohbild mit geänderter Integrationsdauer T zur Ermittlung der Abstandswerte benötigt wird. Die Verrechnung erfolgt nach der Auslese numerisch.

5.2 Eine Kamera mit 34 x 30 Pixel 3D-Array



Abbildung 5.8: Tiefenkamerademonstrator

Abbildung 5.8 zeigt eine Tiefenkamera mit 34 x 30 Pixel-Sensor. Der abgebildete Demonstratoraufbau wurde in ein Plexiglas-Gehäuse eingebaut. Die Aluminiumgrundplatte dient sowohl als Befestigungsmöglichkeit durch ein Standardstativ als auch als Kühlkörper für die auf der Platine befindlichen Festspannungsregler. Oberhalb des Objektivs (COSMICAR/PENTAX-Objektiv für 2/3"-Bildsensoren mit C-Mount-Adapter, Brennweite 4,8mm, Blende: 1:1,8) befindet sich ein Lasermodul zur Erzeugung der Laserblitze. In der Aufnahme der Kamera fehlt die Aufweitungsoptik. Die Steuer- und Versorgungsleitungen für das Lasermodul werden über eine Steckverbindung seitlich herausgeführt. Hinter diesem Stecker befindet sich ein weiterer Stecker (im Bild nicht zu erkennen) für die Auslese der

digitalisierten Bilddaten. Die Kamera liefert Rohbilder, die direkt als Grauwertbild verwendet werden können. Jeweils zwei dieser Rohbilder werden nach der Auslese zu einem Tiefenbild verrechnet.

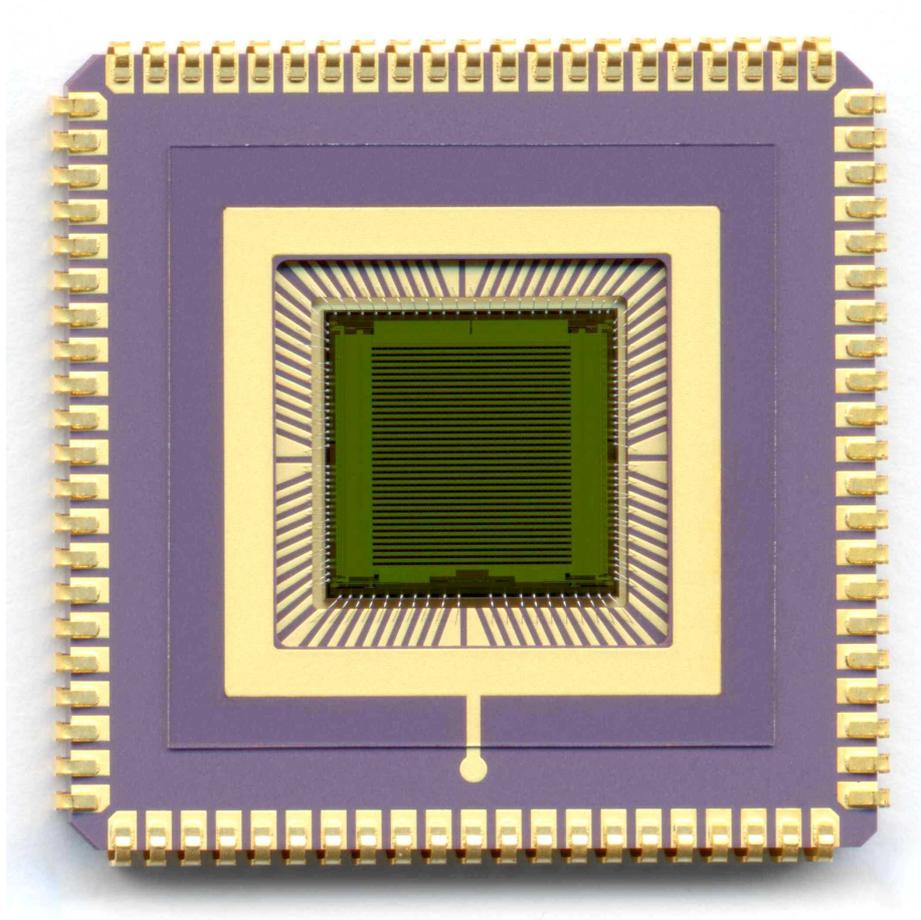


Abbildung 5.9: 34 x 30 Pixel Tiefen-CMOS-Sensor

Die Pixel des Arrays (Abbildung 5.9) sind quadratisch. Die Photodiode ist $230\mu\text{m} \times 130\mu\text{m}$ groß. Dies entspricht bei einer Kantenlänge der Pixel von $260\mu\text{m}$ einem Füllfaktor von ungefähr 44%. Die Ausleseschaltung mit Steuereinheiten und CDS-Stufen liegen außerhalb der Pixelmatrix. Die Pixel funktionieren nach dem gleichen Prinzip wie die des zuvor beschriebenen Zeilensensors. Aufgrund der notwendigen Multiplexbildung ist der Aufwand für die Erzeugung interner Steuersignale entsprechend größer.

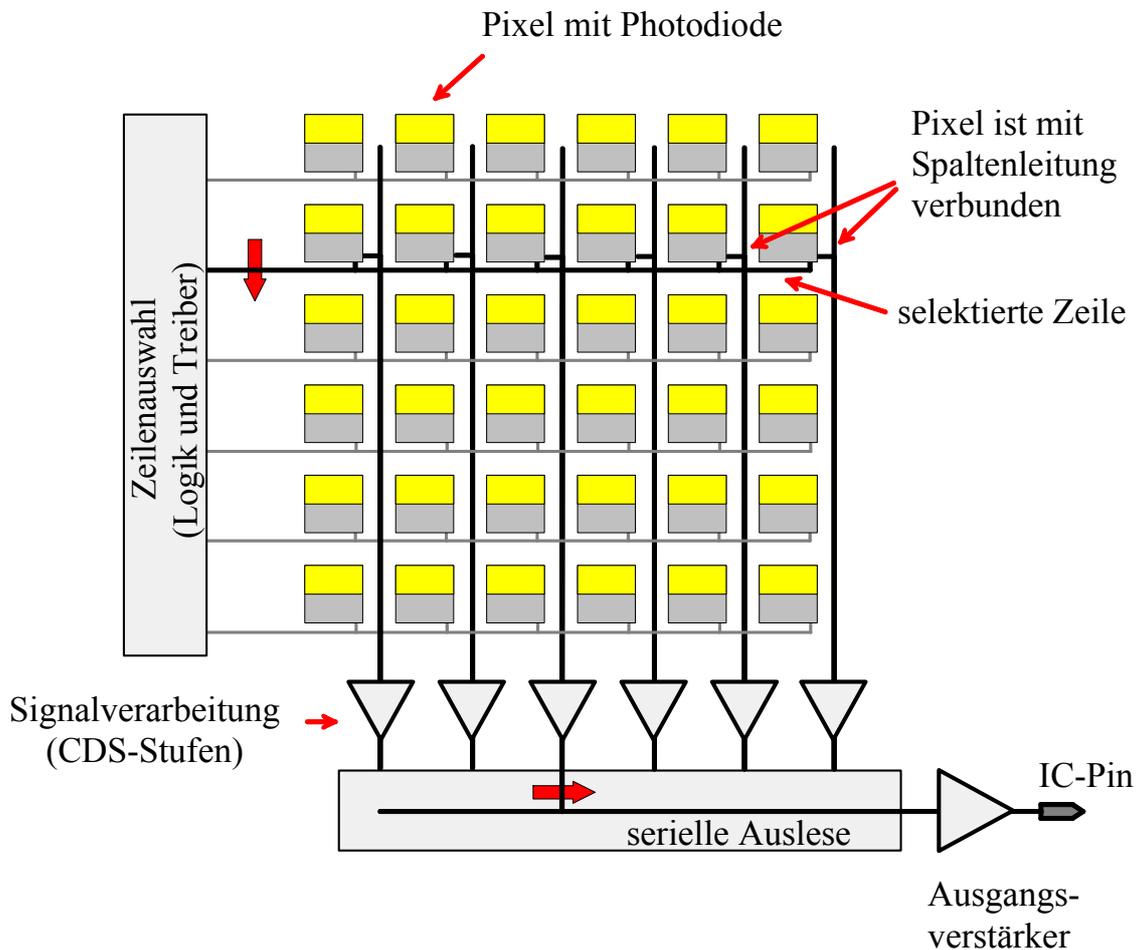


Abbildung 5.10: Aufbau und Ausleseprinzip des Tiefensensors

Zunächst werden alle Pixel resetet (C_D auf U_{Ref_Pix} geladen). Anschließend erfolgt die synchrone Integration ohne Laserpuls. Für die Auslese des geschutterten Spannungswerts werden die einzelnen Zeilen nacheinander über die Spaltenleitungen mit den CDS-Stufen verbunden (Abbildung 5.10). Jede CDS-Stufe speichert die Ladung jedes Pixels der Zeile in einem separaten Speicherkondensator. Anschließend erfolgt die Aufnahme mit Laserpuls auf die gleiche Weise. Die Differenz beider Aufnahmen wird in den CDS-Stufen gebildet. Dieser Vorgang wird mehrfach wiederholt, wobei die Differenzen aufaddiert werden. Die Ergebniswerte werden abschließend seriell ausgelesen, bevor eine erneuerte Aufnahme mit dem Reset aller Pixel beginnt.

Bis auf Teile der Lasersteuerung sind sämtliche Funktionen der Kamera auf der 10-lagigen Kameraplatine (Abbildung 5.11) untergebracht. Sie enthält auf der Vorderseite den Sensor, einen Anschluss für die Lasersteuerung und sechs Spannungswandler zur Versorgung der Kamera. Auf der Rückseite befinden sich der Anschluss für die Übertragung der Bilddaten, Analog-Digital-Wandler zur Wandlung der analogen Bildinformation des Sensorausganges und Digital-Analog-Wandler, die zur Arbeitspunkteinstellung einiger Komponenten innerhalb des Sensors dienen. Weiterhin ist auf dieser Seite ein FPGA zur Steuerung sämtlicher Kamerafunktionen aufgelötet.

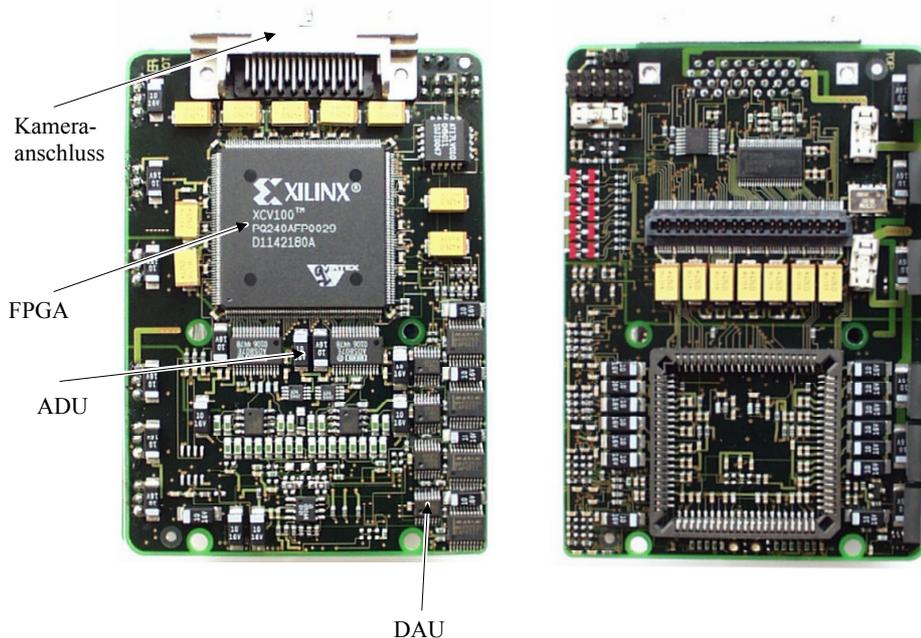


Abbildung 5.11: Vorder- und Rückseite der Kameraplatine

Da für die Tiefenmessung ein indirektes Laufzeitverfahren genutzt wird, führen zeitliche Abweichungen innerhalb des Systems zu Verfälschungen des Tiefenbildes. Die FPGA-Architektur (Abbildung 5.12) eignet sich aufgrund ihres Aufbaus hervorragend für diese Aufgabe, da sie, bei geschickter Programmierung, die Steuerdaten parallel und damit synchron erzeugen kann.

Ein FPGA besteht aus einer großen Anzahl vorgefertigter Funktionsblöcke. Diese werden in einem Konfigurationsschritt an die jeweilige Aufgabe angepasst und miteinander verbunden.

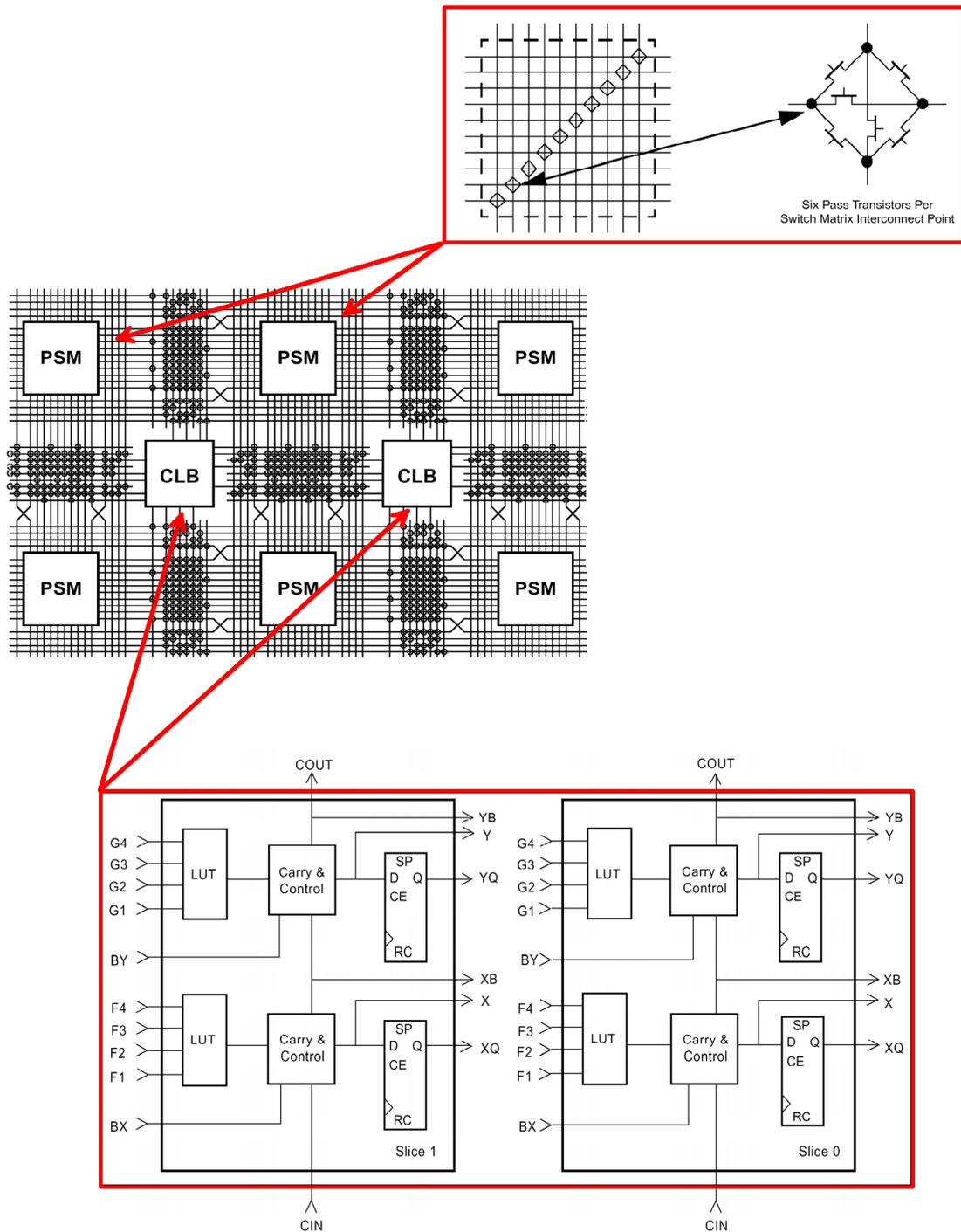


Abbildung 5.12: Ausschnitt aus dem Aufbau eines FPGAs. Hier wurde ein Xilinx FPGA, wie es in der Kamera eingesetzt ist, abgebildet. FPGA anderer Hersteller unterscheiden sich teilweise erheblich in den Details. Der Grundaufbau ist jedoch stets ähnlich (aus [37] neu gruppiert).

Die Konfigurationsdaten werden bei der Kamera nach einem Reset der Hauptplatine in das FPGA übertragen. Die Logik wird innerhalb so genannter CLSs (konfigurierbare Logikblöcke) umgesetzt. Die eigentlichen logischen Verknüpfungen werden dabei in Tabellenform in so genannten Look-Up-Tables (LUT) abgelegt. Da jeder Look-Up-Table lediglich über vier Eingänge und einen Ausgang verfügt, müssen zur Realisierung komplexerer Verknüpfungen mehrere CLBs miteinander verschaltet werden. Hierzu stehen zahlreiche vorgefertigte Leiterbahnen zur Verfügung, die über konfigurierbare Verbindungsblöcke (PSMs: Programmable Switch Matrixes) nahezu beliebig verschaltet werden können. Ferner stellen FPGAs spezielle Anschlussblöcke (IOBs Input-Output-Blocks) und optimierte Taktverteilungsnetzwerke zur Verfügung. Der hier verwendete Xilinx-Baustein stellt zusätzlich konfigurierbare Speichermodule zur Verfügung, obwohl die LUTs der CLBs ebenfalls als Speicher genutzt werden können.

5.3 Ein Beispiel für eine in ein komplexes System eingebettete Tiefenkamera

Als Beispiel für ein mit seiner Umwelt eng verflochtenes Tiefenkamerasystem soll ein Projekt dienen, das zum Zeitpunkt der Formulierung dieser Zeilen noch nicht vollständig abgeschlossen war. Es wurde gewählt, da es hervorragend geeignet ist, um einen Ausblick auf die angestrebte Leistungsfähigkeit der auf Lichtflugzeit basierenden 3D-Kameras bietet. Daher soll hier das langfristig angestrebte Endziel des Entwicklungsprozesses beschrieben werden. Ergebnis der noch nicht abgeschlossenen ersten Demonstratorentwicklung wird ein hinsichtlich einiger Parameter eingeschränktes System sein. Die folgende Beschreibung basiert auf einem projektinternen Konzeptpapier.

5.3.1 Hintergrund der Entwicklung

An dem durch das deutsche Bundesministerium für Bildung und Forschung geförderten Projekt „3D-CAM“ sind die Fraunhofer-Institute für Medienkommunikation (IMK) in Sankt Augustin und das Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme in Duisburg beteiligt. Ziel dieses Projektes ist die Kombination zweier weitgehend unabhängiger Entwicklungen zu einem Gesamtsystem. Das Gesamtsystem besteht aus den zwei funktionalen Hauptkomponenten Tiefenkamera und Keyingsystem.

Ziel der Entwicklung der Tiefenkamera ist es, ein Kamerasystem zu entwickeln, das synchron zu den 2D-Bildinformationen einer Szene die entsprechenden Tiefenwerte für jedes Bildpixel bzw. bestimmte Bildpixelbereiche in Echtzeit erfasst. Durch die Kombination einer herkömmlichen TV-Studiokamera, die eine zweidimensionale Bildakquisition ermöglicht, mit einem hochauflösenden CMOS-Bildsensor, der die Tiefenwerte ermittelt, wird eine dreidimensionale Szenenerfassung hoher Qualität für Studioapplikationen erreicht.

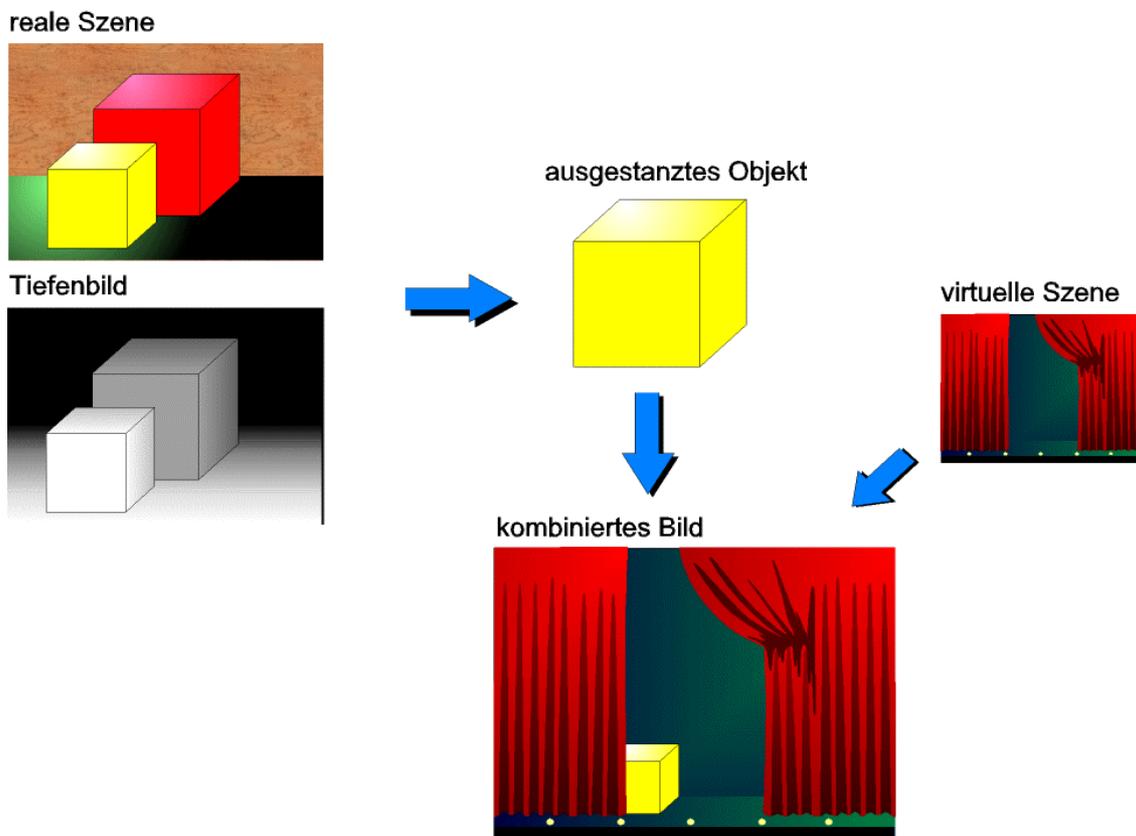


Abbildung 5.13: Depth-Keying und Bildkombination

Ziel der Entwicklung des Depth-Keying-Systems ist es, auf der Basis der Abstandsbilddaten der Tiefenkamera einzelne Objekte des Bildes der TV-Studiokamera von den umgebenden Bildteilen zu separieren. Diese Bildteile werden entsprechend ihren Tiefenwerten in ein anderes Videobild, dessen Abstandsinformationen ebenfalls vorliegen, bezogen auf die Tiefenebene korrekt eingefügt (siehe Abbildung 5.13). Das Separieren und Einfügen von Elementen soll in Echtzeit geschehen.

Die folgenden Beschreibungen richten ihr Hauptaugenmerk vorrangig auf die Tiefenkamera.

5.3.2 Spezielle Randbedingungen und Anforderungen an die eingebettete Tiefenkamera

Anbindung an eine Studiokamera

Die Tiefenkamera ist als Erweiterung für eine handelsübliche Studiokamera gedacht (Abbildung 5.14). Die Studiokamera wird dabei nur erweitert, jedoch nicht irreversibel verändert. Die Kamera soll trotz montierter Anbauten als herkömmliche Studiokamera einsetzbar bleiben. Für die Nutzung der Tiefenbildinformation im Keyingsystem ist Deckungsgleichheit der Bilder beider Kameras – Tiefenbild und RGB-Bild – erforderlich. Die Ankopplung geschieht so, dass beide Kameras stets die selbe Szene aus der selben Perspektive aufnehmen.

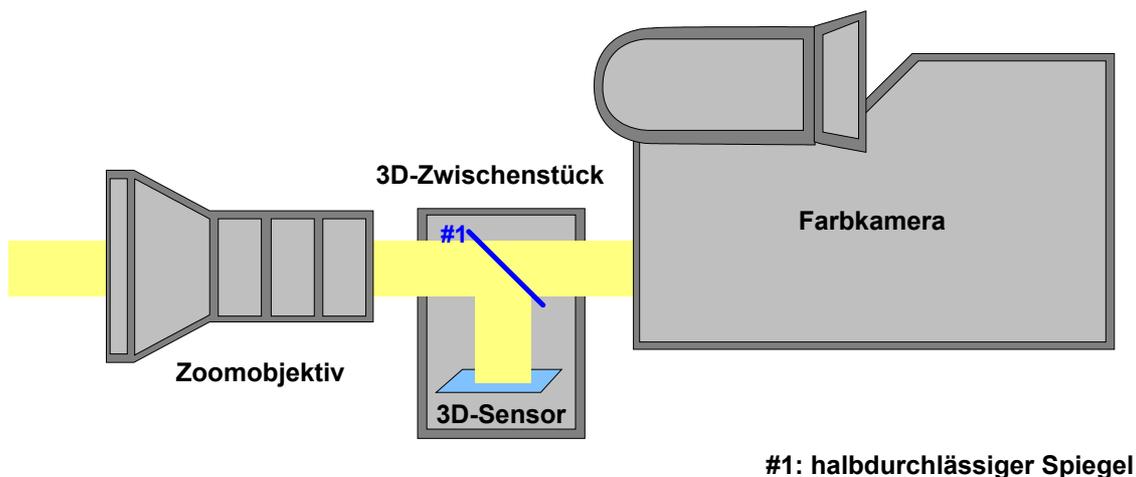


Abbildung 5.14: Die Tiefenkamera als Erweiterung für eine handelsübliche Studiokamera. Durch die Ausspiegelung zwischen Objektiv und Studiokamera wird jederzeit eine identische Perspektive beider Kameras sichergestellt.

Freiheitsgrad der Bewegung

Sämtliche Erweiterungen der Studiokamera erfolgen so, dass das Bedienungspersonal bei der Aufnahme diese Veränderungen möglichst nicht wahrnimmt. Die Anbauten müssen dazu so ausgelegt werden, dass sie we-

der die Sicht beeinträchtigen noch die Bewegungsfreiheit des Gesamtaufbaus einschränken. Sämtliche Bewegungsabläufe, die zuvor mit der Studiokamera möglich waren, sollen so weiterhin durchführbar bleiben.

Beleuchtungssituation

In Studios werden zahlreiche intensive Lichtquellen eingesetzt. Um Aufnahmen guter Qualität zu erzielen, muss das Studio gleichmäßig ausgeleuchtet werden. Definiert man die Studioausleuchtung als nahezu konstante Hintergrundbeleuchtung, so ist diese durch hohe Intensität und ein kontinuierliches Spektrum gekennzeichnet.

Da für den Betrieb der Tiefenkamera Infrarotlichtpulse ausgesandt werden müssen, deren Detektion die Auswertung der Tiefenwerte erst ermöglicht, muss ihnen besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden. Die von der Tiefenkamera auszuwertenden Infrarot-Pulse können durch folgende Eigenschaften beschrieben werden:

Das Spektrum des IR-Lichts ist auf einen sehr schmalen Wellenlängenbereich von ca. 905nm begrenzt (Linienspektrum).

Die ausgesandten Pulse – und damit ebenfalls der in Richtung der Tiefenkamera reflektierte Anteil – sind sehr kurz (Periodendauer ca. 30ns). Dadurch ist die Energie eines einzelnen Pulses, die im Sensor der Tiefenkamera in ein elektronisches Signal umgesetzt werden kann, begrenzt.

Die IR-Pulse müssen in einem Umfeld detektiert und ausgewertet werden, das durch wesentlich intensivere Hintergrundbeleuchtung gekennzeichnet ist.

Die Tiefenkamera muss somit einen weiten Dynamikbereich abdecken.

Andere IR-Quellen

Infrarot-Licht (IR-Licht) wird in Studios auch für andere Systeme eingesetzt. Hier können beispielsweise Systeme zur Kamerapositionsbestimmung oder IR-Fernbedienungen genannt werden. Die Tiefenkamera muss

so konzipiert sein, dass sie weitestgehend fehlertolerant auf andere IR-Quellen reagiert.

Laterale Auflösung

Um die Tiefenbilder als alleinige „Schlüsselinformation“ für das nachgeschaltete Keying einzusetzen, sollte deren Auflösung mindestens mit der Auflösung der Bilder, die die Studiokamera liefert, übereinstimmen. Solange die zur Verfügung stehende Tiefenkamera an diese wünschenswerte laterale Auflösung nicht heranreicht, muss dies durch zusätzliche Bildverarbeitungsalgorithmen kompensiert werden. Vielversprechende Ansätze werden am Fraunhofer-Institut für Medienkommunikation entwickelt bzw. bereits für diese Anwendung angepasst.

Aufzulösender Tiefenbereich

Der aufzulösende Tiefenbereich wird durch die Ausdehnung des Studios vorgegeben. Als realistischer Richtwert für die maximale Tiefe können 20 Meter angenommen werden.

Schnittstellen zur Systemumgebung

Die Tiefenkamera muss über Schnittstellen zum Keyingsystem, zur Studiokamera und zum Trackingsystem der Studiokamera verfügen. Um die Entwicklung möglichst zu vereinfachen, werden – soweit möglich und vorhanden – Standard-Schnittstellen verwendet. Damit die Informationen der Tiefenkamera mit denen der Studiokamera übereinstimmen, müssen beide Systeme sowohl frame- als auch pixelgenau synchronisiert werden. Die Laserquelle soll kontinuierlich an den Blickwinkel der Kamera angepasst werden. Damit die Laserquelle zur Beleuchtung des Bereiches für die Tiefenmessung an den Öffnungswinkel der Studiokamera angepasst werden kann, werden dort die entsprechenden Objektivparameter benötigt. Diese internen Kameraparameter werden bereits von einem Kamera-Trackingsystem ermittelt, da sie ebenfalls zur Anpassung der virtuellen Umgebung benötigt werden. Dabei erfolgt die Ermittlung der Parameter entweder mittels Inkrementalgeber direkt mechanisch am Objektiv, oder, im Falle neuer digitaler Objektive, in Form eines digitalen Datenstroms.

5.3.3 Systemübersicht

Das System ist modular aufgebaut. Durch den modularen Systemaufbau kann jedes Modul bei Bedarf durch ein höher entwickeltes ausgetauscht werden. Ein Teil der Steuer- und Ausleseelektronik ist direkt auf den Sensorchip integriert. Die externe Elektronik wird mit diskreten Bauelementen aufgebaut. Die Verwendung programmierbarer Bausteine ermöglicht neben vergleichsweise kurzen Entwicklungszeiten spätere Änderungen, um den Funktionsumfang nachträglich zu erweitern oder für Untersuchungen bei geänderten Ansteuerschema.

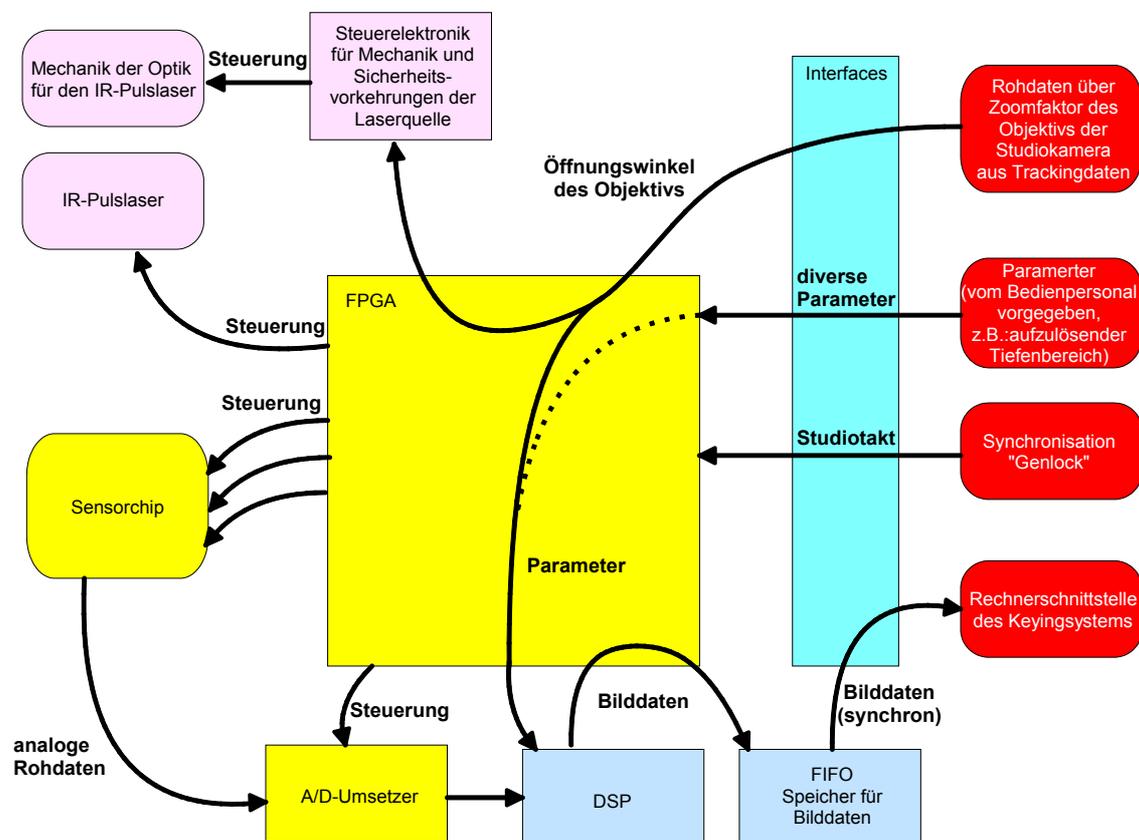


Abbildung 5.15: Übersicht über die Signalpfade innerhalb des Systems.

Abbildung 5.15 zeigt eine schematische Darstellung der Signalpfade der Tiefenkamera. Das FPGA steuert alle anderen Komponenten der Tiefenkamera. Die einzige Abweichung von diesem Konzept erfolgt bei der Auslese des FIFO-Bildspeichers. Ein DSP (Digitaler Signalprozessor) berechnet aus den A/D-gewandelten Rohdaten des Sensorchips die Tiefenwerte

und legt diese in einem FIFO-Bildspeicher ab. Für die Nutzung der Bildinformationen zum Keying müssen die Abstandswerte der Kamera A (Abstand zwischen Sensorchip und Objektpunkt O) in Abstandswerte (B) senkrecht zu einer gedachten Ebene E parallel zum Sensorchip S umgerechnet werden. Die Berechnung erfolgt über den Winkel W (siehe Abbildung 5.16).

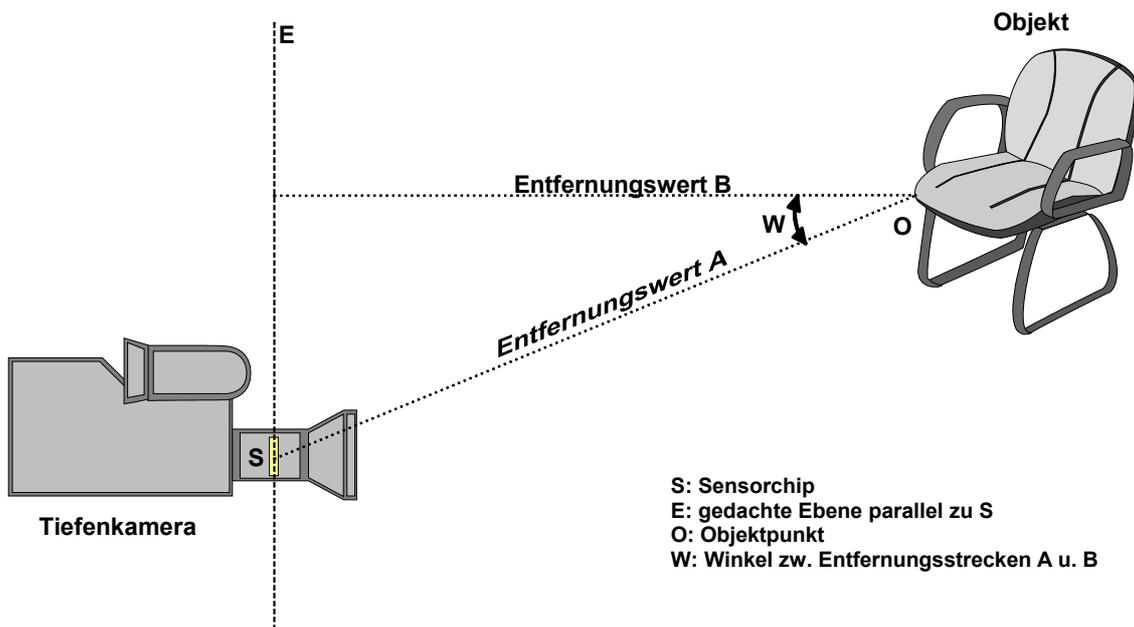


Abbildung 5.16: Umrechnung der Entfernungswerte auf ebenenbezogene Entfernungen

Die Ausleuchtungseinheit erzeugt die für die Funktion der Tiefenkamera unverzichtbaren IR-Pulse. Sie ist als separates Modul, das über Steuerleitungen mit den anderen Systemkomponenten verbunden ist, aufgebaut.

6 Verbleibende Herausforderungen

6.1 Rückblick

Die ersten beiden Kapitel hatten vornehmlich einführenden Charakter. Zunächst wurde der Leser in Kapitel 1 mit Hintergrundwissen für ein grundlegendes Verständnis für auf Lichtlaufzeit basierende Tiefenkameras ausgestattet. Aufgrund der unbestreitbaren Bedeutung optischer Komponenten in einem überwiegend optischem System, genannt Tiefenkamera, wurde anschließend ein kurzer Überblick über die Begriffswelt der Optik in Kapitel 2 angeboten.

Die Komponenten eines Tiefenkamerasystems und deren Zusammenwirken sind in Kapitel 3 dargestellt. Dabei wurde einerseits auf das Ziel einer umfassenden mathematischen Beschreibung der Kamera hingearbeitet. Zum anderen wurden weiterführende Informationen bereitgestellt, die es jedem Leser ermöglichen sollen, die Modellgleichungen wo nötig seinen Bedürfnissen anzupassen. Bei den Betrachtungen in Kapitel 3 wurde versucht, die Darstellung wo möglich so allgemein zu halten, dass sie unabhängig von einer bestimmten technologischen Umsetzung gelten. Anschließend wurde in Kapitel 4 die erzielbare Tiefenauflösung eines Tiefenkamerasystems hergeleitet und in Bezug auf ableitbare Regeln für eine technische Umsetzung einer solchen Kamera interpretiert. In Kapitel 5 wurden konkrete Beispielsysteme beschrieben. Als letztes Beispiel diente ein zur Zeit der Formulierung noch nicht abgeschlossenes Projekt, das als Ausblick auf kurz- bis mittelfristig angestrebte Leistungsdaten dient.

6.2 Ausblick

Die Leistungsdaten heutiger Tiefenkameras reichen, obwohl es sich häufig noch um Vorstufen kommerziell vermarktbarer Industrieprodukte handelt, für einige Anwendungen im Bereich Machine-Vision bereits aus.

Ein erfolgreicher Einsatz erfordert häufig eine angepasste Infrastruktur. Diese besteht vorwiegend aus Komponenten und Algorithmen zu maschinellen Auswertung der Tiefenbilder. Derartige Algorithmen werden parallel zur Entwicklung der eigentlichen Tiefenkamera von mehreren Projekt- und Kooperationspartnern des Fraunhofer-IMS vorangetrieben. Die Entwicklung der Algorithmen wird dabei in den meisten Fällen von einer Anpassung der späteren Zielarchitektur begleitet. Als Beispiel seien hier die Entwicklungsarbeiten am Fraunhofer-Institut für Medienkommunikation im bereits vorgestellten Projekt „3D-CAM“ genannt.

Um weitere Anwendungsgebiete zu erschließen, muss die Entwicklung leistungsfähiger Tiefenkamerasysteme ins Auge gefasst werden. Als Entwicklungsziele für zukünftige Generationen von Tiefenkameras auf der Basis des vorgestellten Verfahrens ist vorrangig die Steigerung der Auflösung in zweierlei Hinsicht zu nennen.

Einerseits sollte die laterale Auflösung der Bilder durch höhere Pixeldichten gesteigert werden. Sensorchips können nur bis zu einer begrenzten Größe wirtschaftlich produziert werden. Somit kommt lediglich eine Verringerung der Pixelgröße als Maßnahme zur lateralen Auflösungssteigerung in Frage. Eine Verringerung der Pixelgröße bedeutet jedoch, die lichtempfindliche Fläche des Pixels zu reduzieren. Somit sinkt jedoch zwangsläufig die Lichtausbeute. Das Rauschen des Sensors wird jedoch nicht im gleichen Umfang mit absinken.

Als zweite erstrebenswerte Verbesserung wäre die Steigerung der Tiefenauflösung zu nennen. Aus den vorangegangenen Betrachtungen zur erzielbaren Tiefenauflösung lässt sich die Forderung nach einem hohem Nutzsignalanteil (Strom hervorgerufen von dem reflektierten Lichtpuls) im Verhältnis zu dem Hintergrundlichtanteil und den unterschiedlichen Rauschkomponenten ablesen. Dies ließe sich durch eine Vergrößerung der lichtempfindlichen Fläche des Pixels bewerkstelligen. Aus den beiden unterschiedlichen Auflösungsanforderungen lässt sich leicht erkennen, dass eine

Optimierung auf einen einzelnen Leistungsparameter hin auch gegenläufige Auswirkungen auf andere Kenngrößen haben wird. Da intensives Laserlicht – selbst wenn es aufgeweitet wird – ab einer bestimmten von der Wellenlänge des Lichts abhängigen Intensität schädliche Auswirkungen auf Menschen haben kann, stellt die Reduzierung der benötigten Strahlungsintensität der Lichtblitze eine weitere Anforderung für zukünftige Weiterentwicklungen da. Allerdings bedeutet reduzierte Intensität der ausgesendeten Lichtblitze zwangsläufig auch eine Reduzierung des reflektierten Lichts auf dem Sensorchip, womit die Auswirkung dieser Forderung wiederum einer Steigerung der Tiefenauflösung entgegensteht.

Allerdings stellt sich die derzeitige Situation lange nicht so düster dar, wie man es vielleicht nach den vorangegangenen Betrachtungen vermuten könnte. Am Fraunhofer-IMS werden mehrere Ansätze zur Verbesserung der Sensoren parallel verfolgt. Durch gezielte Optimierung der Schaltungstechnik sollen die unterschiedlichen Störeinflüsse, die den Signal-zu-Rausch-Abstand der Sensoren dominieren, reduziert werden. Solche Optimierungen können beispielweise die Taktverteilungsnetzwerke der Sensorchips betreffen. Derartige Ansätze greifen in der Regel erst bei jeder neuen Chipgeneration. Parallel dazu wird ständig die Leistungsfähigkeit vorhandener Sensoren durch Optimierung der externen Sensorsteuerung verbessert. Die Ergebnisse lassen sich vielfach auch auf neue Chipgeneration übertragen.

Für größere Generationssprünge wird ebenfalls an ganz neuen Konzepten hinsichtlich des Pixelaufbaus gearbeitet. Weiterhin sollte natürlich noch die Weiterentwicklung auf Systemebene genannt werden. Basierend auf der Abschätzung der erzielbaren Tiefenauflösung kann der Auflösungsgewinn durch den Einsatz optischer Filter oder von Restlichtverstärkern abgeschätzt werden. Eine erste Abschätzung ist somit ohne teure experimentelle Untersuchung möglich.

Im Rahmen eines ebenfalls am Fraunhofer-IMS bearbeiteten Forschungsprojektes wird an einem Sensorchip für herkömmliche Aufnahme gearbeitet, der über einen unmittelbar auf dem CMOS-Chip aufgepflanzten Restlichtverstärker verfügen wird. Obwohl diese Entwicklung zunächst unabhängig von dem Anwendungsgebiet Tiefenkameras bearbeitet wird, könnten sich hieraus ebenfalls enorme Potenziale für leistungsfähigere Tiefenkameras ergeben.

Weitere Potenziale für neue Anwendungsgebiete könnte die Trennung von Laserlichtquellen und Kamera erschließen. Hierzu wurde ein grundlegender Ansatz entwickelt und im Rahmen eines PTC-Patentverfahrens zum Patent angemeldet. Dieser Ansatz schließt die Nutzung mehrerer Pulsquellen für eine Kamera oder einer Pulsquelle für mehrere Kameras mit ein.

6.3 Persönliche Einschätzung

Das Potenzial von Tiefenkameras, die auf dem vorgestellten Ansatz basieren, ist noch lange nicht ausgeschöpft. Auch wenn die noch zu meisternden Herausforderungen manchem als zu gewaltig erscheinen mögen, bin ich sicher, dass sie zu bewältigen sind. Wenn man bedenkt, dass die in den Beispielen beschriebenen Systeme von der ersten Idee bis zu den vorgestellten handfesten Lösungen innerhalb weniger Jahre entwickelt wurden, erscheinen mir Lösungen für die noch verbleibenden Herausforderungen, durch einen stetigen Prozess kleiner Schritte und neuartiger Einfälle durchaus wahrscheinlich, auch wenn noch nicht absehbar ist, wie jedes einzelne Teilziel erreicht werden wird.

A Anhang

A1	Symbolverzeichnis	172
A2	Literatur-/Quellenverzeichnis	181

A1 Symbolverzeichnis

Konstanten

Symbol	Wert	Bedeutung
c	$2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum (als Näherung auch für Luft verwendbar)
Ω_0	1sr „steradian“	Einheitsraumwinkel
π	3,141592654	„pi“ Kreiszahl
h	$6,6260755 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	Plank'sches Wirkungsquantum
k, k_B	$1,380658 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$	Bolzmann Konstante
$E_{g\text{Silizium}}$	1,12eV	Bandabstand des Siliziums
ϵ_0	$8,85418 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$	Elektrische Feldkonstante, Dielektrizitätszahl im Vakuum
$\epsilon_{r\text{Si}}$	11,9	Relative Dielektrizitätszahl von Silizium
q	$1,6002 \cdot 10^{-19} \text{ As}$	Elementarladung

Sonstige Symbole

A	Fläche (generell)
A	Platzhalter für ein Polynom (in Kapitel 4.3)
a	Verhältnis T_2/T_1
A_{EP}	Eintrittspupille des Objektivs
$A_{Laser Austritt}$	Austrittsöffnung (Fläche) des Laserlichts
A_{Obj}	Betrachtete Objektoberfläche
$A_{Photodiode}$	Oberfläche der Photodiode
A_{Pix_aktiv}	Aktive Fläche eines Pixels
A_{Pix_gesamt}	Gesamtfläche eines Pixels
A_{Sensor}	Sensorfläche
$A_{Strahler}$	Optische Strahlung aussendende Fläche
b	Bildabstand, Bildweite, Abbildungsweite
B	Größe (Höhe) des Bildes
B	Platzhalter für ein Polynom (in Kapitel 4.3)
b_h	Abbildungsweite der hinteren Grenze des Tiefenschärfebereichs
b_v	Abbildungsweite der vorderen Grenze des Tiefenschärfebereichs
C	Platzhalter für ein Polynom (in Kapitel 4.3)
c_1, c_2	Abgeleitete Konstanten im Planckschen Strahlungsgesetz
C_D	Sperrschichtkapazität einer Photodiode
C'_D	Kapazitätsbelag einer Photodiode
$\cos...$	Operator der Kosinusfunktion
$d.../d...$	Operator der Differenzialrechnung
$d...$	Operator der Integralrechnung in Integralen
D, d	Durchmesser

D	Platzhalter für ein Polynom (in Kapitel 4.3)
D_0	Durchmesser einer Austrittsöffnung
D_{EP}	Durchmesser der Eintrittspupille
d_{Bild}	Ausdehnung des Bildes (Durchmesser) in der betrachteten Richtung (horizontal, vertikal oder diagonal)
E	Leistungsdichte, Bestrahlungsstärke (strahlungsphysikalische Größe)
E	Beleuchtungsstärke (lichttechnische Größe)
E	Energie (generell)
E	Platzhalter für ein Polynom (in Kapitel 4.3)
$e^{\cdot\cdot}$	Operator der Exponentialrechnung
E_g	Bandabstand im Bohrschen Atommodell
$E_{Hintergr.}$	Leistungsdichte des Hintergrundlichts
E_n, E_{n+1}	Energiezustand, der einer bestimmten Bahn im Bohrschen Atommodell entspricht
$E_p(x)$	Anzahl der im Halbleitermaterial generierten Ladungsträger
E_{Photon}	Energie eines Photons
E_λ	
F	Platzhalter für ein Polynom (in Kapitel 4.3)
f	Frequenz
f	Brennweite, Nennbrennweite
F_{Pix}	Füllfaktor eines Pixels
Δf	Breite eines Frequenzbandes
g	Abstand zwischen Bildebene und Objektebene „Objekt“ oder „Gegenstandsweite“
G	Objektgröße
g_h	hintere Grenze des Tiefenschärfebereichs
g_v	vordere Grenze des Tiefenschärfebereichs
g	In Kombination mit g_h oder g_v eingestellte Distanz

g_{hyp}	„Hyperfokale Distanz“, Grenzwert für die Aussendung des Tiefenschärfebereichs bis ins Unendliche
g_L	Abstand zwischen Bildebene und Laserpulsquelle
g_{opt}	Optimale Einstelldistanz
g_{Tol-h}	Hintere Grenze der Einstelltoleranz bei Objektiven
g_{Tol-v}	Vordere Grenze der Einstelltoleranz bei Objektiven
G	In Kapitel 3.7: Generationsrate
H	Energiedichte, Bestrahlung (strahlungsphysikalische Größe)
H	Belichtung (lichttechnische Größe)
I	Elektrischer Strom
I	Strahlstärke (strahlungsphysikalische Größe)
I	Leuchtdichte (lichttechnische Größe)
I_0	Strahlstärke parallel zur Flächennormalen
I_{Dunkel}	Dunkelstrom eines Pixels
I_{Ph_D}	Photostrom eines nur durch Hintergrundlicht beleuchteten Pixels
I_{Ph_L}	Photostrom eines nur durch einen Laserpuls beleuchteten Pixels
I_{Ph}	Photostrom der Photodiode
$J_1(\dots)$	Besselfunktion (1. Art) 1. Ordnung
k	Blendenzahl
k	Kreiswellenzahl (in Kapitel 2.2.6.3)
k_{vor}	Grenzwert für Blendenzahl, der aus g_v resultiert
k_{hinten}	Grenzwert für Blendenzahl, der aus g_h resultiert
k_{opt}	Optimale Blendenzahl für Einstellung auf g_{opt}
K_m	Multiplikative Faktor zu $V(\lambda)$
K'_m	Multiplikative Faktor zu $V'(\lambda)$

L	Strahldichte (strahlungsphysikalische Größe)
L	Lichtstärke (lichttechnische Größe)
L_λ	spektrale Strahldichte (strahlungsphysikalische Größe)
l_K	Kohärenzlänge von Laserstrahlung
L_{0_Objekt}	Von Objektoberfläche parallel zur Flächennormalen abgestrahlten Strahldichte
L_{Laser}	Vom Laser ausgesandte Strahldichte
M	Spezifische Ausstrahlung (strahlungsphysikalische Größe)
n	Brechzahl eines Mediums
n	Indexvariable
n	Anzahl der Einzelbelichtungen pro Auslese
N_A	Dotierungsdichte des p -Gebiets
N_D	Dotierungsdichte des n -Gebiets
P, Φ	Leistung, Strahlungsleistung (strahlungsphysikalische Größe)
P, Φ	Lichtstrom (lichttechnische Größe)
Q	Energie, Strahlungsenergie (strahlungsphysikalische Größe)
Q	Lichtmenge (lichttechnische Größe)
q	Charakteristische Partikelgröße der Mie-Theorie
Q_λ	Spektrale Dichte der Strahlungsenergie (strahlungsphysikalische Größe)
r	Abstand, Entfernung, zurückgelegter Weg
r	Radius
r_{Bezug}	Bezugsabstand für die Angabe eines Photostroms
r_L	Abstand zwischen Pulslichtquelle und abzubildendem Objekt

r_{max}	Maximal erfassbarer Abstand
r_N	Normierter Abstand r/r_{max}
r_p	Partikelradius (Mie-Theorie)
r_{Airy}	Radius der Airy-Scheibe (siehe Beugungsunschärfe)
$\overline{r_{Rausch}}$	Mittlere auf Rauschprozessen basierende Abweichung
S	Lichtempfindlichkeit einer Photodiode
$\sin...$	Operator der Sinusfunktion
t	Zeit (generell)
T, T_{Kelvin}	Temperatur in Kelvin
$\tan...$	Operator der Tangensfunktion
$\tan^{-1}...$	Operator der Arcustangensfunktion
T_0	Lichtlaufzeit für einen bestimmten Weg
T_1, T_2	Zeitdauer eines Integrationsfensters, Belichtungsdauer
t_K	Kohärenzzeit, Kohärenzdauer
U	Elektrische Spannung
U_1, U_2	Auslesespannung mit Laserpuls und Hintergrundlicht
U_{D1}, U_{D2}	Auslesespannung nur mit Hintergrundlicht
U'_1, U'_2	Hilfsgröße zur Abstandsberechnung, Hintergrundlicht bereinigte Auslesespannung
DU	an die Diode angelegte Spannung
U_F	Diffusionsspannung des pn -Übergangs
$\overline{u_{KTC}^2}$	Varianz des thermischen Rauschens, „KTC-Rauschen“
$\overline{u_{Photon}^2}$	Varianz des Photonenrauschens
$\overline{u_{Dunkel}^2}$	Varianz des Dunkelstromrauschens
$\overline{u_{1KTC}^2}, \overline{u_{2KTC}^2}$	Varianz des thermischen Rauschens von U_1 bzw. U_2
$\overline{u_{1Photon}^2}, \overline{u_{2Photon}^2}$	Varianz des Photonenrauschens von U_1 bzw. U_2

$\overline{u_{1Dunkel}^2}, \overline{u_{2Dunkel}^2}$	Varianz des Dunkelstromrauschens von U_1 bzw. U_2
$\overline{u_{1KTC}^2}, \overline{u_{2KTC}^2}$	Varianz des thermischen Rauschens von U'_1 bzw. U'_2
$\overline{u_{1Photon}^2}, \overline{u_{2Photon}^2}$	Varianz des Photonenrauschens von U'_1 bzw. U'_2
$\overline{u_{1Dunkel}^2}, \overline{u_{2Dunkel}^2}$	Varianz des Dunkelstromrauschens von U'_1 bzw. U'_2
$\overline{u_{Auslese}^2}$	Varianz des sensorbezogenen Ausleserauschens
$\overline{u_{1gesamt}^2}, \overline{u_{2gesamt}^2}$	Varianz des Gesamtrauschens von U'_1 bzw. U'_2
$\overline{u_{Rausch}^2}(t)$	Mittelwert der Rauschspannung
U'_{ideal}	Fehlerfreier Spannungswert für U'_1
U'_{2ideal}	Fehlerfreier Spannungswert für U'_2
$V(\lambda)$	Normierte Funktion zur Beschreibung der Lichtempfindlichkeit des menschlichen Auges am Tag, „fotopisches Sehen“
$V'(\lambda)$	Normierte Funktion zur Beschreibung der Lichtempfindlichkeit des menschlichen Auges bei Nacht, „skotoptisches Sehen“
x, y, z	Richtungen im Kartesischen Koordinatensystem
x	Abstandswert (Hilfsgröße in Kapitel 2.2.6.2)
z	Unschärfekreisdurchmesser, maximal zulässiger \sim
α „alpha“	Winkel mit besonderer Bedeutung für die Modellierung
α_1	Auf die Flächensenkrechte des betrachteten Objekts bezogener Beobachtungswinkel der Kamera
α_{1L}	Auf die Flächensenkrechte des betrachteten Objekts bezogener Bestrahlungswinkel der Laserpulsquelle
α_2	Auf die Flächensenkrechte der Objektivöffnung bezogener Beobachtungswinkel der Kamera
α_{2L}	Auf die Flächensenkrechte der Austrittsöffnung der Pulsquelle bezogener Abstrahlungswinkel

γ „gamma“	Winkel ohne besondere Bedeutung für die Modellierung
Δ „Delta“	Operator für die Differenzbildung
ε „epsilon“	Winkel ohne besondere Bedeutung für die Modellierung
$\varepsilon(\lambda, T)$	Emissionsgrad
$\Delta\varepsilon_{min}$	Minimaler Winkelabstand zweier soeben noch auflösbarer Punkte nach Lord Rayleighs Kriterium
$\varepsilon_{\text{Öffnungswinkel}}$	Öffnungswinkel des Objektivs
$\eta(\lambda)$ „eta“	Quantenwirkungsgrad der Photodiode
λ „lambda“	Wellenlänge der Strahlung
μ „müh“	Schwächungskoeffizient
$\mu(\lambda)$	Spektraler Absorptionsgrad
$\sigma(\lambda)$ „sigma“	Spektraler Reflektionsgrad
$\tau(\lambda)$ „tau“	Spektraler Transmissionsgrad
τ_{optik}	Transmissionskoeffizient der Objektivoptik
$\tau_{\text{Korrektur}}$	Korrekturfaktor für τ_{optik}
Φ, P „Phi“	Leistung, Strahlungsleistung (strahlungsphysikalische Größe)
Φ, P	Lichtstrom (lichttechnische Größe)
Φ_{λ}	Spektrale Leistung (strahlungsphysikalische Größe)
Φ_{EP}	Strahlungsleistung, die ins Objektiv einfällt
Φ'_{Laser}	Optische Laserleistung

Φ_{Obj_ab}	Von einem Objekt abgestrahlte optische Leistung
Φ_{Obj_an}	Auf ein Objekt treffende optische Leistung
Φ_{Sensor}	Auf den Sensor einfallende optische Leistung
Ω „Omega“	Raumwinkel

A2 Literatur-/Quellenverzeichnis

Die Reihenfolge der Auflistung ist rein willkürlich. Sie sollte nicht als Wertung oder Empfehlung aufgefasst werden. Quellen die in mehrere Kategorien passen, wurden gemäß dem Schwerpunkt der jeweiligen Abhandlung eingeordnet.

Kameratechnik/ Sensoren/ Aufnahmeverfahren

- [1] Kai Engelhardt:
Optische 3D-Meßtechnik
Technische Rundschau, Seiten 44-51 Heft 31, 1993
- [2] Beraldin, Blais, Cournoyer, Godin and Rioux:
Active 3D sensing
Centro di Ricerche Informatiche per i Beni Culturali
<http://iit-iti.nrc-cnrc.gc.ca/iit-publications-iti/docs/NRC-44159.pdf>
- [3] Dr. Doemens, Dr. Mengel:
Verfahren und Vorrichtung zur Aufnahme eines dreidimensionalen Abstandsbildes
Offenlegungsschrift DE 198 33 207 A1
Deutsches Patent- und Markenamt, 2000
- [4] Olaf Schrey:
Methoden zur Dynamikerweiterung in der zweidimensionalen CMOS-Bildsensorik
Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 2001
- [5] Jürgen Huppertz:
2D CMOS-Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung

- Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg,
2000
- [6] Robert Lange:
3D Time-of-flight distance measurement with custom
solid-state image sensor in CMOS/CCD-technologie
Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen,
2000
- [7] Arndt Bußmann:
Charakterisierung von CMOS-kompatiblen
Photosensorelementen
Studienarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg,
1997
- [8] Omar Elkalili:
Entwicklung und Implementierung einer
rauschoptimierten Ausleseschaltung für CMOS-
Photosensoren
Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg,
2001
- [9] Peter Schicketanz:
Untersuchung von Technologien für Farbfilter und
Mikrolinsen zur monolithischen Integration in CMOS-
Fotosensorarrays
Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg,
2001
- [10] Erwin Zernickel:
Konzeption und Entwicklung eines Kamerasystems für
3D-CMOS-Bildsensoren
Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg,
2000
- [11] Gerald Schneider
FPGA-Realisierung einer parametrisierbaren

Ansteuerung für Tiefenkameras, in Verilog-HDL
Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg,
2002

- [12] Henkies und Jeremias:
Verfahren und Vorrichtung zum Erzeugen eines
Tiefenbildes
PTC-Antrag PTC/EP 03/01297
Europäisches Patentamt, 2003
- [13] Wiebke Ulfig:
Entwicklung Laufzeitoptimierter Ansteuerschaltungen
für 3D-CMOS-Bildsensoren
Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg,
2002
- [14] Marcel Bresink:
Theorie und Praxis bei der Effizienzsteigerung von
Radiosity-Verfahren
Diplomarbeit, Universität Koblenz – Landau,
Abteilung Koblenz, WS 1993/94

Optik / Infrarottechnik

- [15] DIN 5031 Teil 1 bis Teil 10 und Beiblatt Strahlungs-
physik im optischen Bereich und Lichttechnik
- [16] Gottfried Schröder:
Technische Fotografie - Grundlagen und
Anwendungen in Technik und Wissenschaft,
Vogel Verlag Würzburg, 1981
- [17] Eugene Hecht:
Optik,
Oldenbourg-Verlag München, Wien, 2. Aufl. 1999
- [18] H. Breuer:
dtv-Atlas zur Physik, Band 1,

- Deutscher Taschenbuch-Verlag München, 2. Aufl.
1990
- [19] H. Köhl:
Die geometrische Optik,
Verlag für Optische Fachveröffentlichung Heidelberg,
1986
- [20] E. Baumann:
Berechnung der Schärfentiefe in der Fotografie, 1997
<http://www.elmar-baumann.de/fotografie/ftp-dateien/stiefe.pdf>
- [21] Theobald Weyres, E. Paulsen:
Einführung in die Phototechnik, Band 1,
Cram Verlag Berlin, 1952
- [22] Ernst Sutter:
Schutz vor optischer Strahlung,
VDE-Verlag Berlin (u.a.), 2. Aufl, 2002
- [23] Technische Information zur Optik
aus: Linos Produktkatalog 2002
- [24] K. Hermann, L. Walther:
Wissensspeicher Infrarottechnik,
Fachbuchverlag Leipzig, 1990
- [25] Konrad Stahl, Gerhard Miosga:
Infrarottechnik, 2. Aufl.,
Hüthig Verlag Heidelberg, 1986
- [26] DIN EN 60825-1
Sicherheit von Laser-Einrichtungen, 2001

Wirkung der Atmosphäre/Streuung an Schwebeteilchen

- [27] G. Mie:
Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler

- Metallösungen
aus: Annalen der Physik 25 (1908), 4. Folge,
Seiten 25 -445
- [28] Bodo, Ruck:
Untersuchungen zur optischen Messung von
Teilchengröße und Teilchengeschwindigkeit mit
Streulichtmethoden
Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe, 1981
- [29] Rolf Broßmann:
Die Lichtstreuung an kleinen Teilchen als Grundlage
einer Teilchengrößebestimmung
Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe, 1966
- [30] Josef Gebhart:
Die Lichtstreuung an kleinen Teilchen unter
besonderer Berücksichtigung der Teilchengestalt
Dissertation, Gutenberg-Universität in Mainz, 1971
- [31] Schweizer Nationalfonds zur Forderung der
Wissenschaftlichen Forschung:
Nebel enthält mehr Schadstoffe als erwartet
Medienmitteilung, Bern, 15. Oktober 2002
http://www.snf.ch/de/com/prr/prr_arh_02oct15.asp
- [32] La Rocca:
Methods of Calculating Atmospheric Transmittance
and Radiance in the Infrared
in: Proceedings of the IEEE, Seiten 75 –94, vol 63,
1975

Sonstige Quellen

- [33] Fritz Kurt Knerbühl:
Repetitorium der Physik, 4. Aufl,
Teubner Verlag Stuttgart, 1990

- [34] Il'ja N. Bronstein, Konstantin Semendjajew
Taschenbuch der Mathematik, 24.Aufl.,
Deutsch Verlag Thun (u.a.), 1989
- [35] Interne (überwiegend unveröffentlichte) Arbeitspapiere
und Notizen des Fraunhofer-IMS in Duisburg. Diese
Quellen sind der Öffentlichkeit nicht zugänglich.
- [36] Zahlreiche mündliche Anregungen von Kollegen am
Fraunhofer-IMS:
- Werner Brockherde,
- Omar Elkhallili,
- Prof. Hosticka,
- Ralf Jeremias,
- Markus Meyer,
- Wiebke Ulfig
- [37] „Xilinx DataSource CD-ROM“
Rev. 1 Second Quarter 2000