

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Hermann Gröning
aus Sigmaringen
Tag der mündlichen Prüfung: 12.02.2003

**Radiometrische Kalibrierung und Charakterisierung von CCD und
CMOS Bild-Sensoren und Monokulares 3D-Tracking in Echtzeit**

Gutachter: Prof. Dr. Bernd Jähne
Prof. Dr. Karlheinz Meier

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden sowohl eine CCD-Kamera, als auch eine CMOS-Kamera auf ihre grundlegenden Eigenschaften hin überprüft. Ausserdem wird mit der CMOS-Kamera ein neuartiges monokulares 3D-Tracking in Echtzeit durchgeführt. Bei beiden Sensoren wird der Dunkelstrom untersucht. Bei der CCD-Kamera werden die Linearität und die Globale Totale Rauschvarianz bestimmt und das Fix-Muster Rauschen korrigiert. Die absolute Quanteneffizienz wird aus der kalibrierten spektralen Strahlungsdichte der homogenen Lichtquelle berechnet. Ausserdem wird das Signal-Rauschverhältnis und der relative Fehler bestimmt. Bei der CMOS-Kamera wird die Antwort-Kurve modelliert und bei vorgegebener Quanteneffizienz aus der kalibrierten spektralen Strahlungsdichte der homogenen Lichtquelle berechnet. Ausserdem wird die Globale Totale Rauschvarianz gemessen und daraus das Signal-Rauschverhältnis und der relative Fehler berechnet.

Abstract

In this presented thesis a CCD and a CMOS image sensor are characterized relative to their fundamental radiometric properties. A new technic for a monocular 3D-Tracking is realized. Dark currents of both sensors are examined. The linearity and the global total variance of noise of the CCD image sensor are determined and the fixed-pattern noise is corrected. The absolute quantum efficiency is calculated from calibrated data of the spectral radiance of the integration sphere. Additionally the signal noise ratio and the relative error are determined. The response of the CMOS sensor is modeled and can be computed from the calibrated data of the spectral radiance with known data of the quantum efficiency. The global total variance of noise is measured. The signal noise ratio and the relative error are computed with these data.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Aufbau der Arbeit	3
I	Theoretische Grundlagen	5
2	Strahlungstheorie	7
2.1	Elektromagnetische Wellen	8
2.2	Wellenlängennotation und Winkeldefinitionen	13
2.3	Radiometrische Grössen	19
2.4	Photometrische Grössen	25
2.5	Photonenbezogene Grössen	31
3	Die Lichtquelle (Ullbrichtkugel)	35
4	Beschreibung der untersuchten Bildsensoren	41
4.1	Scientific Pixelfly CCD-Kamera	41
4.2	HDRC4 CMOS-Kamera	43
5	Radiometrische Kalibrierung von CCD Bildsensoren	45
5.1	Das Kameramodell	45
5.2	Schätzung der Rauschanteile des Sensors (GTR)	48
5.3	Fix-Muster Rauschen im Photostrom (FMRP)	52
II	Experimentelle Durchführung und Auswertung	55
6	Beschreibung des Aufbaus zur radiometrischen Kalibrierung	57
7	Durchführung der radiometrischen Kalibrierung und Charakterisierung	59
7.1	Scientific Pixelfly CCD-Kamera	59
7.1.1	Dunkelstrom	59
7.1.2	Linearität durch Variation der Belichtungszeit	64
7.1.3	Globale Totale Rauschvarianz (GTR)	71

7.1.4	Fix-Muster Rauschen im Photostrom (FMRP)	80
7.1.5	Quanteneffizienz (QE) und Sensitivität (R)	84
7.2	HDRC4 CMOS-Kamera	92
7.2.1	Dunkelstrom	92
7.2.2	Flatfields	95
7.2.3	Antwortkurve (Response)	98
7.2.4	Globale Totale Rauschvarianz (GTR)	103
8	Anwendung: Monokulares 3D-Tracking	107
9	Resümee und Ausblick	113
A	Filter-Spektren	115
A.1	Bandpassfilter	115
A.2	Neutralfilter	118
B	Definitionen und Einheiten	121
C	Technische Daten der Kameras	123
C.1	Scientific Pixelfly CCD-Kamera	123
C.2	HDRC4 CMOS-Kamera	124
	Literaturverzeichnis	131

Kapitel 1

Einleitung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des *OpenEye* Projektes, ein vom Land Baden-Württemberg gefördertes Verbundprojekt zwischen Universitäten und der Industrie, mit dem Ziel der Entwicklung intelligenter Bildsensorik. Das Projekt bestand aus mehreren Teilprojekten, von denen sich eine Gruppe mit den Grundlagen, wie z.B. der CMOS-Sensor und Kameraentwicklung am IMS¹, der Entwicklung von Bildverarbeitungsalgorithmik am IWR² der Universität Heidelberg oder der Implementierung von ausgewählten Algorithmen in spezielle FPGA-Hardware³ an der Universität Mannheim, beschäftigte. Die andere Gruppe von Teilprojekten beschäftigte sich in Kooperation mit den jeweiligen Industriepartnern damit, anwendungsspezifische Probleme anzugehen. So wurden z.B. mit den Firmen Bosch⁴ bzw. Trumpf⁵ Schweissnähte mit den hochdynamischen HDRC-Sensoren des IMS beobachtet und in Echtzeit mit entsprechender FPGA-Hardware ausgewertet, während mit A-Tec der Einsatzbereich des Handmikroskops der Firma durch eine spezielle Algorithmik erweitert wurde, die es erlaubt in weiten Bereichen tiefscharfe Bilder und Tiefenkarten zu erhalten.

In dem hier relevanten Teilprojekt wurde in Zusammenarbeit mit der Firma EM Gerätebau⁶ ein monokulares 3D-Tracking-System mit dem Ziel zur Verwendung als Trainingsgerät für Augenoperateure entwickelt. Das 3D-Tracking wurde auf der Vision2000⁷ vorgestellt. Dabei konnte die Teilfensterauslesung der HDRC4-Kamera ausgenutzt werden. Das 3D-Tracking konnte dadurch mit 50 Hz in Echtzeit durchgeführt werden. Die Visualisierungs-Software wurde von der Firma EM Gerätebau entwickelt. Die Tiefendaten, die zum 3D-Tracking notwendig sind, erhält man mit Hilfe einer telezentrischen Optik und einer Dreiecksblende.

¹Institut für Mikroelektronik, Stuttgart

²Interdisziplinäres Zentrum für wissenschaftliches Rechnen, Heidelberg

³Field Programmable Gate Array

⁴Schwieberdingen

⁵Ditzingen

⁶Mannheim

⁷Messe Stuttgart



Abbildung 1.1: Das 3D-Tracking-System

Ein weiterer Themenschwerpunkt innerhalb dieser Arbeit war die Kalibrierung und Charakterisierung von CCD und CMOS Bild-Sensoren. Dazu wurde ein Messaufbau entwickelt, der es ermöglicht, diverse Parameter, die charakteristisch für die einzelnen Bild-Sensoren sind, zu erfassen. Dazu gehören Dunkelbild-Untersuchungen, Messungen der Antwortkurve und der Globalen Totalen Rauschvarianz, Korrektur des Fix-Muster Rauschens der CCD Kamera, Berechnung der absoluten Quanteneffizienz, Bestimmung des Signal-Rausch-Verhältnisses und des relativen Fehlers. Im Einzelnen wurde die Scientific Pixelfly CCD⁸-Kamera⁹ sowie die HDRC4¹⁰ CMOS¹¹-Kamera¹² untersucht.

Mit Hilfe der kalibrierten homogenen Lichtquelle (Ullbrichtkugel) können spektrometrische Auswertungen durchgeführt werden. Das wird bei der Berechnung der Quanteneffizienz durch Variation mit Bandpassfiltern bei der CCD-Kamera ausgenutzt. Bei der CMOS-Kamera wurde die Antwortkurve modelliert und kann bei bekannter Quanteneffizienz des Sensors als Funktion der Photoelektronen berechnet werden.

⁸Charge Coupled Device

⁹PCO Computer Optics, Kelheim

¹⁰High Dynamic Range CMOS-Camera

¹¹Complementary Metal-Oxid Semiconductor

¹²Institut für Mikroelektronik, Stuttgart

1.1 Aufbau der Arbeit

Die Arbeit ist in zwei Teile aufgeteilt. Der erste Teil beinhaltet die theoretischen Aspekte der Arbeit. Der zweite experimentelle Teil beinhaltet die durchgeführten und ausgewerteten Messungen, sowie ein Anwendungskapitel.

In Kapitel 2 wird die Strahlungstheorie zusammengefasst. In Kapitel 3 werden die theoretischen Aspekte der verwendeten Ullbrichtkugel im Hinblick auf die durchgeführten Messungen diskutiert. In Kapitel 4 werden die verwendeten Kameras kurz beschrieben. In Kapitel 5 wird die Theorie der Radiometrischen Kalibrierung von CCD Bildsensoren eingeführt. Darin sind viele Aspekte der CCD-Theorie enthalten, die in Kapitel 4 nicht erwähnt wurden.

Der experimentelle Teil der Arbeit beginnt mit der Beschreibung des verwendeten Messaufbaus in Kapitel 6. Das sehr umfangreiche Kapitel 7 beinhaltet alle durchgeführten Messungen und Auswertungen. Anschliessend wird in Kapitel 8 das 3D-Tracking beschrieben.

Im Anhang A sind die Transmissionsspektren der benutzten Bandpassfilter und Neutralfilter zu finden. In Anhang B findet man eine Tabelle, in der alle notwendigen radiometrischen, photometrischen und photonenzugehörigen Grössen gegenübergestellt werden, sowohl mit ihren deutschen als auch mit den entsprechenden englischen Begriffen. In Anhang C sind die Hersteller-Datenblätter der benutzten Bild-Sensoren tabellarisch aufgelistet. Das Index-Verzeichnis dient zur schnellen Orientierung und im Glossar-Verzeichnis sind einige der benutzten Begriffe kurz erklärt.

Teil I

Theoretische Grundlagen

Kapitel 2

Strahlungstheorie

Die Behandlung von radiometrischen und photometrischen Grössen wird in der älteren Literatur teilweise uneinheitlich gehandhabt. Die Verwirrung wird nicht nur durch zum Teil alte Einheiten, sondern auch durch den Unterschied von radiometrischen und photometrischen, sowie der photonenbezogenen Behandlung, die bei manchen Problemen angebracht ist, erhöht. In der folgenden Zusammenfassung werden daher die verschiedenen Grössen im SI-System dargestellt, wie sie in der modernen Literatur heute gebräuchlich sind.

Man kann zwischen den beiden Bereichen **Radiometrie** und **Photometrie** unterscheiden. Radiometrie ist die allgemeine Strahlungslehre, die sich auf das ganze elektromagnetische Spektrum bezieht. Photometrie hingegen befasst sich nur mit dem durch das menschliche Auge erfassbaren spektralen Bereich, der sich von ca. 380 nm bis 780 nm erstreckt.

Nach einem einführenden Kapitel über die klassische und moderne Theorie der Lichtausbreitung (Abschnitt 2.1) und einem Kapitel über Notation und Raumwinkeldefinition- und Näherung (Abschnitt 2.2) werden in Abschnitt 2.3 die radiometrischen und in Abschnitt 2.4 die photometrischen Grössen besprochen. In Abschnitt 2.5 werden die photonenbezogenen Grössen erläutert. Im Anhang B ist eine Tabelle zu finden, in der die verschiedenen Grössen übersichtlich dargestellt sind. Eine umfassende Einführung zur Strahlungstheorie findet sich z.B in [MCCLUNEY 1994]

2.1 Elektromagnetische Wellen

Die klassische elektromagnetische Theorie kann durch ein System von gekoppelten Differentialgleichungen beschrieben werden, den sogenannten **Maxwellgleichungen**. Die differentielle Form der Maxwellgleichungen im Vakuum sieht folgendermaßen aus:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

dabei ist $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ die elektrische Feldstärke und $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ die magnetische Induktion.

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} [N s^2 C^{-2}] \quad (2.5)$$

ist die Permeabilität für den freien Raum und

$$\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12} [C^2 N^{-1} m^{-2}] \quad (2.6)$$

ist die Dielektrizitätskonstante für den freien Raum.

Diese beiden Konstanten haben eine wichtige Bedeutung bei der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen im Vakuum. Es gilt:

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2} \quad (2.7)$$

dabei ist

$$c = 2.998 \cdot 10^8 \left[\frac{m}{s} \right] \quad (2.8)$$

die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Aus dem Dgl.System (2.1) - (2.4) kann man die Wellengleichungen extrahieren. Dazu wird eine weitere mathematische Rotation auf die beiden Gln. (2.3) und (2.4) angewandt:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{\partial(\nabla \times \mathbf{B})}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial(\nabla \times \mathbf{E})}{\partial t} \quad (2.10)$$

Mit der Identität

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.11)$$

und der äquivalenten Identität für die magnetische Induktion \mathbf{B} sowie (2.3) und (2.4) folgt:

$$\nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\partial^2(\mu_0 \epsilon_0 \mathbf{E})}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

$$\nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} = -\frac{\partial^2(\mu_0 \epsilon_0 \mathbf{B})}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

Mit (2.1) und (2.2) folgt daraus:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (2.15)$$

Die beiden Gleichungen (2.14) und (2.15) beschreiben gekoppelte raum-und zeitabhängige Felder. Die Analogie zu der aus der Mechanik üblichen Wellengleichung

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{v^2 \partial t^2} \quad (2.16)$$

wobei ψ eine beliebige vektorielle Grösse, wie z.B. die Amplitude einer Schallwelle ist, und v die Geschwindigkeit der Ausbreitung der Schallwelle, wird nun durch Gleichung (2.7) hergestellt, indem die Geschwindigkeit v mit der Lichtgeschwindigkeit c identifiziert wird. Historisch gesehen war diese Analogie, die von Maxwell 1849 hergestellt wurde, die mathematische Begründung der Grösse der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, die gleichzeitig auch durch experimentelle Untersuchungen (Fizeau) untermauert wurde.

Aus den Maxwellgleichungen folgt weiterhin, daß die einzelnen Komponenten von \mathbf{E} und \mathbf{B} jeweils senkrecht aufeinander stehen und zu jeder Zeit in Phase sind. Die Ausbreitungsrichtung dieser ebenen elektromagnetischen Welle ist also senkrecht zu den beiden Feldern \mathbf{E} und \mathbf{B} , d.h. die elektromagnetische Welle ist transversal. Für die einzelnen Komponenten einer transversalen elektromagnetischen Welle gilt:

$$E = cB \quad (2.17)$$

wobei die Komponenten von E und B jeweils senkrecht aufeinander stehen.

Ebene elektromagnetische Wellen sind nicht die einzige Lösung von (2.14) und (2.15), es gibt auch Zylinderwellen und Kugelwellen als Lösungen.

Eine wichtige Konsequenz aus den vorhergehenden Betrachtungen ist die, dass die elektromagnetische Welle auch Träger von Energie und Impuls ist. Da elektromagnetische Wellen sich überall im ganzen Raum befinden, kann man eine Energiedichte u_{EM} (Strahlungsenergie pro Volumen) einführen. Die Energiedichte u_E des elektrischen Feldes \mathbf{E} , analog zur Energiedichte zwischen den Platten eines Kondensators, ist:

$$u_E = \frac{\epsilon_0}{2} E^2 \quad (2.18)$$

bzw. die Energiedichte u_B des magnetischen Feldes \mathbf{B} , analog zur Energiedichte innerhalb einer Spule:

$$u_B = \frac{1}{2\mu_0} B^2 \quad (2.19)$$

Mit den Gleichungen (2.7) und (2.17) folgt dann für die ebene elektromagnetische Welle:

$$u_E = u_B \quad (2.20)$$

Weiterhin kann man annehmen, dass sich die Energiedichte auf die beiden Felder gleichverteilt, d.h.

$$u_{EM} = u_E + u_B \quad (2.21)$$

Zur Berechnung des Energieflusses S , d.h. den Energietransport pro Zeiteinheit, betrachtet man eine elektromagnetische Welle, die in einer Zeiteinheit Δt durch eine Fläche A mit der Geschwindigkeit c wandert:

$$S = \frac{u_{EM} c \Delta t A}{\Delta t A} = u_{EM} c = \frac{1}{\mu_0} E B \quad (2.22)$$

Diese Gleichung kann nun auch noch vektoriell dargestellt werden, indem man annimmt, dass der Energiefluss in Richtung der Ausbreitungsrichtung stattfindet. Der Poynting-Vektor \mathbf{S} sieht dann folgendermassen aus:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} = c^2 \epsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (2.23)$$

Für den Fall einer harmonischen, linear polarisierten, ebenen Welle in Richtung \mathbf{k} im Vakuum:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (2.24)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (2.25)$$

ergibt sich für (2.23)

$$\mathbf{S} = c^2 \epsilon_0 \mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}_0 \cos^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (2.26)$$

d.h. der Poynting-Vektor ist eine schnell veränderliche Größe, die sich zwischen dem Maximum und Null in Zeitrichtung bewegt. Wegen der extrem hohen Lichtfrequenzen, die im sichtbaren Bereich $\approx 10^{14}$ Hz betragen, ist es angebracht eine zeitliche Mittelung $\langle S \rangle$ des Betrages von \mathbf{S} zu betrachten. Unter Berücksichtigung, daß

$$\langle \cos^2(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \rangle = \frac{1}{2} \quad (2.27)$$

ergibt sich

$$E_r \equiv \langle S \rangle = \frac{c^2 \epsilon_0}{2} |\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}_0| = \frac{c \epsilon_0}{2} E_0^2 \quad (2.28)$$

Der zeitlich gemittelte Betrag des Poynting-Vektors wird mit der Bestrahlungsstärke E_r (englisch: Irradiance) identifiziert, d.h. diese Größe entspricht der Absorption von Energie,

die während eines kurzen Zeitintervalls (Integrationszeit) beispielsweise in einem Pixel (Sensorelement) einer Kamera zur Erzeugung eines Signals benutzt wird. Mit anderen Worten ist das die Energie, die pro Zeitintervall und Flächeneinheit auf dem Sensorelement auftrifft. Es entspricht also einer Leistung pro Flächeneinheit mit der Einheit $[\frac{Watt}{m^2}]$.

Diese Überlegungen sind gültig für eine flächenhafte Quelle oder auch einen flächenhaften Detektor. Ähnliches gilt aber auch für eine Punktquelle. Dazu wird die Wellengleichung für die einzelnen Komponenten von \mathbf{E} und \mathbf{B} durch Kugelwellen gelöst. Dazu setzt man die Kugelwellenlösungen

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{E}_0}{r} \cos \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t \quad (2.29)$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{B}_0}{r} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (2.30)$$

in die Gleichung (2.23) ein, die auch für diesen Fall ihre Gültigkeit besitzt. Dabei ist r der Abstand von der Strahlungsquelle. Damit ergibt sich:

$$I \equiv \langle S \rangle = \frac{c^2 \epsilon_0}{2} \frac{1}{r^2} |\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}_0| = \frac{c \epsilon_0}{2} \frac{1}{r^2} E_0^2 \quad (2.31)$$

Diese Grösse wird nun mit der Strahlungsstärke (engl. Radiant Intensity) identifiziert. Da dies mit der Annahme einer isotrop in den gesamten Raumwinkel abstrahlenden Punktquelle berechnet wurde, kann daraus auch die in einen Bruchteil eines Raumwinkels und von einer ausgedehnten Strahlungsquelle abgestrahlten Strahlungsstärke berechnet werden und man erhält dann die sogenannte Strahldichte (engl. Radiance).

Die Begriffe Bestrahlungsstärke, Strahlungsstärke und Strahldichte werden in Unterkapitel 2.3 definiert und ausführlich diskutiert.

Die bisherigen Überlegungen bezogen sich auf die klassische Betrachtung der Strahlungsgrößen. Bei den meisten modernen Detektoren kommt aber wesentlich eine quantenhafte Sichtweise zum Einsatz.

Der Übergang von der klassischen zur quantenhaften Betrachtungsweise erfolgt durch

$$e_p = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (2.32)$$

Dabei ist e_p die Photonenenergie, h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, ν die Frequenz und λ die Wellenlänge.

Durch Definition des Strahlungsflusses

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} \quad (2.33)$$

als die Energie Q pro Zeitintervall und durch die Definition der Photonenzahl

$$N_p = \frac{Q_E}{e_p} \quad (2.34)$$

wobei die mit p indizierten Grössen die photonenbezogenen sind und die mit E indizierten die energiebezogenen Grössen sind.

Dadurch kann der Strahlungsfluss bzw. die Leistung auch durch die Anzahl der Photonen ausgedrückt werden:

$$\Phi_p = \frac{dN_p}{dt} = \frac{\lambda}{hc} \frac{dQ_E}{dT} = \frac{\lambda}{hc} \Phi_e \quad (2.35)$$

Auf diese Art kann man alle (energiebezogenen) Strahlungsgrössen auch durch die photonenbezogenen Grössen ersetzen. Man kann dadurch z.B. auf die Anzahl der Photonen zurückschliessen, die an einem Sensor(-Pixel) ankommen. Diese Beziehung wird in Kapitel 7 mehrfach ausgenutzt, z.B. bei der Berechnung der Quanteneffizienz der Scientific Pixelfly CCD-Kamera oder bei der Bestimmung des Elektronenflusses der HDRC4 CMOS-Kamera.

In Unterkapitel 2.5 werden die photonenbezogenen Grössen definiert. Zur allgemeinen Theorie der elektromagnetischen Strahlung gibt es diverse Literatur z. B. [READ 1980] oder [JACKSON 1983].

2.2 Wellenlängennotation und Winkeldefinitionen

Radiometrie und Photometrie beschäftigen sich mit der Ausbreitung von elektromagnetischer Strahlung im Raum. In der Radiometrie werden sämtliche Wellenlängen des gesamten elektromagnetischen Spektrums berücksichtigt. Dahingegen ist die Photometrie der spezielle Zweig der Radiometrie, die sich nur mit dem, für den Menschen sichtbaren Wellenlängenbereich beschäftigt. Zur Beschreibung der verschiedenen Grössen werden in diesem Kapitel einige Definitionen zur Wellenlängennotation, sowie zum ebenen Winkel und dem Raumwinkel bereitgestellt. Ausserdem wird noch die, in dieser Arbeit benutzte, Näherung zur Berechnung des Raumwinkels besprochen.

Wellenlängennotation

Wenn im folgenden das Wellenlängensymbol λ als Subscript bei einer der radiometrischen Grössen verwendet wird, dann bedeutet dies, dass im Resultat die Grösse bei einer bestimmten Wellenlänge λ konzentriert ist, als ob es ein monochromatischer Wellenlängenbereich bei dieser Wellenlänge ist. Ausserdem sei der Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ um diese definierende Wellenlänge λ infinitesimal klein. Auf diese Art können spektrale radiometrische Grössen folgendermassen, über eine Ableitung nach der Wellenlänge definiert werden:

$$X_\lambda = \frac{dX}{d\lambda} = \lim_{\Delta\lambda \rightarrow 0} \frac{\Delta X}{\Delta\lambda} \quad (2.36)$$

dabei ist X_λ eine beliebige radiometrische Grösse (Energie, Fluss, Bestrahlungstärke, Strahlungsstärke oder Stahldichte). Um auch die Verteilung der radiometrischen Grösse X_λ über den Wellenlängenbereich anzudeuten, kann die Grösse auch als Funktion von der Wellenlänge betrachtet werden:

$$X_\lambda = X_\lambda(\lambda) \quad (2.37)$$

Ebener Winkel

Der ebene Winkel wird definiert durch zwei Geraden, die sich in einem gemeinsamen Punkt schneiden (Abbildung 2.1). Der Raum zwischen diesen Linien in der Ebene, die durch diese definiert ist, ist der ebene Winkel. Er wird in Radian oder in Grad gemessen.

Eine alternative, mathematisch orientierte Definition des ebenen Winkels lautet: Der ebene Winkel θ ist die Bogenlänge s der radialen Projektion eines Kurvensegments C in einer Ebene auf den Einheitskreis. Er liegt in dieser Ebene und ist um den Punkt P zentriert. Allgemein gilt:

$$\theta = \frac{s}{r}. \quad (2.38)$$

wobei r der radiale Abstand vom Punkt P zur Bogenlänge s ist.

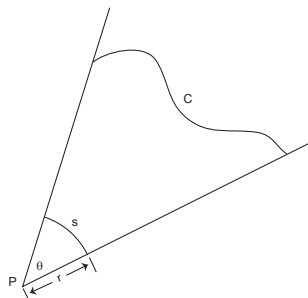


Abbildung 2.1: Definition des ebenen Winkels

Nach dieser Definition ist der ebene Winkel dimensionslos. Es hat sich aber als sinnvoll herausgestellt dem Winkel die (dimensionslose) Einheit Radian zu geben. Für einen Vollkreis gilt:

$$2\pi \text{ rad} = 360^\circ \quad (2.39)$$

Raumwinkel

Der Raumwinkel wird durch eine geschlossene Kurve und einen Punkt im Raum definiert (Abbildung 2.2).

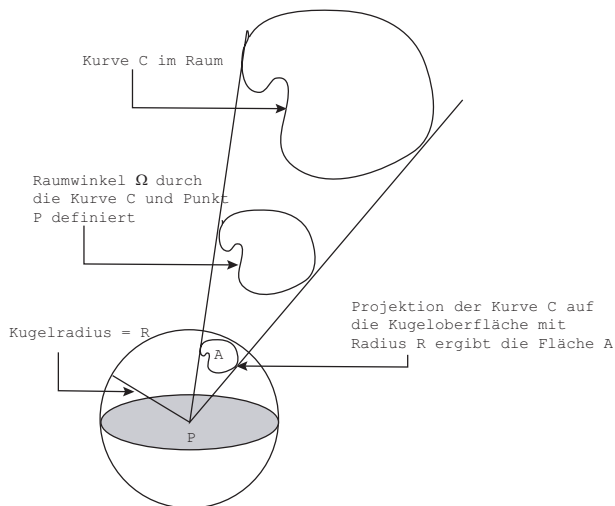


Abbildung 2.2: Definition des Raumwinkels

Die Grösse des Raumwinkels entspricht der Fläche der radialen Projektion der geschlossenen Kurve auf die Einheitskugel.

Allgemein ist der Raumwinkel Ω definiert als die Fläche A der radialen Projektion der

Kurve C geteilt durch das Radiusquadrat R^2 der Kugel:

$$\Omega = \frac{A}{R^2}. \quad (2.40)$$

Der Raumwinkel ist wie der ebene Winkel dimensionslos, bekommt aber ebenfalls eine (dimensionslose) Einheit, das Steradian (Abk. sr), zugewiesen. Eine Kugel mit beliebigem Radius deckt also einen maximalen Raumwinkel von 4π sr ab. Entsprechend ergibt sich der Raumwinkel für einen Halbraum (Hemisphäre) zu 2π sr.

An dieser Stelle wird nun noch eine nützliche Näherung zur Berechnung des Raumwinkels, wie sie in der praktischen Anwendung auftaucht, besprochen.

Raumwinkelnäherung über Kreisfläche

Aus der Definition des Raumwinkels (2.40) ist ersichtlich, dass die zur Berechnung des Raumwinkels benutzte Fläche, aufgrund der Projektion auf eine Kugelfläche, allgemein eine Kugelflächenfunktion ist. Für grosse Entfernungen zwischen Lichtquelle und Sensor mit angeschlossener Optik kann diese Fläche aber näherungsweise durch die Fläche der Apertur (Blende) der Optik, die üblicherweise kreisförmig ist, angenähert werden. In Abbildung 2.3 ist die dazu notwendige Geometrie skizziert: Die **punktförmige** Lichtquelle befindet sich

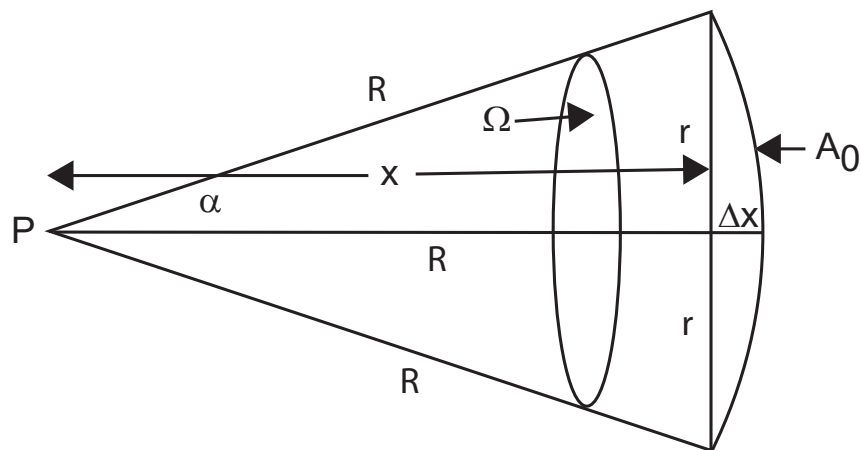


Abbildung 2.3: Näherung des Raumwinkels durch eine Kreisfläche

am Punkt P im Abstand x von der Apertur. Beide seien entlang der optische Achse ausgerichtet.

Für die obige Geometrie kann der Raumwinkel auf folgende Art und Weise berechnet werden [MCCLUNEY 1994]:

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha) \quad (2.41)$$

Mit

$$A_0 = \Omega \cdot R^2 \quad (2.42)$$

ergibt sich für die Teilkugeloberfläche A_0 :

$$A_0 = 2\pi R^2(1 - \cos \alpha) \quad (2.43)$$

Aus der Abbildung (2.3) ergibt sich:

$$\sin \alpha = \frac{r}{R} \Rightarrow r = R \sin \alpha \quad (2.44)$$

Damit erhält man für die Kreisfläche A_{Kreis} mit dem Radius r im Abstand x von der Lichtquelle :

$$A_{Kreis} = \pi r^2 = \pi R^2 \sin^2 \alpha \quad (2.45)$$

Mit (2.43) und (2.45) ergibt sich für die Flächendifferenz:

$$\Delta A(\alpha) = A_0 - A_{Kreis} \quad (2.46)$$

bzw. für die Raumwinkeldifferenz:

$$\begin{aligned} \Delta \Omega(\alpha) &= \frac{\Delta A(\alpha)}{R^2} = \frac{A_0 - A_{Kreis}}{R^2} = \frac{2\pi R^2(1 - \cos \alpha) - \pi R^2 \sin^2 \alpha}{R^2} \\ &= \pi [2(1 - \cos \alpha) - (1 - \cos^2 \alpha)] \\ &= \pi (1 - \cos \alpha)^2 \end{aligned} \quad (2.47)$$

Daraus ergeben sich folgende Konsequenzen:

1. bei $\alpha = 0^\circ$ ergibt sich $\Delta \Omega = 0$. In diesem Fall konvergiert die Kugeloberfläche im Grenzfall eines unendlich kleinen Raumwinkels gegen die Kreisfläche.
2. bei $\alpha = 90^\circ$ ergibt sich $\Delta \Omega = \pi$. Dies ist die maximale Differenz des Raumwinkels für einen Halbraum, da $\Omega_{Halbraum} = 2\pi$ ist. Bei dieser Projektion geht daher der halbe Raumwinkel verloren.
3. Für $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ zeigt sich, dass die Differenz für die meisten in der Praxis auftretenden Fälle sehr gering ist.

Abbildung 2.4 zeigt einen Plot von Gleichung (2.47) bei realen Verhältnissen mit Halbraumwinkel α von maximal 10 Grad .

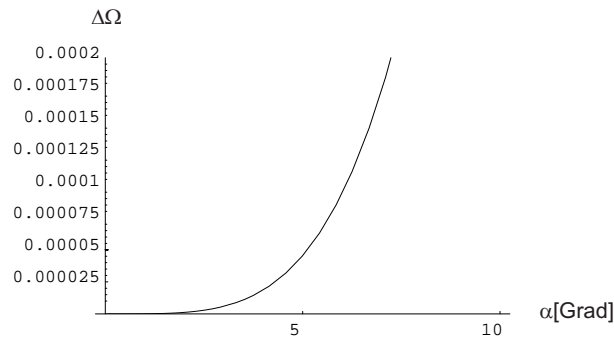


Abbildung 2.4: Abweichung bei Näherung des Raumwinkels durch eine Kreisfläche

Anhand von zwei Praxisbeispielen wird die Auswirkung dieser Näherung betrachtet.

Bei dieser Näherung wird von einer Punktlichtquelle ausgegangen. In beiden Beispielen wird ein Schneider-Kreuznach Objektiv (Xenon 0.95/25) bei der Berechnung zu Grunde gelegt. Die geometrischen Daten beziehen sich auf Abbildung 2.3. Der geometrische Ort der Blende ist in dieser Näherung identisch mit dem Ort des Mittelpunktes der Linse, die ebenfalls nur als Einfachlinse betrachtet wird. Aus den Daten des Objektivs kann der Radius der Blende berechnet werden. Es gilt:

$$n = \frac{f}{2r} \Rightarrow r = \frac{f}{2n} = 1.316 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad (2.48)$$

mit $n = 0.95$ als der kleinsten Blendenzahl (grösste Öffnung) und $f = 25 \text{ mm}$ als Brennweite.

Beispiel 1

Der Abstand R (Punktlichtquelle - Objektiv) ist 2 m. Der Radius r der Blende (wie oben) $1.316 \cdot 10^{-2} \text{ m}$. Aus der Geometrie ergibt sich:

$$\sin \alpha = \frac{r}{R} \Rightarrow \alpha = 0.377^\circ \quad (2.49)$$

Der dazugehörige Raumwinkel Ω_1 ergibt sich mit (2.41) zu

$$\Omega_1 = 2\pi(1 - \cos \alpha) = 1.36 \cdot 10^{-4} \text{ sr}. \quad (2.50)$$

Die Abweichung der Näherung ergibt sich aus (2.47) zu:

$$\Delta\Omega_1(\alpha) = \pi(1 - \cos \alpha)^2 = 1.47 \cdot 10^{-9} \text{ sr} \quad (2.51)$$

Damit bekommt man für die relative Abweichung:

$$\frac{\Delta\Omega_1}{\Omega_1} = 1.08 \cdot 10^{-5} = 0.00108\% \quad (2.52)$$

Bei dieser Konstellation zur Bildaufnahme ist der Fehler durch die Raumwinkelnäherung weit unter 1 Prozent und kann daher vernachlässigt werden.

Beispiel 2

Mit $R = 0.1 \text{ m}$ ergibt sich ein Halbraumwinkel von:

$$\alpha = 7.56^\circ \quad (2.53)$$

und damit

$$\Omega_2 = 5.46 \cdot 10^{-2} \text{ sr}; \quad \Delta\Omega_2 = 2.37 \cdot 10^{-4} \text{ sr} \quad (2.54)$$

mit der relativen Abweichung:

$$\frac{\Delta\Omega_2}{\Omega_2} = 4.35 \cdot 10^{-3} = 0.435\% \quad (2.55)$$

Auch in diesem vom praktischen Standpunkt aus gesehen eher unrealistischen Beispiel liegt der Fehler immer noch unter 1 Prozent.

An den Beispielen sieht man, dass der, durch die Näherung der Kugelfläche durch eine Kreisfläche, bedingte Fehler als gering eingestuft werden kann. Zu bemerken ist noch, dass für eine Punktlichtquelle mit $\lim_{R \rightarrow r}$ der gesamte Halbraum (2π) ausgestrahlt wird und dies als theoretische Konvergenzgrenze zu sehen ist. In diesem Fall wird der Fehler maximal ($\frac{\Delta\Omega}{\Omega} (\alpha \rightarrow 90^\circ) \rightarrow 0.5$). Dies ist allerdings nur bei einer idealisierten Punktlichtquelle und Linse möglich.

Die Näherung der Kugeloberfläche durch die Kreisfläche ist natürlich nicht nur auf die obigen betrachteten Fälle in der ein Objektiv betrachtet wurde, beschränkt. Die Näherung gilt allgemein bei der Berechnung von kleinen Raumwinkeln.

Die Näherung wird in Kapitel 7 bei der Berechnung der Quanteneffizienz der Scientific Pixelfly CCD-Kamera als auch bei der Bestimmung des Photonенflusses bei der HDRC4 CMOS-Kamera verwendet. In diesen Fällen wird der Raumwinkel benötigt, unter dem ein einzelnes Sensorelement (Pixel) die kreisförmige Öffnung der Lichtquelle (Ullbrichtkugel) sieht. Die Beispiele mit den Objektiven sollten lediglich den allgemeinen Praxisbezug herstellen.

2.3 Radiometrische Grössen

In diesem Kapitel wird die Strahlungsenergie eingeführt, sowie die Definitionen der 4 fundamentalen Grössen der Radiometrie:

- Strahlungsfluss (engl. Radiant Flux) Φ in [Watt = W]
- Bestrahlungsstärke (engl. Irradiance) E in [Watt · Meter⁻² = W · m⁻²]
- Strahlungsstärke (engl. Radiant Intensity) I in [Watt · Steradian⁻¹ = W · sr⁻¹]
- Strahlungsdichte (engl. Radiance) L in [Watt · Steradian⁻¹ · Meter⁻² = W · sr⁻¹ · m⁻²]

In Anhang B werden diese 4 Grössen in verschiedenen Darstellungen gegenübergestellt, unter anderem findet man dort auch die, in der Fachliteratur üblichen, englischen Ausdrücke, die hier aber der Vollständigkeit halber nochmal angegeben werden.

Die *Strahlungsenergie* (engl. *Radiant Energy*) Q ist die Energiemenge, die in einer bestimmten Zeiteinheit von einer spezifizierten Oberfläche mit angegebenem Flächeninhalt abgestrahlt wird, durch sie hindurchgeht oder von ihr absorbiert wird. Alle Wellenlängen der Strahlung werden dabei berücksichtigt. Wenn hingegen nur ein begrenzter Wellenlängenbereich betrachtet werden soll, muss dies explizit angegeben werden. Die Einheit der Strahlungsenergie ist [Joule = J].¹ Je nach Anwendung ist entweder der Strahlungsfluss, d.h. die Strahlungsenergie in einer bestimmten Zeiteinheit, oder aber die komplette, über eine bestimmte Zeit integrierte Strahlungs-dosis die interessierende Grösse.

Die *spektrale Strahlungsenergie* (engl. *spectral radiant energy*) Q_λ , ist die Strahlungsenergie pro Einheitswellenlängenintervall bei der spezifizierten Wellenlänge λ mit der Einheit [J · nm⁻¹]. In der differentiellen Schreibweise wird das folgendermassen ausgedrückt:

$$Q_\lambda = Q_\lambda(\lambda) = \frac{dQ}{d\lambda}. \quad (2.56)$$

Der *Strahlungsfluss (Leistung)* [engl. *Radiant Flux (power)*] Φ ist die zeitliche Flussrate der Strahlungsenergie mit der Einheit [Watt = Joule · s⁻¹]:

$$\Phi = \frac{dQ}{dt}. \quad (2.57)$$

¹Das internationale Einheitensystem (System Internationale oder SI), auch metrisches System genannt, basiert auf sieben fundamentalen Grundeinheiten: Meter, Kilogramm, Sekunde, Ampere, Kelvin, Mol, Candela. In diesem System ist die Energie eine abgeleitete Grösse und deren Einheit ist das Joule. In den Grundeinheiten ausgedrückt ist 1 Joule = 1 Kg · m² · s⁻². Das Joule ist ebenfalls äquivalent zum Newtonmeter. Zu beachten ist, dass die photometrische Einheit Candela, welches im nächsten Kapitel diskutiert wird, eine der sieben Grundeinheiten ist.

Der Strahlungsfluss ist charakterisiert durch die Grösse der Energie, die eine Oberfläche oder einen Raumbereich in einer Einheitszeit durchdringt. Immer wenn Strahlung auf einen Detektor auftrifft, der einen Strom oder eine Spannung proportional zur Grösse der auftreffenden Strahlung produziert, ist generell der totale Strahlungsfluss über den ganzen Detektor von Interesse und nicht der Strahlungsfluss pro Einheitsfläche.

Der *spektrale Strahlungsfluss (Leistung)* [engl. *spectral radiant flux (power)*] Φ_λ ist der Strahlungsfluss pro Einheitswellenlängenintervall bei der Wellenlänge λ mit der Einheit [$Watt \cdot nm^{-1} = J \cdot nm^{-1} \cdot s^{-1}$]:

$$\Phi_\lambda = \Phi_\lambda(\lambda) = \frac{dQ_\lambda}{dt} = \frac{d\Phi}{d\lambda}. \quad (2.58)$$

Die spektrale Verteilung des Strahlungsflusses ist für die meisten Anwendungen von grösstem Interesse, z.B. wenn die Antwort eines Detektors betrachtet werden soll, wenn einfallende Strahlung auf dessen sensitive Fläche auftrifft.

Die *Bestrahlungstärke* (engl. *Irradiance*) E ist die Flächendichte des Strahlungsflusses, oder anders ausgedrückt: die Bestrahlungstärke E ist der Strahlungsfluss pro Einheitsfläche in einer spezifizierten Fläche, der auf einen Punkt dieser Fläche auftrifft, durchgeht oder von einem Punkt in der spezifizierten Fläche ausgestrahlt wird. Dabei werden alle Richtungen in dem Raumwinkel des Halbraums (Hemisphäre) überhalb oder unterhalb des Punktes in der Fläche berücksichtigt. Die Einheit der Bestrahlungstärke ist [$Watt \cdot m^{-2}$]. Die definierende Gleichung ist dann:

$$E = \frac{d\Phi}{ds_o}. \quad (2.59)$$

Dabei ist $d\Phi$ das differentielle Element des Strahlungsflusses und ds_o das differentielle Flächenelement in der Oberfläche. Die Bestrahlungstärke ist eine Funktion der Position auf der spezifizierten Fläche. Die Bestrahlungstärke, die von einer Oberfläche ausgestrahlt wird, nennt man auch *Strahlungsflussdichte* M , mit derselben Einheit und definierender Gleichung. Im folgenden wird mit dem Begriff Bestrahlungstärke sowohl einfallende, als auch ausgehende Strahlung charakterisiert. Nur wenn explizit ausgehende Strahlung gemeint ist, wird die Strahlungsflussdichte M verwendet.

Wenn der Begriff Bestrahlungstärke verwendet wird, macht dies nur Sinn, wenn gleichzeitig sowohl die Oberfläche, auf die die Strahlung auftrifft oder von ihr ausgeht genau beschrieben wird, sowie auch der Punkt der Oberfläche, an der die Bestrahlungstärke ausgerechnet wird. Die Angabe dieses speziellen Punktes kann entfallen, wenn klar ist, dass die Bestrahlungstärke für die betrachtete Oberfläche konstant ist. Allgemein ist die Bestrahlungstärke die wichtigste Grösse um die, auf eine Oberfläche einfallende oder von ihr ausgehende Strahlung, wenn keine Winkel- oder Richtungsabhängigkeiten berücksichtigt werden müssen, zu beschreiben.

Die *spektrale Bestrahlungsstärke* (engl. *spectral Irradiance*) E_λ ist der Strahlungsfluss pro Einheitsfläche und Einheitswellenlängenintervall bei der Wellenlänge λ an einem Punkt in der spezifizierten Oberfläche mit der Einheit [$Watt \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1} = J \cdot m^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot s^{-1}$] und folgender Definition:

$$E_\lambda = E_\lambda(\lambda) = \frac{dE}{d\lambda} = \frac{d^2Q_\lambda}{ds_o dt} = \frac{d^2\Phi}{ds_o d\lambda}. \quad (2.60)$$

Die *Strahlungsstärke* (engl. *radiant intensity*) I ist die Raumwinkeldichte des Strahlungsflusses, d.h. der Strahlungsfluss pro Einheitsraumwinkel der an einem Punkt im Raum einfällt, durch ihn hindurchgeht, oder von ihm ausgeht und sich in einer spezifizierten Richtung weiter ausbreitet mit der Einheit [$Watt \cdot sr^{-1}$] und folgender Definition:

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}. \quad (2.61)$$

Dabei ist $d\Phi$ das differentielle Element des Strahlungsflusses, der an einem Raumpunkt innerhalb des differentiellen Raumwinkelements $d\omega$ einfällt oder von ihm ausgeht und sich in der durch $d\omega$ angegebenen Richtung ausbreitet.

Die Strahlungsstärke ist eine Funktion der Richtung von oder zu dem Punkt, für die sie definiert ist. Für die meisten realen Lichtquellen ist sie eine stark variierende Funktion der Richtung. Die Strahlungsstärke ist ein nützliches Konzept für Punktquellen. Näherungsweise kann man eine Quelle als Punktquelle betrachten, wenn die laterale Ausdehnung der Quelle im Vergleich zum Abstand zum Beobachter (Sensor) sehr klein ist:

$$d_x \cdot d_y \ll r^2 \quad (2.62)$$

dabei ist d_x und d_y die jeweilige Ausdehnung in x- und y- Richtung und r ist der Abstand zum Beobachter (Sensor). Zum Beispiel kann ein leuchtender Stern am Himmel als Punktlichtquelle betrachtet werden. Im Gegensatz dazu steht eine ausgedehnte Lichtquelle, wie z.B. das Tageslicht oder sonstige grosse Lichtquellen. Solch eine ausgedehnte Lichtquelle kann man sich aus unendlich vielen Punktlichtquellen zusammengesetzt denken.

An dieser Stelle ist eine Anmerkung zum englischen Ausdruck für die Strahlungsstärke (Intensity) angebracht. In einigen Bereichen der Physik wird der Begriff Intensität benutzt. Damit ist üblicherweise eine Grösse mit der Einheit [$J \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$] gemeint. Begrifflich ist dies aber genau die Bestrahlungsstärke (Irradiance). Dieses Kapitel versucht daher unter anderem die manchmal auftauchenden Differenzen bzgl. des Gebrauchs der verschiedenen Grössen durch eine eindeutige kausale Definitionskette aufzulösen.

Wenn von Strahlungsstärke gesprochen wird, muss immer auch der Punkt im Raum und eine Richtung von oder zu diesem Punkt angegeben werden. Bei einer Strassenbeleuchtung z.B. wird die Lampe selber als der Punkt betrachtet und die spezielle Richtung, relativ zur Richtung der Strasse, ist die Richtung in der der Strahlungsfluss eine bestimmte Grösse haben soll, um ein sicheres Begehen oder Befahren der Strasse zu gewährleisten.

Die *spektrale Strahlungstärke* (engl. *spectral radiant intensity*) I_λ ist der Strahlungsfluss pro Einheitsraumwinkel und pro Einheitswellenlänge, der an einem Punkt im Raum einfällt, durch ihn hindurchgeht, oder von ihm ausgeht und sich in einer spezifizierten Richtung weiterausbreitet mit der Einheit [$Watt \cdot sr^{-1} \cdot nm^{-1}$] und wird folgendermassen definiert:

$$I_\lambda = I_\lambda(\lambda) = \frac{dI}{d\lambda} = \frac{d^2Q_\lambda}{d\omega dt} = \frac{d^2\Phi}{d\omega d\lambda}. \quad (2.63)$$

Die *Strahlungsdichte* (engl. *Radiance*) L ist die Flächen- und Raumwinkeldichte des Strahlungsflusses, d.h. der Strahlungsfluss pro projizierter Einheitsfläche und pro Einheitsraumwinkel, der von einem spezifizierten Punkt in der spezifizierten Oberfläche in eine spezifizierte Richtung einfällt, durchgeht oder ausgeht. Die Einheit ist [$Watt \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$]. Die Strahlungsdichte wird folgendermassen definiert:

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\omega ds} = \frac{d^2\Phi}{d\omega ds_o \cos\theta}. \quad (2.64)$$

Dabei ist $ds = ds_o \cos\theta$ die projizierte Fläche. Das ist die Fläche der Projektion des differentiellen Flächenelements ds_o , welches in der Oberfläche liegt und den Punkt enthält an dem die Strahlungsdichte definiert ist. Diese projizierte Fläche steht senkrecht zur betrachteten Ausbreitungsrichtung. Dabei ist $d\omega$ das differentielle Raumwinkelement und θ der Winkel zwischen dieser Richtung und der Normalen der Oberfläche an dem spezifizierten Punkt. Die Strahlungsdichte kann man sich auch vorstellen, als eine Strahlungsstärke pro projizierter Einheitsfläche oder auch als Bestrahlungsstärke pro Einheitsraumwinkel ausgehend von der projizierten Fläche.

Die Strahlungsdichte ist eine Funktion sowohl des Ortes als auch der Richtung. Für viele reale Lichtquellen ist dies eine stark variierende Funktion in der Richtung. Die Strahlungsdichte ist die allgemeinste Grösse, um die Ausbreitung von Strahlung durch den Raum oder durch transparente und halbtransparente Materialien zu beschreiben. Den Strahlungsfluss und die Bestrahlungsstärke kann man aus der Strahlungsdichte erhalten, indem über eine endliche Fläche und (-oder) über einen endlichen Raumwinkel integriert wird.

Da die Strahlungsdichte eine Funktion der Position in einer definierten Fläche als auch der von dort ausgehenden Richtung ist, ist es wichtig wenn man von Strahlungsdichte spricht, auch die Oberfläche, den Punkt darin und die ausgehende Richtung zu spezifizieren. Ein Beispiel dafür ist die Strahlungsdichte, die von einem Punkt auf der Erde ausgeht und sich nach oben ausbreitet in Richtung einer Linse in einer Kamera, die sich in einem Flugzeug befindet. Damit hat man die drei charakteristischen Informationen (Punkt, Oberfläche, Richtung) zur Spezifizierung der Strahlungsdichte.

Die *spektrale Strahlungsdichte* (engl. *spectral radiance*) L ist die spektrale Konzentration der Strahlungsdichte, d.h. der Strahlungsfluss pro projizierter Einheitsfläche, pro Einheitsraumwinkel und pro Einheitswellenlängenintervall, der von einem spezifizierten Punkt in

der spezifizierten Fläche in eine spezifizierte Richtung einfällt, durchgeht oder ausgeht. Die Einheit ist $[Watt \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot nm^{-1}]$. Die spektrale Strahlungsdichte wird folgendermassen definiert:

$$L_\lambda = L_\lambda(\lambda) = \frac{dL}{d\lambda} = \frac{d^3\Phi}{d\omega ds_o \cos\theta d\lambda}. \quad (2.65)$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen der spezifizierten Richtung und der Normalen zu der Oberfläche an dem spezifizierten Punkt.

Der Hersteller der Ullbrichtkugel lieferte auch gleichzeitig kalibrierte Werte der spektralen Strahlungsdichte. Dadurch war es möglich die Quanteneffizienz der Scientific Pixelfly CCD-Kamera, als auch den Elektronenfluss der HDRC4 CMOS-Kamera bei vorgegebener Quanteneffizienz zu berechnen.

Nach den Definitionen folgen nun noch einige nützliche Beziehungen zwischen den verschiedenen radiometrischen Grössen.

Lambertscher Strahler

Jede Oberfläche, deren Strahlungsdichte unabhängig von der Richtung ist nennt man einen *Lambertschen Strahler* (bzw. *Reflektor*). Ein Lambertscher Strahler befolgt das Lambertsche Cosinus-Gesetz, d.h. die von einem Flächenelement der Oberfläche einfallende oder ausgehende Bestrahlungsstärke variiert mit dem Cosinus des Winkels zwischen der Normalen zur Oberfläche und der Einfallsrichtung:

$$E(\theta) = E(0) \cos\theta. \quad (2.66)$$

Daher kann man sich einen Lambertschen Strahler als ein Fenster in einem isotropen Strahlungsfluss vorstellen.

Strahlungsdichte und Bestrahlungsstärke sind grundsätzlich verschiedene Grössen. Die Strahlungsdichte beschreibt die Winkelverteilung der Strahlung, im Gegensatz zur Bestrahlungsstärke, die die gesamte Winkelverteilung über einen vorgegebenen Raumwinkel ω integriert. Die folgende Gleichung stellt die Beziehung beider Grössen dar:

$$E = \int_{\Omega} L(\theta, \phi) \cos\theta d\omega. \quad (2.67)$$

Dies gilt für einen Punkt auf der Oberfläche. Die Berechnung von Gleichung (2.67) kann man einfacher in einem Kugelkoordinatensystem durchführen. Für das differentielle Raumwinkelelement $d\omega$ ergibt sich dann:

$$d\omega = \sin\theta d\theta d\phi. \quad (2.68)$$

Damit wird Gleichung (2.67) zu:

$$E = \int_{\theta=0}^{\theta=2\pi} \int_{\phi=0}^{\phi=\pi/2} L(\theta, \phi) \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi. \quad (2.69)$$

Wenn die Strahlungsdichte $L(\theta, \phi)$ konstant ist über den zu integrierenden Raumwinkel, kann dieser Term aus dem Integral herausgenommen werden und man erhält:

$$E = \pi L. \quad (2.70)$$

Dies gilt wie oben für einen Punkt der Oberfläche, dessen Strahlungsdichte winkelnunabhängig ist. Und genau so eine Oberfläche nennt man eine Lambertsche Oberfläche.

Das inverse Quadrat ($\propto 1/R^2$) Gesetz

Gemeint ist damit der umgekehrt quadratische Abfall der Bestrahlungstärke mit dem Abstand zu einer Punktquelle. Zur Herleitung betrachtet man die Beziehungen zwischen Strahlungsstärke und Bestrahlungsstärke bzw. Strahlungsdichte.

Die Herleitung erfolgt über die Definition der Strahlungsstärke aus Gleichung (2.61):

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega} \Rightarrow d\Phi = I d\omega. \quad (2.71)$$

Dies wird dann in die Definitionsgleichung der Bestrahlungsstärke (2.59) eingesetzt:

$$E = \frac{d\Phi}{ds_o} = I \frac{d\omega}{ds_o}. \quad (2.72)$$

Für kleine Oberflächenelemente ds_o , die sich senkrecht zur Verbindungslinie zwischen Punktquelle und Oberfläche im Abstand r befinden, kann der eingeschlossene Raumwinkel folgendermassen geschrieben werden:

$$d\omega = \frac{ds_o}{r^2}. \quad (2.73)$$

Damit folgt aus Gleichung (2.72):

$$E = I \frac{ds_o}{ds_o r^2} = \frac{I}{r^2}. \quad (2.74)$$

Dies ist die gesuchte Beziehung der Abhängigkeit der Bestrahlungstärke E im Abstand r von einer Punktlichtquelle mit der Strahlungsstärke I . Diese Beziehung gilt nur für Punktlichtquellen. Bei ausgedehnten Lichtquellen, kommt noch ein Geometriefaktor der Oberfläche der Lichtquelle hinzu.

2.4 Photometrische Grössen

Die **Photometrie** kann man sich als einen Teilbereich der **Radiometrie** vorstellen, wobei alle radiometrischen Grössen, die in Kapitel 2.3 definiert wurden, so modifiziert werden, dass sie auf die physiologische Antwort des menschlichen Auges bezogen werden. Das menschliche Auge reagiert nur auf Strahlung mit Wellenlängen zwischen ca. 380 nm und 780 nm. Die genauen Grenzen können sich allerdings individuell unterscheiden. Radiometrie im allgemeinen beschäftigt sich mit elektromagnetischer Strahlung aller Wellenlängen und Frequenzen. Im Gegensatz dazu beschäftigt sich die Photometrie nur mit dem für den Menschen sichtbaren Bereich. Dieser Bereich wird in diesem Zusammenhang auch **Licht** genannt.

Elektromagnetische Strahlung unter 380 nm (UV) bzw. über 780 (IR) nm ist im Zusammenhang mit dem Begriff Licht nicht definiert, sondern ist nur im Zusammenhang mit dem Begriff Radiometrie zu sehen.

In dem Zusammenhang Photometrie ist es also wichtig, wie das menschliche Auge auf verschiedene Wellenlängen des sichtbaren Bereichs reagiert. Zunächst wird der Durchgang des Lichts durch das Auge bis zu der Netzhaut aufgezeigt. Dabei passiert das Licht die Hornhaut, die vordere Augenkammer, die Iris, die Linse, den Glaskörper und trifft dann auf die Netzhaut, in der die physiologischen Rezeptoren enthalten sind. Die Netzhaut besteht aus zwei verschiedenen Rezeptoren, den **Stäbchen** und den **Zapfen**. Die Zapfen sind für das Hellsehen und die Stäbchen für das Dunkelsehen zuständig. Die Zapfen sind ebenfalls für das Farbsehen verantwortlich, genau genommen existieren drei verschiedenen Modifikationen, die ihr Empfindlichkeitsmaximum im roten, grünen bzw. blauen Spektralbereich haben. Die Zapfen sind im wesentlichen auf den Bereich des gelben Flecks beschränkt. Dieser liegt in der optischen Achse und entspricht bei einem gesunden Auge dem bildseitigen Brennpunkt der optischen Abbildung.

Die Stäbchen und Zapfen besitzen in ihren äusseren Segmenten sogenannte Photopigmente, die auftreffende Strahlung absorbieren und die entstehende Energie in neuronale elektrochemische Signale umwandeln. Diese Signale werden über zwischengeschaltete Neuronen an den Sehnerv und dann an das Gehirn weitergeleitet.

Insgesamt kann man das menschliche Sehen in drei Bereiche einteilen:

1. **Photopisches** Sehen bei einem Helladaptierten Auge
2. **Scotopisches** Sehen bei einem Dunkeladaptierten Auge
3. **Mesopisches** Sehen in den Zwischenbereichen

Die spektrale Antwort eines menschlichen Standardbeobachters wurde von der Internationalen Beleuchtungskommission (CIE²) 1924 festgelegt. Obwohl sich die aktuelle spektrale

²Commission Internationale de l'Eclairage

Antwort bei einzelnen Menschen leicht unterscheidet, hat man sich auf eine Standardverteilung, sowohl für den photopischen als auch für den scotopischen Bereich geeinigt (Abbildung 2.5). Dabei ist $V(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit des Helladaptierten Auges (engl. Photopic spectral luminous efficiency) und $V'(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit des Dunkeladaptierten Auges (engl. Scotopic spectral luminous efficiency). Die maximale Emp-

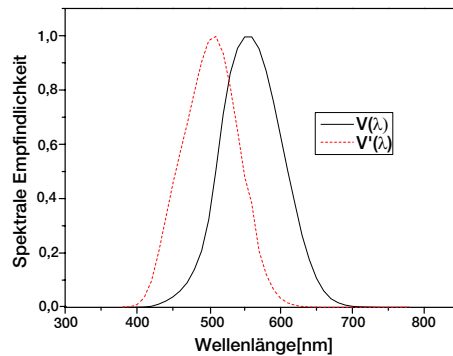


Abbildung 2.5: Spektrale Empfindlichkeit für das Hell- und Dunkeladaptierte Auge

findlichkeit beim Hellsehen liegt demnach bei 555 nm, während die maximale Empfindlichkeit für das Dunkelsehen bei 507 nm liegt.

Mit Hilfe der beiden Funktionen $V(\lambda)$ und $V'(\lambda)$ kann man nun die photometrischen Größen aus den korrespondierenden spektralen radiometrischen Größen bestimmen. Allgemein sei X_λ eine der vier spektralen Größen:

- spektraler Strahlungsfluss Φ_λ
- spektrale Bestrahlungsstärke E_λ
- spektrale Strahlungsstärke I_λ
- spektrale Strahlungsdichte L_λ

Die entsprechenden photometrischen Größen X_v für das Hellsehen (Photopisch) erhält man mit:

$$\text{Photopisch} : X_v = K_m \int_{380\text{nm}}^{780\text{nm}} X_\lambda V(\lambda) d\lambda \quad (2.75)$$

sowie die entsprechenden Größen X'_v für das Dunkelsehen (Scotopisch):

$$\text{Scotopisch} : X'_v = K'_m \int_{380\text{nm}}^{780\text{nm}} X'_\lambda V'(\lambda) d\lambda \quad (2.76)$$

Dabei ist K_m das maximale photometrische Strahlungsäquivalent für das Hellsehen (engl. Maximum Radiation luminous efficacy) und K'_m das entsprechende maximale Strahlungsäquivalent für das Dunkelsehen. Die Werte dieser beiden Konstanten sind folgendermassen festgelegt [HAUSSECKER 1999]:

$$K_m = 683 \text{ (lm} \cdot \text{W}^{-1}\text{) bei } \lambda_{max} = 555\text{nm} \quad (2.77)$$

sowie

$$K'_m = 1754 \text{ (lm} \cdot \text{W}^{-1}) \text{ bei } \lambda_{max} = 507 \text{ nm.} \quad (2.78)$$

Dabei ist lm(lumen) die photometrische Einheit des Lichtstroms. Die Definition folgt im Anschluss. Der Wert für K_m bei einer Peakwellenlänge von 555 nm der $V(\lambda)$ -Kurve wird in der Literatur durchweg einheitlich gehandhabt, während der Wert für K'_m nicht immer gleich ist. So ist z.B. in [DECUSATIS 1998] $K'_m = 1700 \text{ [lm} \cdot \text{W}^{-1}]$, in [GOBRECHT 1978] $K'_m = 1725 \text{ [lm} \cdot \text{W}^{-1}]$ und in [SCHRÖDER 1998] $K'_m = 1699 \text{ [lm} \cdot \text{W}^{-1}]$.

Die beiden Konstanten K_m und K'_m stellen die Beziehung zwischen der physikalischen (radiometrischen) Grösse und der physiologischen, auf das menschliche Auge bezogenen, Grösse her: (2.75) und (2.76). Das menschliche Auge ist daher ca. 2.5 mal sensitiver bei der Maximalwellenlänge, wenn es dunkeladaptiert ist, wobei sich die Maximalwellenlänge ins Blaue verschiebt.

Die beiden Kurven $V(\lambda)$ und $V'(\lambda)$ (Abbildung 2.5) sind beide auf den Maximalwert von Eins normiert. Wenn man das Produkt von K_m , bzw. K'_m mit $V(\lambda)$ bzw. $V'(\lambda)$ bildet, erhält man das spektrale photometrische Strahlungsäquivalent (engl. spectral radiation luminous efficacy) für das Hell- und Dunkelsehen (Abbildung 2.6):

$$K(\lambda) = K_m V(\lambda) \quad (2.79)$$

$$K'(\lambda) = K'_m V'(\lambda) \quad (2.80)$$

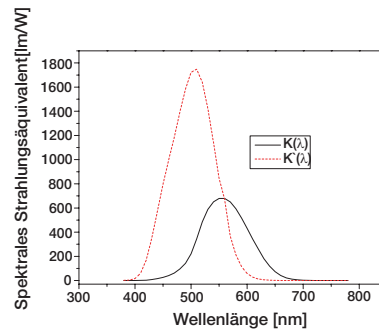


Abbildung 2.6: Spektrales Strahlungsäquivalent für das Hell- und Dunkeladaptierte Auge

Wenn nicht anders erwähnt, werden im Folgenden die photopischen (Hellsehen) Grössen benutzt, da der Gebrauch der entsprechenden scotopischen (Dunkelsehen) Grössen äusserst selten ist. Spezielle Informationen für das scotopische Sehen findet man in [KAUFMANN 1984].

Das *photometrische Strahlungsäquivalent* (engl. *radiation luminous efficacy*) ist folgendermassen definiert:

$$K_r = \frac{X_v}{X_e} = \frac{K_m \int_{380nm}^{780nm} X_\lambda V(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty X_\lambda d\lambda} \quad (2.81)$$

mit X_v als die photometrische Grösse, die über den sichtbaren Bereich integriert wird (2.75) und X_e , die entsprechende Grösse ist, die über das gesamte elektromagnetische Spektrum integriert wird, bzw. über den Spektralbereich, für den X_λ ungleich null ist. Für einen monochromatischen Lichtstrahl der Wellenlänge $\lambda = 555nm$:

$$X_\lambda = X_0 \delta(\lambda - 555nm) \quad (2.82)$$

erhält man aus (2.81)

$$K_r = K_m = 683 [lm \cdot W^{-1}], \quad (2.83)$$

als das maximale photometrische Strahlungsäquivalent. Durch die Definition von K bzw. K_m wird klar, das 683 lumen pro Watt das theoretische Maximum des spektralen photometrischen Strahlungsäquivalents eines monochromatischen Lichtstrahls bei einer Wellenlänge von 555 nm ist. Strahlung aus dem nicht sichtbaren Bereich, wie Infrarot oder UV, hat entsprechend der Definition ein spektrales Strahlungsäquivalent von null.

Analog zur obigen Definition kann für Lichtquellen ein Strahlungsäquivalent definiert werden, welches den, in den sichtbaren Bereich abgestrahlten Fluss quantisiert. Diese Grösse wird *Lichtsystem-Strahlungsäquivalent* (engl. *lighting system luminous efficacy*) K_s genannt:

$$K_s = \frac{\Phi_v}{P_e} [lm \cdot W^{-1}]. \quad (2.84)$$

Dabei ist P_e die zugeführte elektrische Leistung und Φ_v der dadurch erzeugte Lichtstrom. Eine weitere Grösse ist die *Strahlungsausbeute* (engl. *radiant efficiency*):

$$\eta_e = \frac{\Phi_e}{P_e} \quad (2.85)$$

als dem Verhältnis vom gesamtem Strahlungsfluss zur zugeführten elektrischen Leistung. Mit (2.85) folgt aus (2.84):

$$K_s = \frac{\Phi_v}{\Phi_e} \frac{\Phi_e}{P_e} = K_r \eta_e. \quad (2.86)$$

Eine Tabelle mit photometrischen Strahlungsäquivalenten und Lichtsystem-Strahlungsäquivalenten für verschiedene Lichtquellen findet man in [MCCLUNEY 1994].

Nach der Diskussion von K_m und $V(\lambda)$ kann nun ausgehend von Gleichung (2.75) die Definition der verschiedenen photometrischen Grössen erfolgen.

Lichtstrom (engl. *luminous flux*) Φ_v

Der Lichtstrom ist definiert als die totale Lichtenergie pro Einheitszeitintervall, die von einer Quelle ausgestrahlt wird oder von einem Detektor empfangen wird. Die Lichtenergie ist dabei der Anteil der Gesamtstrahlungsenergie, die einen Lichtreiz auf der Netzhaut des menschlichen Auges erzeugt. Die Einheit des Lichtstroms ist das [Lumen(lm)], entsprechend ist die Einheit der Lichtenergie [lm s]. Der Lichtstrom wird durch folgende Gleichung definiert:

$$\Phi_v = K_m \int_{380}^{780} \Phi_\lambda V(\lambda) d\lambda \quad [lm] \quad (2.87)$$

dabei ist Φ_λ der spektrale radiometrische Strahlungsfluss. Das Lumen als photometrische Einheit kann man als Äquivalent zur radiometrischen Einheit Watt auch als „Licht-Watt“ verstehen.

Beleuchtungsstärke (engl. *illuminance*) E_v

Die Beleuchtungsstärke ist definiert als der Lichtstrom (Lichtfluss) pro Einheitsoberflächenelement, der von einem Punkt der spezifizierten Oberfläche ausgeht, durchgeht oder einfällt. Die Definition erfolgt analog zur Bestrahlungsstärke. Obwohl physikalisch gleich, wird dabei noch unterschieden zwischen einfallender Beleuchtungsstärke (engl. *illuminance*) und ausgehender Beleuchtungsstärke (engl. *luminous exitance*). Die ausgehende Beleuchtungsstärke wird auch als Beleuchtungsflussdichte bezeichnet, um eine einheitliche Namenskonvention für die deutschen Begriffe zu erhalten. Die Einheit ist jeweils [lumen pro Quadratmeter] bzw. [Lux]. Die Beleuchtungsstärke wird definiert durch:

$$E_v = K_m \int_{380}^{780} E_\lambda V(\lambda) d\lambda \quad [lm \cdot m^{-2}] = [Lux] \quad (2.88)$$

mit E_λ als spektraler radiometrischer Bestrahlungsstärke.

Lichtstärke (engl. *luminous intensity*) I_v

Die Lichtstärke ist definiert als der Lichtstrom pro Einheitsraumwinkel, der von einem Punkt ausgeht, durchgeht oder einfällt und sich in eine spezifizierte Richtung ausbreitet. Die Lichtstärke wird wie die Strahlungstärke zur Beschreibung von Punktlichtquellen benutzt. Die Einheit der Lichtstärke ist [lumen pro steradian] bzw. [candela (cd)]. Das Candela ist eine der sieben Grundeinheiten des SI-Systems. Die Lichtstärke wird definiert durch:

$$I_v = K_m \int_{380}^{780} I_\lambda V(\lambda) d\lambda \quad [lm \cdot sr^{-1}] = [cd] \quad (2.89)$$

mit I_λ als spektraler radiometrischer Strahlungsstärke.

Leuchtdichte (engl. *Luminance*) L_v

Die Leuchtdichte ist definiert als der Lichtstrom pro Einheitsraumwinkel und pro projizierter Einheitsoberfläche, der von einem Punkt ausgeht, durchgeht oder einfällt, und sich in Richtung der Normalen der projizierten Einheitsoberfläche ausbreitet. Die Leuchtdichte entspricht dem subjektiven Helligkeitsempfinden, das auf der Netzhaut erzeugt wird. Die Leuchtdichte ist, ebenfalls wie die Strahlungsdichte in der Radiometrie, die Grundgrösse, aus der alle anderen photometrischen Grössen durch Raumwinkelintegration bzw. Flächenintegration erhalten werden können. Die Einheit der Leuchtdichte ist [candela pro Quadratmeter]. Die Leuchtdichte wird definiert durch:

$$L_v = K_m \int_{380}^{780} L_\lambda V(\lambda) d\lambda \quad [lm \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}] = [cd \cdot m^{-2}] \quad (2.90)$$

Anmerkung

Diese ausführliche Diskussion der photometrischen Grössen ist notwendig, da viele Kamera-Hersteller Angaben beispielsweise zur minimal detektierbaren Beleuchtungsstärke mit der Einheit [*Lux*] machen. Dabei muss man aber zwei Einschränkungen beachten:

- Silizium, das üblicherweise als Detektormaterial von Bild-Sensoren benutzt wird, ist auch für Wellenlängen bis zu ca. 1100 nm sensitiv (nahes Infrarot). Dies wird aber bei der Angabe einer photometrischen Grösse nicht beachtet.
- Wenn schon Angaben zur minimal detektierbaren Beleuchtungsstärke gemacht werden, sollte auch immer die Art und Weise, wie die Messung durchgeführt worden ist, mit angegeben werden, d.h. ob ohne Objektiv oder mit Objektiv gemessen wurde, und wenn mit Objektiv gemessen wurde sollten die Objektivdaten mit angegeben werden (Brennweite, Blende).

Ebenfalls nur die halbe Wahrheit beinhalten gemessene Antwortkurven in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke in [*Lux*]. Angaben zur Quanteneffizienz sollten ebenfalls den gesamten sensitiven Spektral-Bereich des Detektormaterials erfassen und nicht nur den sichtbaren Bereich.

2.5 Photonenbezogene Grössen

In Abschnitt 2.1 wurde teilweise die photonenbezogene Sichtweise erläutert. Hier werden nun auch die Grundgrössen, die in der Radiometrie bzw. Photometrie benutzt werden, in der modernen quantenhaften Beschreibung definiert.

Ein *Photon* ist ein Strahlungsquant mit einer bestimmten Frequenz ν und Energie e_ν :

$$e_\nu = h\nu \quad (2.91)$$

mit $h = 6.626 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ als Plancksches Wirkungsquantum.

Weiter gilt:

$$c = \lambda\nu \quad (2.92)$$

mit $c = 2.998 \cdot 10^8 m/s$ als Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Damit kann (2.91) auch wellenlängenabhängig formuliert werden:

$$e_\lambda = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.93)$$

Diese Gleichung drückt den Welle-Teilchen Dualismus der elektromagnetischen Strahlung aus. In vielen Anwendungen der Radiometrie ist die photonenbezogene Sichtweise von Interesse. Durch Gleichung (2.93) kann z.B. bei Silizium die maximale Wellenlänge berechnet werden, die einer Bandlücke e_λ von 1.1 eV bei Zimmertemperatur entspricht:

$$\lambda_{max}^{Si} = 1127 nm \quad (2.94)$$

d.h. nur Photonen mit Wellenlängen kleiner als 1127 nm sind bei Silizium dazu in der Lage, Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband zu heben.

Es folgen nun die wichtigsten Definitionen der photonenbezogenen Grössen. Eine photonenbezogene Grösse ist mit dem Subscript p gekennzeichnet.

Photonenanzahl (engl. *Photon Number*) N_p

Die Photonenzahl ist definiert als die Anzahl von Photonen, die von einer Quelle emittiert werden oder auf eine spezifizierte Oberfläche, in einer vorgegebenen Zeiteinheit auftreffen, durchgehen oder von ihr ausgehen. Dabei werden Photonen aller Wellenlängen der Strahlung miteinbezogen. Wenn nur ein bestimmter Wellenlängenbereich betrachtet wird, muss dies explizit abgegeben werden. Die Definition der Photonenzahl erfolgt über die spektrale Energie Q_λ .

$$dN_p = \frac{Q_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{\lambda Q_\lambda}{hc} d\lambda \quad (2.95)$$

dabei ist dN_p das differentielle Element der Photonenzahl im differentiellen Frequenzintervall $d\nu$ bei der Frequenz ν . Durch Integration über alle Frequenzen bzw. Wellenlängen

der betreffenden Strahlung erhält man die Photonenzahl:

$$N_p = \int dN_p = \int \frac{Q_\nu}{h\nu} d\nu = \int \frac{\lambda Q_\lambda}{hc} d\lambda \quad (2.96)$$

Photonenfluss (engl. *Photon flux*) Φ_p

Der Photonenfluss ist definiert als die Photonenzahl pro Zeiteinheit mit der Einheit $[s^{-1}]$:

$$\Phi_p = \frac{dN_p}{dt} \quad (2.97)$$

Immer wenn Strahlung auf eine Vorrichtung auftrifft, die einen elektrischen Strom oder Spannung oder ein ähnliches Signal produziert, das proportional zur Anzahl der einfallenden Photonen pro Sekunde ist, ist generell die Gesamtanzahl von Photonen über die gesamte Vorrichtung von Interesse und nicht der Photonenfluss pro Einheitsfläche. Zwischen Photonenfluss und radiometrischem Strahlungsfluss ergibt sich mit (2.96) folgende Beziehung:

$$\Phi_p = \frac{d}{dt} \int \frac{\lambda Q_\lambda}{hc} d\lambda = \frac{1}{hc} \int \lambda \frac{dQ_\lambda}{dt} d\lambda = \frac{1}{hc} \int \lambda \Phi_\lambda d\lambda = \frac{\lambda}{hc} \Phi. \quad (2.98)$$

Dabei ist Φ der über den gesamten Wellenlängenbereich integrierte radiometrische Strahlungsfluss. Nach der Definition des Photonenflusses kann man nun die äquivalenten Beziehungen zur radiometrischen Bestrahlungsstärke, Strahlungsstärke und Strahlungsdichte aufstellen.

Photonen-Bestrahlungsstärke (engl. *Photon Irradiance*) E_p

Die Photonen-Bestrahlungsstärke ist die Flächendichte des Photonenflusses, d.h. der Photonenfluss pro Einheitsfläche in einer spezifizierten Oberfläche, der auf einen Punkt in der Oberfläche auftrifft, durch ihn hindurchgeht oder von ihm ausgeht mit der Einheit $[m^{-2} \cdot s^{-1}]$ und folgender definierender Gleichung:

$$E_p = \frac{d\Phi_p}{ds_o} \quad (2.99)$$

mit $d\Phi_p$ als differentiellem Element des Photonenflusses und ds_o als differentielles Flächenelement der Oberfläche. Dabei werden alle Richtungen des Halbraums oberhalb bzw. unterhalb des Punktes in der Oberfläche berücksichtigt. Die Definition von einfallender bzw. ausgestrahlter Photonen-Bestrahlungsstärke ist äquivalent. Im deutschen Sprachgebrauch ist es auch üblich statt Photonen-Bestrahlungsdichte von Photonenflussdichte zu sprechen. Wenn die spektrale Bestrahlungsstärke E_λ gegeben ist erhält man für die Photonen-Bestrahlungsstärke:

$$E_p = \frac{1}{hc} \int \lambda E_\lambda d\lambda \quad (2.100)$$

Photonen-Strahlungsstärke (engl. *Photon Intensity*) I_p

Die Photonen-Strahlungsstärke ist die Raumwinkeldichte des Photonenflusses, d.h. der Photonenfluss pro Einheitsraumwinkel, der auf einen Punkt in der Oberfläche auftrifft, durch ihn hindurchgeht oder von ihm ausgeht und sich in einer spezifizierten Richtung ausbreitet mit der Einheit $[sr^{-1} \cdot s^{-1}]$ und der definierenden Gleichung:

$$I_p = \frac{d\Phi_p}{d\omega} \quad (2.101)$$

mit $d\Phi_p$ als dem differentiellen Element des Photonenflusses der auf einen Punkt einfällt oder von ihm ausgeht innerhalb des differentiellen Raumwinkelements $d\omega$ in der angegebenen Richtung.

Photonen-Strahlungsdichte (engl. *Photon Radiance*) L_p

Die Photonen-Strahlungsdichte ist die Flächen- und Raumwinkeldichte des Photonenflusses, d.h. der Photonenfluss pro projizierter Einheitsfläche und pro Einheitsraumwinkel, der auf einen spezifizierten Punkt der angegebenen Oberfläche auftrifft, durch ihn hindurchgeht oder von ihm ausgeht und sich in einer spezifizierten Richtung ausbreitet mit der Einheit $[m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot s^{-1}]$ und folgender definierender Gleichung:

$$L_p = \frac{d^2\Phi_p}{d\omega ds} = \frac{d^2\Phi_p}{d\omega ds_o \cos \theta} \quad (2.102)$$

dabei ist $ds = ds_o \cos \theta$ die projizierte Fläche. Dies ist die Fläche der Projektion des differentiellen Flächenelements ds_o in der Oberfläche, das den Punkt enthält, an dem die Photonen-Strahlungsdichte definiert ist, und auf eine Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung projiziert wird. $d\omega$ ist das differentielle Raumwinkelement in der spezifizierten Richtung und θ ist der Winkel zwischen dieser Richtung und der Oberflächennormalen an dem spezifizierten Punkt.

Anmerkung

Bei der Berechnung des Elektronenflusses der HDRC4 CMOS-Kamera und der Quanteneffizienz der Scientific Pixelfly CCD-Kamera wird die vom Hersteller der Lichtquelle (Ullbrichtkugel) kalibrierte spektrale Strahlungsdichte mit Hilfe der Beziehung (2.98) in den spektralen Photonenfluss umgerechnet.

Kapitel 3

Die Lichtquelle (Ullbrichtkugel)

Im Rahmen der Messungen wurde eine Ullbrichtkugel als homogene Lichtquelle benutzt¹. Die Funktion der Ullbrichtkugel besteht in der räumlichen Integration des Strahlungsflusses. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Eigenschaften der Ullbrichtkugel präsentiert. Weitere Informationen findet man in [GOEBEL 1967], [MCCLUNEY 1994], sowie in den Technischen Beschreibungen der Firma Labsphere [Lab 1998], [Lab 1999], [Lab 2000].

Um den Strahlungsfluss der Ullbrichtkugel zu berechnen, geht man zunächst von zwei differentiellen, diffus reflektierenden Flächenelementen aus (Abbildung 3.1):

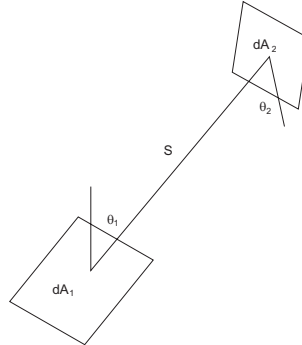


Abbildung 3.1: Reflektierende differentielle Flächenelemente

Der Anteil der Energie, der das Flächenelement dA_1 verlässt und am Flächenelement dA_2 ankommt, nennt man den Austauschfaktor dF_{d1-d2} :

$$dF_{d1-d2} = \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi S^2} dA_2 \quad (3.1)$$

Dabei werden die beiden Winkel θ_1 und θ_2 von der Oberflächennormalen aus gemessen. S

¹Die Ullbrichtkugel wurde über die Firma Oriol, Darmstadt, bestellt, der Hersteller ist aber die Firma Labsphere, North Sutton, USA

ist der Abstand der beiden Flächenelemente.

Betrachtet man nun die beiden Flächenelemente dA_1 und dA_2 innerhalb der diffus reflektierenden Ullbrichtkugel (Abbildung 3.2):

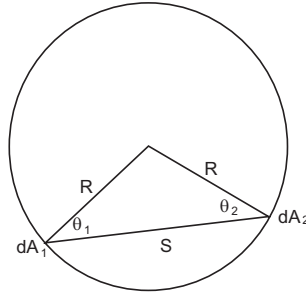


Abbildung 3.2: Geometrie zur Berechnung des Austauschfaktors

dann ergibt sich der Austauschfaktor zu:

$$dF_{d1-d2} = \frac{dA_2}{4\pi R^2}. \quad (3.2)$$

Dabei wurde folgende Beziehung benutzt:

$$S = 2R \cos \theta_1 = 2R \cos \theta_2. \quad (3.3)$$

Der Austauschfaktor ist somit unabhängig von den Winkeln und den Abständen der beiden Flächenelemente, d.h. der Anteil des Strahlungsflusses, der am Flächenelement A_2 ankommt, ist für jeden Abstrahlungspunkt auf der Kugeloberfläche gleich. Geht man nun davon aus, dass die infinitesimal kleine Fläche dA_1 die Strahlung mit einer endlichen Fläche A_2 austauscht, ändert sich Gl.(3.2) zu:

$$dF_{d1-d2} = \frac{1}{4\pi R^2} \int_{A_2} dA_2 = \frac{A_2}{4\pi R^2}. \quad (3.4)$$

Der Austauschfaktor ist aber ebenso unabhängig von dA_1 :

$$F_{1-2} = \frac{A_2}{4\pi R^2} = \frac{A_2}{A_U} \quad (3.5)$$

Dabei ist A_U die gesamte Innenoberfläche der diffus reflektierenden Ullbrichtkugel, wovon natürlich noch die Öffnungsflächen für Ein- und Ausgangsöffnungen abgezogen werden müssen. Daher ist der Strahlungsfluss, der am Flächenelement A_2 ankommt gleich dem Anteil der Fläche A_2 zur Gesamtfläche.

Für die Strahlungsdichte L einer intern beleuchteten Ullbrichtkugel mit einer diffus reflektierenden, lambertschen Oberfläche kann man folgende Gleichung ansetzen:

$$L = \frac{\phi_i \rho}{\Omega A} \quad (3.6)$$

Dabei ist Ω der totale projizierte integrierte Raumwinkel der Oberfläche, ϕ_i der an der Oberfläche ankommende Strahlungsfluss, ρ die Reflektanz der Oberfläche und A die gesamte beleuchtete Fläche.

Wie oben schon erwähnt, muss bei der Berechnung des Strahlungsflusses berücksichtigt werden, dass die Eingangs- und Ausgangsöffnungen von der effektiven Fläche abgezogen werden. Wenn der Eingangsstrahlungsfluss Φ_i nach der ersten Reflexion perfekt reflektiert wird, ergibt sich für den reflektierten Fluss Φ_r :

$$\phi_r = \Phi_i \rho \left(\frac{A_U - A_i - A_e}{A_U} \right) \quad (3.7)$$

mit A_i als Eingangsöffnungsfläche und A_e als Ausgangsöffnungsfläche. Der Ausdruck in der Klammer kann umgeformt werden zu $(1 - f)$, wobei f der Anteil der Gesamtöffnungen der Ullbrichtkugel zur effektiven reflektierenden Fläche der Ullbrichtkugel ist:

$$f = \left(\frac{A_i + A_e}{A_U} \right) \quad (3.8)$$

Damit wird Gleichung (3.7) zu:

$$\phi_r = \phi_i \rho (1 - f) \quad (3.9)$$

Nach der zweiten Reflexion ergibt sich:

$$\phi_r = \phi_i \rho^2 (1 - f)^2 \quad (3.10)$$

und nach der n-ten Reflexion:

$$\phi_r = \phi_i \rho^n (1 - f)^n \quad (3.11)$$

Dies kann auch folgendermassen geschrieben werden:

$$\phi_r = \phi_i \rho (1 - f) \left[1 + \rho (1 - f) + \dots + \rho^{n-1} (1 - f)^{n-1} \right] \quad (3.12)$$

Unter Berücksichtigung dass $\rho(1 - f) < 1$ ergibt sich für die Summe dieser unendlichen geometrischen Reihe:

$$\phi_r = \frac{\phi_i \rho (1 - f)}{1 - \rho (1 - f)} = \Phi_i V \quad (3.13)$$

mit

$$V = \frac{\rho}{1 - \rho (1 - f)} \quad (3.14)$$

Dabei ist V der Ullbrichtkugelmultiplikationsfaktor, der den Anstieg der Strahlungsdichte durch Vielfachreflexionen beschreibt. Der durch Vielfachreflexion erhaltene reflektierte Strahlungfluss Φ_r ist daher grösser als der Eingangsfluss Φ_i . Der Hersteller der Ullbrichtkugel liefert bezüglich des Ullbrichtkugelmultiplikationsfaktors V das folgende Diagramm:

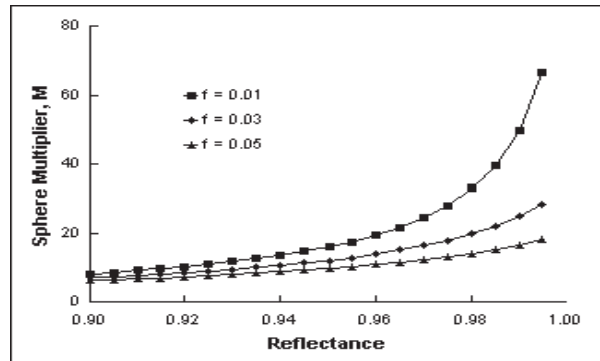


Abbildung 3.3: Ullbrichtkugelmultiplikationsfaktor

In der Abbildung 3.3 sind drei Kurven aufgetragen, mit unterschiedlichen Öffnungsverhältnissen, abhängig von der Reflektanz des Oberflächenmaterials. Um einen grossen Ullbrichtkugelmultiplikationsfaktor V zu erhalten, sollte daher das Öffnungsverhältnis möglichst klein sein und die Reflektanz möglichst gross.

Die gesamte Strahlungsdichte nach Vielfachreflexionen der Ullbrichtkugel ergibt sich damit zu:

$$L_U = \frac{\phi_i}{\Omega A_U (1 - f)} \cdot \frac{\rho(1 - f)}{1 - \rho(1 - f)} = \frac{\phi_i}{\Omega A_U} \cdot \frac{\rho}{1 - \rho(1 - f)} \quad (3.15)$$

Aus dieser Gleichung kann die Strahlungsdichte L_U der Ullbrichtkugel aus dem Eingangsfluss Φ_i als Funktion von der Fläche der Ullbrichtkugel A_U sowie der Reflektanz ρ und dem Anteil der Öffnungen zur Gesamtfläche f berechnet werden.

Die benutzte Ullbrichtkugel hat folgende Parameter:

Strahlungsfluss der 4 Halogenlampen	120 Watt
Mittlere Reflektanz von Bariumsulfat	0.97
Durchmesser der Ullbrichtkugel	305 mm
Durchmesser der Lampenöffnungen	25 mm
Durchmesser der Ausgangsöffnung	101.6 mm

Mit diesen Werten ergibt sich für den Öffnungsverhältnis:

$$f = \frac{A_i + A_a}{A_U} = \frac{1.9635 \cdot 10^{-3} m^2 + 8.1073 \cdot 10^{-3} m^2}{2.9225 \cdot 10^{-1} m^2} = 3.446 \cdot 10^{-2}. \quad (3.16)$$

Der Ullbrichtkugelmultiplikationsfaktor V ergibt sich zu:

$$V = \frac{\rho}{1 - \rho(1 - f)} = \frac{0.97}{1 - 0.97(1 - 3.446 \cdot 10^{-2})} = 15.293. \quad (3.17)$$

Die Strahlungsdichte der verwendeten Ullbrichtkugel ist dann:

$$L_U = \frac{\tilde{\eta} \phi_i}{\Omega A_U} \cdot V = \frac{0.8 \cdot 1.2 \cdot 10^2 \text{ Watt}}{2\pi \text{ Sr} \cdot 0.29225 m^2} \cdot 15.293 = 799.532 \frac{\text{Watt}}{m^2 \text{ Sr}} \quad (3.18)$$

Dabei bezeichnet $\tilde{\eta}$ die Strahlungseffizienz, d.h. die Effizienz mit der die elektrische Leistung, die in die Halogenlampen eingeht in Strahlungsleistung umgesetzt wird:

$$\tilde{\eta} = \frac{\phi_r}{P_e} \approx 0.8 \quad (3.19)$$

Für $\tilde{\eta}$ liegt nur ein grober Wert vor, da der Hersteller² der Halogenlampen, keine exakten Angaben machen konnte.

Die Berechnung nach Gleichung 3.18 liefert allerdings nur einen groben Wert für die Strahlungsdichte. Ausserdem bekommt man keine Aussage über das Spektrum der Lichtquelle. Die Kenntnis der spektralen Verteilung der Strahlungsdichte ist aber wesentlich für die anschliessenden Messungen.

Die Ullbrichtkugel wurde daher von der Firma Oriol mit kalibrierten Werten der spektralen Strahlungsdichte ausgeliefert (Abbildung 3.4). Die Daten der spektralen Strahlungsdichte liegen in der Einheit $\left[\frac{mW}{sr \text{ cm}^2 \mu m} \right]$ vor. Um diese Werte in die SI-Einheit $\left[\frac{W}{sr \text{ m}^2 \text{ nm}} \right]$ zu konvertieren, müssen die Daten mit 10^{-2} multipliziert werden.

Die benutzten Halogenlampen werden mit einer Konstantstromquelle in einer Reihenschaltung angesteuert. Die Lampen können jeweils einzeln dazugeschaltet werden. In den Messungen wurde immer mit allen vier Halogenlampen gemessen. Es sollte darauf geachtet werden, dass die Stromstärke auf den Wert $I = 2.778A$ gesetzt wird, wie sie von der Firma Oriol auch zur Kalibrierung benutzt wurde. Wird das nicht beachtet, verschiebt sich das Maximum der spektralen Verteilung, und damit natürlich auch das gesamte Spektrum, nach dem Wien'schen Verschiebungsgesetz.

Die Öffnung der intern beleuchteten Ullbrichtkugel kann als eine flächenhafte diffuse Lichtquelle betrachtet werden. Dabei werden die dazu benutzten Lampen innerhalb der Kugel

²General Electric

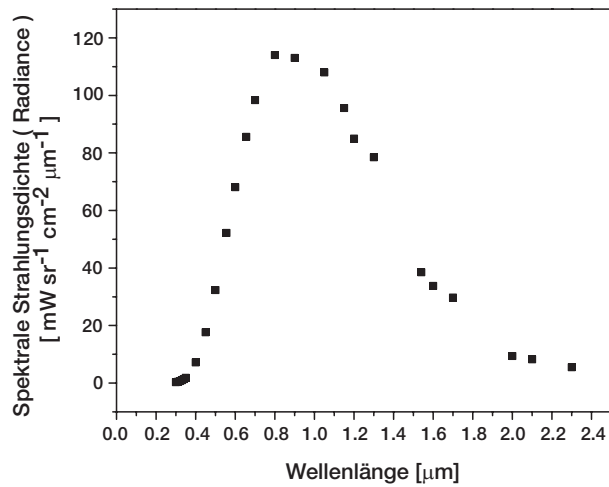


Abbildung 3.4: Kalibrierte spektrale Strahlungsdichte der Ullbrichtkugel

um den Durchmesser der Ausgangsöffnung angeordnet. Der direkte Weg zur Ausgangsöffnung ist abgeschirmt. Die dabei erhaltene Strahlungsdichte ist dann eine Funktion der Lampenleistung. Wie schon erwähnt, kann man auch mehrere Lampen einsetzen, die die Strahlungsdichte dann erhöhen. Gleichzeitig kann man durch sequentielles Einbringen der Lampen die Strahlungsdichte schrittweise erhöhen.

Üblicherweise werden Tungsten Halogenlampen benutzt, die ein kontinuierliches Spektrum besitzen, die frei von Emissionslinien sind und durch Einsatz eines stromstabilisierten Netzgerätes auch eine gute zeitliche Stabilität haben.

Kapitel 4

Beschreibung der untersuchten Bildsensoren

4.1 Scientific Pixelfly CCD-Kamera

Die Scientific Pixelfly CCD-Kamera¹ hat einen Progressive Scan Interline-Transfer Sensor [SON 2000]. Die technischen Daten findet man im Anhang C.1. Der Sensor ist in Belichtungs- und Speicherbereiche unterteilt (Abbildung 4.1):

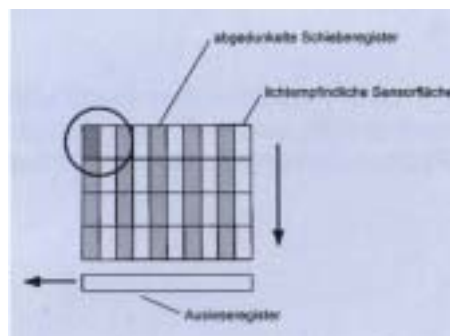


Abbildung 4.1: Aufbau eines Interline-Transfer Sensors

Diese sind beim Interline-Transfer-Sensor streifenförmig angeordnet. Über eine Verbindung zwischen der Sensorfläche und der vertikalen Schieberegister wird die entstandene Ladung innerhalb kurzer Zeit (ca. $2.5 \mu s$) in die abgedunkelte Schieberegisterzelle (Speicherbereich) parallel übernommen (Abbildung 4.2). Die Ladungen der vertikalen Schieberegister werden nun zeilenweise in das horizontale Schieberegister (Ausleseregister) geschoben und von dort seriell ausgelesen.

¹PCO-Computer Optics GmbH, Kelheim



Abbildung 4.2: Ladungstransport beim Interline-Transfer Sensor

Der Begriff Progressive Scan steht für das sequentielle Auslesen der einzelnen Zeilen im Gegensatz zu dem Halbbildweisen Auslesen bei einer Interlaced CCD Kamera. Der Hauptvorteil eines Progressive Scan Sensors ist das Auslesen des Bildes zu einem Zeitpunkt, ebenfalls im Gegensatz zu Interlaced Sensoren, bei denen die Halbbilder zeitlich versetzt ausgelesen werden.

Im Abschnitt 5 sowie innerhalb der Auswertung in Abschnitt 7.1 werden weitere spezielle Eigenschaften von CCD-Sensoren besprochen.

Allgemeine Literatur zu CCD-Sensoren findet man in [JANESICK 2001],[THEUWISSEN 1995] und [HOLST 1996]

4.2 HDRC4 CMOS-Kamera

Die CMOS-Kamera HDRC4² mit logarithmischem Antwortverhalten hat aufgrund der CMOS Implementierung bereits Verstärkungs- und Ausleseelektronik auf jedem Pixel [IMS 2000]. In Abbildung 4.3 ist der Aufbau eines Pixels aus einer Photodiode und 3 Transistoren illustriert.

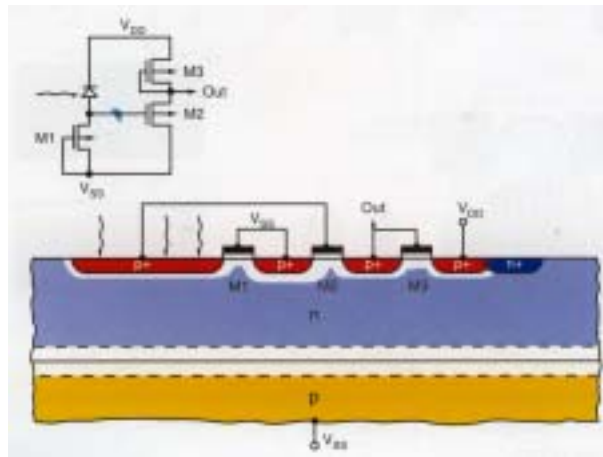


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Pixels der HDRC4

Wesentlich für die Funktionsweise des Pixels sind die Photodiode und der Transistor M1. Der durch optische Absorption erzeugte Photostrom fließt durch den Transistor M1. Aufgrund der sehr kleinen Photoströme, die im Bereich pA oder kleiner liegen, arbeitet der Transistor im Sub-Threshold Bereich. In diesem Bereich ist das Gate-Source Potential des Transistors M1 eine Funktion des Logarithmus des Photostroms. Da das Gate-Potential fixiert ist, ist das Source-Potential zwischen der Photodiode und dem Transistor M1 ebenfalls vom Logarithmus des Photostroms abhängig. Dieses Source-Potential kann vom Transistor M2 zwischengespeichert werden und über den Transistor M3, der als Schalter wirkt, ausgelesen werden. Diese Spannung geht dann durch einen Ausgangsverstärker zu einem Analog-Digital-Wandler. Auf diesem Weg erfolgt noch eine Fixed-Pattern-Korrektur.

Der CMOS-Sensor hat aufgrund seiner Bauweise 2 Charakteristiken, die zu beachten sind:

- Das Fixed-Pattern Rauschen, das dadurch entsteht, dass die individuellen Phototransistoren M1 nicht dieselbe Threshold-Spannung haben, sondern sich individuell durch einen Spannungs-Offset unterscheiden.
- Die Photodiode und der Phototransistor besitzen Eigenkapazitäten, die sich bei einer Veränderung des Photostroms durch eine zeitliche Verzögerung des Signals äussern.

In [SEGER 1993] findet man die erste Veröffentlichung nach der Patentanmeldung der HDRC4. In [LOOSE 1999] wird eine selbstkalibrierende CMOS-Kamera vorgestellt. In [TIAN 2001]

²Institut für Mikroelektronik Stuttgart (IMS)

wird das zeitliche Rauschen von CMOS Sensoren untersucht. In [GAMAL 1999] und [JOSEPH und COLLINS 2001] werden Modelluntersuchungen zum Fix-Pattern Noise durchgeführt. Eine Untersuchung zur Quanteneffizienz von CMOS-Sensoren findet man in [FOWLER 1999].

Kapitel 5

Radiometrische Kalibrierung von CCD Bildsensoren

In diesem Kapitel wird ein Modell von CCD Bildsensoren auf einer physikalischen Basis beschrieben. Zunächst wird in Unterkapitel 5.1 das Kameramodell besprochen. In Unterkapitel 5.2 wird die Berechnung der Globalen Totalen Rauschvarianz erläutert und in Unterkapitel 5.3 wird gezeigt, wie das Fix-Muster Rauschen im Photostrom kalibriert wird.

5.1 Das Kameramodell

Die Methode von Healey und Kondepudy [HEALEY und KONDEPUDY 1994] zur radiometrischen Kalibrierung von CCD Bild-Sensoren, beruht auf einer modellbasierten Analyse der physikalischen Eigenschaften des Sensors. Die Autoren stellen dazu folgendes Modell für die Anzahl von Elektronen I , die an einem idealen Sensorpixel produziert werden, auf:

$$I = t_{int} \int_{\lambda} \int_y \int_x E_{sensor}(x, y, \lambda) S_r(x, y) q(\lambda) dx dy d\lambda \quad (5.1)$$

dabei ist t_{int} die Integrationszeit(in Sekunden), (x, y) sind die kontinuierlichen Koordinaten des Sensorpixels, $E_{sensor}(x, y, \lambda)$ ist die einfallende spektrale Bestrahlungsstärke (engl. Irradiance) (in $[\frac{W}{m^2 nm}]$), $q(\lambda)$ ist die Anzahl von Elektronen, die pro einfallender Lichtenergie am Sensorpixel erzeugt werden (in Anzahl Elektronen/Joule), $S_r(x, y)$ ist die räumliche Antwort des Sensorpixels. In diesem Modell ist die Antwortfunktion $S = S_r(x, y) q(\lambda)$ in einen räumlichen Anteil $S_r(x, y)$ und einen wellenlängenabhängigen Anteil $q(\lambda)$ aufgeteilt, die die Fähigkeit des Pixels zur Ladungsansammlung bzw. zur Ladungserzeugung zum Ausdruck bringen.

Die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ ist üblicherweise folgendermassen definiert:

$$QE(\lambda) = \frac{N_e(\lambda)/t}{N_p(\lambda)/t} = \frac{\Phi_e(\lambda)}{\Phi_p(\lambda)} \quad (5.2)$$

dabei ist $N_e(\lambda)/t$ die (spektrale) Anzahl an Elektronen pro Sekunde, die durch die (spektrale) Anzahl an Photonen pro Sekunde $N_p(\lambda)$ erzeugt werden. $\Phi_e(\lambda)$ und $\Phi_p(\lambda)$ ist der entsprechende Elektronen- bzw. Photonenfluss. Die Quanteneffizienz ist daher eine dimensionslose Grösse.

$q(\lambda)$ in Gleichung (5.1) ist ähnlich der Definition der Quanteneffizienz. In diesem Modell ist der Elektronenfluss aber auf den radiometrischen einfallenden Fluss $\Phi_\lambda(\lambda)$ bezogen:

$$q(\lambda) = \frac{N_e(\lambda)/t}{\Phi_\lambda(\lambda)} = \frac{N_e(\lambda)}{Q_\lambda(\lambda)} \quad (5.3)$$

dabei wurde die Definition des radiometrischen Strahlungsflusses (Gleichung 2.58)

$$\Phi_\lambda(\lambda) = \frac{Q_\lambda(\lambda)}{t} \quad (5.4)$$

mit $Q_\lambda(\lambda)$ als der spektralen Strahlungsenergie benutzt.

Da aufgrund von Fabrikationsfehlern die einzelnen Pixel in ihrer Quanteneffizienz bzw. Ladungsansammlungseffizienz von einander differieren, wird das Pixelmodell durch einen Faktor K modifiziert, der die Variation der einzelnen Pixel als Reaktion auf einen konstanten Strahlungsfluss beschreibt:

$$I \rightarrow K I \quad (5.5)$$

Der Mittelwert ist:

$$\langle K \rangle = 1 \quad (5.6)$$

und die Varianz:

$$\sigma_K^2 \ll 1. \quad (5.7)$$

Diese Ungleichheit der einzelnen Pixel wird **Fixmustergerauschen** (engl. **Fixed Pattern Noise**) FPN genannt. Healey und Kondepudy machen allerdings keinen Unterschied im FPN bei Dunkelbildern und bei Bildern bei relativ hoher Bestrahlungstärke.

Bei [KAMBEROVA und BAJCSY 1998] wird das FPN im Dunkelstrom (DRNU) vom FPN im Photostrom (PRNU) unterschieden.

In dem Modell wird weiterhin angenommen, dass die Anzahl der produzierten Photoelektronen an einem bestimmten Pixel unabhängig ist von der Anzahl an einem anderen Pixel. In der Realität kann es aber vorkommen, dass als Reaktion auf ein starkes Signal die Kapazität eines Pixels überschritten wird und sich die überzähligen Elektronen auf Nachbarpixel übertragen. Dieser Effekt wird **Blooming** genannt. Blooming-Effekte werden allerdings in diesem Modell nicht berücksichtigt.

Freie Elektronen können auch durch thermische Anregung generiert werden und sind dann

ununterscheidbar von den durch Photonen erzeugten Elektronen. Dieser Anteil an Elektronen wird auch **Dunkelstrom** genannt. Der mittlere Dunkelstrom ist proportional zur Integrationszeit t_{int} und stark temperaturabhängig. Im allgemeinen verdoppelt sich der Dunkelstrom bei einer Temperaturzunahme um 8° [BEYNON und LAMB 1980]. Der Dunkelstrom kann als Zufallsprozess durch eine Poisson-Verteilung modelliert werden. In [HOLST 1996] wird durchgerechnet wie stark ein Detektor gekühlt werden muss, um den Dunkelstrom auf eine vorgegebene Grösse zu bringen.

Zu dem Dunkelstrom als Störquelle kommt noch die durch die Quantennatur der Photonen bedingte Zufälligkeit. Die ankommenden Photonen werden ebenfalls wie der Dunkelstrom als Poissonverteilt angenommen, d. h. die Varianz der Photonenzahl ist gleich deren Mittelwert. Diese zufälligen statistisch verteilten Elektronen kann man ebenfalls als additive Rauschquelle deuten. Dies wird als **Schrotrauschen**(engl. **Shot Noise**) bezeichnet. Der deutsche Ausdruck ist allerdings weniger gebräuchlich. Im Allgemeinen wird nur der englische Ausdruck benutzt. Mit dem Dunkelstrom und dem Shotnoise als Rauschquellen wird (5.5) weiter modifiziert:

$$I \rightarrow KI + N_{DC} + N_S \quad (5.8)$$

Dabei ist N_{DC} der Dunkelstrom, genauer gesagt die mittlere Anzahl an freien durch thermische Anregung generierten Elektronen und N_S sind die durch Shotnoise bedingten Elektronen. Für den Mittelwert des Shotnoise, wobei hier die Anteile der photogenerierten Elektronen und der thermisch generierten Elektronen zusammengefasst werden, bekommt man:

$$\langle N_S \rangle = \mu = K I_{ideal} + \langle N_{DC} \rangle \quad (5.9)$$

wobei $\langle N_{DC} \rangle$ der Erwartungswert des Dunkelstroms N_{DC} ist. Für die Varianz des Shotnoise σ_S^2 gilt aufgrund der Poisson-Verteilung daher:

$$\sigma_S^2 = \mu \quad (5.10)$$

Nach der Ladungsanreicherung an den einzelnen Pixeln innerhalb einer bestimmten Integrationszeit werden die Ladungen zum Ausgangsverstärker transferiert. Das Verhältnis der Ladung q_t , bezogen auf ein bestimmtes Pixel, die nach dem Transportprozess am Ausgangsverstärker ankommt zu der ursprünglich an dem Pixel angesammelten Ladung q_0 , nennt man Ladungstransfereffizienz **CTE**.

$$CTE = \frac{q_t}{q_0} = \frac{\text{Anzahl der transferierten Elektronen}}{\text{Anzahl der angesammelten Elektronen}} \quad (5.11)$$

Die Ladungstransfereffizienz liegt bei normalen Consumer Kameras bei 0.9999 und bei hochentwickelten Kameras bei bis zu 0.9999995. Solch hohe CTE sind auf die FAT-Zero Technik zurückzuführen. Dabei wird verhindert, dass sich die einzelnen Potentialtöpfe ganz leeren, indem man sie immer halb gefüllt hält. Dadurch wird verhindert, dass Ladungen von passierenden Ladungspaketen eingefangen werden. Die Ladungstransfereffizienz wird in dem Modell nicht berücksichtigt, da die Werte, selbst für normale Consumer Kameras doch relativ hoch liegen.

Nach dem Transport der Ladungen zum Ausgangsverstärker werden sie dort in eine messbare Spannung V umgewandelt. Dabei kommt das vom Ausgangsverstärker generierte mittelwertfreie Auslesererauschen N_R hinzu. Der kombinierte Verstärkungsfaktor von Ausgangsverstärker und Kamera Elektronik wird mit A bezeichnet. Aus Gleichung(5.8) wird dann:

$$V = (KI + N_{DC} + N_S + N_R) A \quad (5.12)$$

Die generierte Spannung wird dann anschliessend im Frame Grabber durch einen Analog-Digital Wandler in einen für die Bearbeitung durch einen Computer adäquaten digitalen Grauwert D umgewandelt. Der Grauwert wird im englischen Sprachgebrauch auch als Analog Digital Unit (ADU) bezeichnet. Im Deutschen wird statt Grauwert daher auch der Begriff Analoge Digitale Einheit (ADE) verwendet. Durch den Analog-Digital Wandler kommt das Quantisierungsrauschen N_Q als eine weitere additive Rauschquelle hinzu:

$$D = (KI + N_{DC} + N_S + N_R) A + N_Q \quad (5.13)$$

N_Q ist ebenfalls mittelwertfrei mit einer Varianz von [JHNE 1997]:

$$\sigma_Q^2 = \frac{q^2}{12} \quad (5.14)$$

mit q als Quantisierungseinheit.

Der Verstärkungsfaktor A hat, wie aus Gleichung (5.13) zu entnehmen ist, die Einheit $\left[\frac{ADE}{e^-}\right]$. Er entspricht daher der Anzahl an Grauwerten pro Elektron. Der Kehrwert von A nennt man den **CCD Gain-Faktor**:

$$e_g^- = \frac{1}{A} \quad (5.15)$$

Der CCD Gain-Faktor hat die Einheit $\left[\frac{e^-}{ADE}\right]$. Er entspricht also der Anzahl an Elektronen pro Grauwertstufe (ADE). Der CCD Gain-Faktor wird üblicherweise vom Hersteller in den Produktbeschreibungen mit angegeben. In Abschnitt 7.1.3 wird der CCD Gain-Faktor der Scientific Pixelfly CCD-Kamera berechnet.

Eventuell auftretender **Linejitter**, der aufgrund von unsauberer Trennung von Synchronisations- und Bilddateninformation entsteht und in einer Verschiebung der Pixelpositionen resultiert wird in diesem Modell ebenfalls nicht berücksichtigt. Dieser Effekt gehört auch eher in den Bereich einer geometrischen Kalibrierung.

5.2 Schätzung der Rauschanteile des Sensors (GTR)

Zunächst wird das individuelle Pixelmodell (Gleichung (5.13)) auf den ganzen Sensor verallgemeinert:

$$D(a, b) = (K(a, b)) I(a, b) + N_{DC}(a, b) + N_S(a, b) + N_R(a, b) A + N_Q(a, b) \quad (5.16)$$

Dabei sind a, b die Zeilennummer bzw. die Spaltennummer der Sensorpixel.

Die beobachteten Grauwerte der einzelnen Pixel kann man als Zufallsvariable interpretieren:

$$D(a, b) = \mu(a, b) + N(a, b) \quad (5.17)$$

$\mu(a, b)$ ist der Erwartungswert von $D(a, b)$:

$$\mu(a, b) = K(a, b) I(a, b) A + \langle N_{DC} \rangle_{a,b} A \quad (5.18)$$

$N(a, b)$ ist das additive mittelwertfreie Rauschen:

$$N(a, b) = N_I(a, b) + N_C(a, b) \quad (5.19)$$

das in einen signalabhängigen Anteil:

$$N_I(a, b) = N_S(a, b) A \quad (5.20)$$

und einen signalunabhängigen Anteil:

$$N_C(a, b) = N_R(a, b) + N_Q(a, b) \quad (5.21)$$

unterteilt werden kann. Da $N_S(a, b)$ eine poissonverteilte Rauschquelle ist, ist wie oben besprochen die Varianz $\sigma_I^2(a, b)$ des signalabhängigen Rauschanteils $N_I(a, b)$ gleich dem Mittelwert:

$$\sigma_I^2(a, b) = A^2 [K(a, b) I(a, b) + E_{DC}(a, b)] \quad (5.22)$$

$$= A \mu(a, b) \quad (5.23)$$

Die Varianz σ_C^2 der Signal-(und Positions) unabhängigen Rauschanteile $N_C(a, b)$ ist:

$$\sigma_C^2 = A^2 \sigma_R^2 + \frac{q^2}{12} \quad (5.24)$$

mit σ_R^2 als Varianz von $N_R(a, b)$ und q als Quantifizierungseinheit. Wegen der statistischen Unabhängigkeit von $N_I(a, b)$ und $N_C(a, b)$ können die beiden Anteile additiv als **totale Rausch-Varianz** $\sigma_N^2(a, b)$ zusammengesetzt werden:

$$\sigma_N^2(a, b) = \sigma_I^2(a, b) + \sigma_C^2 \quad (5.25)$$

Zur Schätzung der totalen Rauschvarianz $\sigma_N^2(a, b)$ werden zwei digitalisierte Bilder $D_1(a, b)$ und $D_2(a, b)$ bei einer möglichst homogenen Bestrahlungsstärke aufgenommen:

$$D_1(a, b) = \mu(a, b) + N_1(a, b) \quad (5.26)$$

$$D_2(a, b) = \mu(a, b) + N_2(a, b) \quad (5.27)$$

Für das Pixelweise Differenzbild $D_\Delta(a, b)$ erhält man:

$$D_\Delta(a, b) = D_1(a, b) - D_2(a, b) = N_1(a, b) - N_2(a, b) \quad (5.28)$$

Das Differenzbild ist mittelwertfrei:

$$\langle D_{\Delta}(a, b) \rangle_{a,b} = 0 \quad (5.29)$$

und aufgrund der statistischen Unabhängigkeit von $N_1(a, b)$ und $N_2(a, b)$ ist die Varianz:

$$\sigma_{D_{\Delta}(a,b)}^2(a, b) = 2\sigma_N^2(a, b) \quad (5.30)$$

Um zu globalen Aussagen zu kommen, d.h. gemittelt über alle Sensorpixel, wird zunächst

$$\sigma_N^2(a, b) = A^2 [K(a, b) I(a, b) + E_{DC}(a, b)] + \sigma_C^2 \quad (5.31)$$

umgeformt in:

$$\sigma_N^2(a, b) = A^2 [I(a, b) + \bar{E}_{DC}] + A^2 [K(a, b) - 1] I(a, b) + \sigma_C^2 + A^2 [E_{DC}(a, b) - \bar{E}_{DC}] \quad (5.32)$$

dabei ist

$$\bar{E}_{DC} = \langle E_{DC}(a, b) \rangle_{a,b} \quad (5.33)$$

der über den ganzen Chip (global) gemittelte Dunkelstrom. In Gleichung (5.32) wird der Term $A^2 [I(a, b) + \bar{E}_{DC}]$ künstlich hinzugefügt, und wird in den anderen Termen wieder abgezogen. Unter Berücksichtigung, dass

$$|K(a, b) - 1| \ll 1 \quad (5.34)$$

und

$$|E_{DC}(a, b) - \bar{E}_{DC}| \ll \bar{E}_{DC} \quad (5.35)$$

sowie

$$|E_{DC}(a, b) - \bar{E}_{DC}| \ll 1 \quad (5.36)$$

folgt aus (5.32)

$$\sigma_N^2(a, b) = A^2 [I(a, b) + \bar{E}_{DC}] + \sigma_C^2 \quad (5.37)$$

Wenn mit einer möglichst homogenen Lichtquelle gearbeitet wird, kann man annehmen, dass:

$$|I(a, b) - \bar{I}| \ll 1 \quad (5.38)$$

wobei

$$\langle I(a, b) \rangle_{a,b} = \bar{I} \quad (5.39)$$

den globalen Mittelwert der idealen Elektronenanzahl darstellt. Damit wird (5.37) zu

$$\sigma_N^2 = A^2 [\bar{I} + \bar{E}_{DC}] + \sigma_C^2 \quad (5.40)$$

Mit diesen Vereinfachungen kann man jedes Pixel in $D_{\Delta}(a, b)$ als eine Stichprobe einer mittelwertfreien Zufallsvariable mit einer Varianz von $2\sigma_N^2$ betrachten.

Mit den beiden Bildern $D_1(a, b)$ und $D_2(a, b)$ bekommt man für den globalen Erwartungswert von $\mu(a, b)$ über alle Pixel:

$$\mu = \langle \mu(a, b) \rangle_{a,b} = \bar{I} A + \bar{E}_{DC} A \quad (5.41)$$

Mit (5.40) und (5.41) folgt:

$$\sigma_N^2 = A \mu + \sigma_C^2 \quad (5.42)$$

d.h. die **Globale Totale Varianz des Rauschens (GTR)** σ_N^2 ist proportional zum mittleren Signalwert μ . Die Varianz der signalunabhängigen Rauschanteile kommt als Offset hinzu. Die Steigung der Geraden ist der elektronische Verstärkungsfaktor. Dieses Ergebnis ist nicht verwunderlich, da in der Herleitung von (5.42) der FPN-Faktor durch Differenzbildung herausgemittelt wurde und damit als Hauptrauschanteil nur noch das Poissonverteilte Shot-Noise übrigbleibt bei dem die Varianz gleich dem Mittelwert ist. Gleichung (5.42) bietet die Möglichkeit durch eine lineare Regression (Geradenfit) die Parameter A und σ_C^2 zu schätzen. Die zugehörigen Werte von μ und σ_N^2 erhält man durch die Schätzwerte der Zufallsverteilung. Den Schätzwert des Mittelwerts der Stichprobe aus $D_1(a, b)$ und $D_2(a, b)$ bekommt man durch:

$$\hat{\mu} = \frac{1}{2M} \sum_{1 \leq a \leq m} \sum_{1 \leq b \leq n} (D_1(a, b) + D_2(a, b)) \quad (5.43)$$

Dabei bezeichnet n bzw. m die Anzahl der Zeilen bzw. Spalten und $M = nm$. Der Schätzwert der Varianz von $D_\Delta(a, b)$ ergibt sich zu:

$$\hat{\sigma}_N^2 = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{1 \leq a \leq m} \sum_{1 \leq b \leq n} (D_\Delta(a, b) - \hat{\mu}_\Delta)^2 \quad (5.44)$$

dabei ist $\hat{\mu}_\Delta$ der Schätzwert des Mittelwerts der Stichprobe in $D_\Delta(a, b)$. Mit $\hat{\mu}_\Delta$ und $\hat{\sigma}_N^2$ hat man konsistente Schätzwerte von μ und σ_N^2 . Die lineare Regression kann noch durch die Varianz von $\hat{\sigma}_N^2$ gewichtet werden:

$$\text{var} [\hat{\sigma}_N^2] = \frac{2 (\sigma_N^2)^2}{(M-1)} \approx \frac{2 (\hat{\sigma}_N^2)^2}{(M-1)} \quad (5.45)$$

Dies ist möglich unter der Annahme, dass die einzelnen Pixel in $D_\Delta(a, b)$ normalverteilt sind. Bei hohen Signalwerten ist das gerechtfertigt, da das Shot-Noise das Rauschen der signalunabhängigen Anteile dominiert und die Poissonverteilung des Shot-Noise in eine Gaussverteilung übergeht.

Betrachtet man nun P Bildpaare $D_1(a, b)$ und $D_2(a, b)$ ($1 \leq i \leq P$), die jeweils bei einer anderen mittleren Elektronenanzahl \bar{I} aufgenommen sind und berechnet die Schätzwerte

$\hat{\mu}_i$, $\hat{\sigma}_{N_i}^2$ und $\text{var} [\hat{\sigma}_{N_i}^2]$, können durch einen gewichteten χ^2 -Fit die Schätzwerte \hat{A} und $\hat{\sigma}_C^2$ bestimmt werden:

$$\chi^2 = \sum_{1 \leq i \leq P} \frac{\left(\hat{\sigma}_{N_i}^2 - \left(\hat{A} \hat{\mu}_i + \hat{\sigma}_C^2 \right) \right)^2}{\text{var} [\hat{\sigma}_{N_i}^2]} \quad (5.46)$$

5.3 Fix-Muster Rauschen im Photostrom (FMRP)

Ein Dunkelbild $D_{DC}(a, b)$ mit $I \equiv 0$ kann man mit Gleichung (5.16) folgendermassen formulieren:

$$D_{DC}(a, b) = (N_{DC}(a, b) + N_S(a, b) + N_R(a, b)) A + N_Q(a, b) \quad (5.47)$$

Für den Mittelwert $\langle D_{DC}(a, b) \rangle$ des Dunkelbildes gilt:

$$\langle D_{DC}(a, b) \rangle = \langle N_{DC}(a, b) \rangle A \quad (5.48)$$

da alle anderen Grössen in Gleichung (5.47) mittelwertfrei sind. Die Varianz des Dunkelbildes $D_{DC}(a, b)$ ist die Varianz des Rauschens $\sigma_N^2(a, b)$.

Wenn das Dunkelbild über n Bilder gemittelt wird, bekommt man einen Schätzwert für $\langle N_{DC}(a, b) \rangle A$, der eine Varianz von $\frac{\sigma_N^2(a, b)}{n}$ hat. Dieses so gemittelte Dunkelbild $\widehat{D}_{DC}(a, b)$ wird später bei der Korrektur zum FMRP benutzt.

Um in einer Messung mit einer homogenen Lichtquelle (Ullbrichtkugel) das FMRP $K(a, b)$ abschätzen zu können, wird das Pixel-Modell (5.16) folgendermassen modifiziert:

$$D(a, b) = (K(a, b) [C + V(a, b)] + N_{DC}(a, b)) A + N(a, b) \quad (5.49)$$

dabei wird $I(a, b)$ in eine räumlich konstante Komponente C und in eine räumlich variierende Komponente $V(a, b)$ aufgeteilt:

$$I(a, b) = C + V(a, b) \quad (5.50)$$

$V(a, b)$ modelliert dabei räumliche Beleuchtungsinhomogenitäten. $N(a, b)$ ist das mittelwertfreie Rauschen aus Gleichung (5.19).

Um $K(a, b)$ aus $D(a, b)$ abschätzen zu können, muss man das Fix-Muster Rauschen $K(a, b)$ von den räumlichen Variationen $V(a, b)$ der Lichtquelle, als auch von den räumlichen Variationen der Rauschquellen $N(a, b)$ und $N_{DC}(a, b)$ unterscheiden können.

Um über die räumlichen Variationen der Lichtquelle zu mitteln wird die Kamera über i Bildkonfigurationen senkrecht zur optischen Achse gegen die Lichtquelle verschoben. Jedes Pixel sieht daher von Bildkonfiguration zu Bildkonfiguration jedes Mal einen anderen Teil der Lichtquelle.

Bei jeder Bildkonfiguration wird über n Bilder gemittelt. Dadurch wird über das mittelwertfreie Rauschen $N(a, b)$ gemittelt.

Von jedem Bild der Bildkonfiguration i , das über n Bilder gemittelt wurde, wird das Dunkelbild $\widehat{D_{DC}}(a, b)$ subtrahiert.

Nach Mittelung über n und Subtraktion von $\widehat{D_{DC}}(a, b)$ hat man für jede Bildkonfiguration i ein Bild M_i , in dem nur noch das Fix-Pattern $K(a, b)$ und die räumlichen Variationen der Lichtquelle $V(a, b)$ für räumliche Variationen verantwortlich sind:

$$M_i(a, b) \approx K(a, b) I_i(a, b) A \quad (5.51)$$

Um $I_i(a, b) A$ zu schätzen, wird der Mittelwert $\widetilde{M}_i(a, b)$ in einer Umgebung um $M_i(a, b)$ benutzt. Die Umgebung soll gross genug sein, dass der Mittelwert von $K(a, b)$ nahezu 1 ist. Dann folgt:

$$K_i(a, b) \approx \frac{M_i(a, b)}{\widetilde{M}_i(a, b)} \quad (5.52)$$

Durch Mittelung über die i Bildkonfigurationen erhält man dann den Schätzwert $\hat{K}(a, b)$:

$$\hat{K}(a, b) = \frac{1}{i} \sum_i \frac{M_i(a, b)}{\widetilde{M}_i(a, b)} \quad (5.53)$$

Die Berechnung von $\hat{K}(a, b)$ kann noch durch Eliminierung von Ausreissern verfeinert werden.

Damit kann ein Bild $D(a, b)$ folgendermassen korrigiert werden:

$$D_{Korr}(a, b) = \frac{D(a, b) - \widehat{D_{DC}}(a, b)}{\hat{K}(a, b)} \quad (5.54)$$

Das FMRP kann durch diese Methode korrigiert werden. Das Rauschen im korrigierten Bild ist dominiert vom Shot-Noise $N_S(a, b)$, dessen Varianz proportional zu $I(a, b)$ ist, während im unkorrigierten Bild das Rauschen durch die Fix-Pattern Variationen $K(a, b)$ dominiert ist, deren Varianz proportional zu $I^2(a, b)$ ist.

Teil II

Experimentelle Durchführung und Auswertung

Kapitel 6

Beschreibung des Aufbaus zur radiometrischen Kalibrierung

Abbildung 6.1 zeigt den Messaufbau, wie er für die Kalibriermessungen aufgebaut wurde.



Abbildung 6.1: Aufbau zur radiometrischen Kalibrierung

Der Aufbau besteht aus einem aus Styrodur gefertigten Gehäuse, das innen mit schwarzem Samt ausgelegt wurde. Das Gehäuse ist auf einem aus Holz gefertigten Tisch angebracht. Die Vorderseite des Gehäuses kann in Teilen oder auch komplett abgenommen werden wie in Abbildung 6.1 zu sehen ist. In der Mitte des Aufbaus in Längsrichtung ist ein Verschiebetisch¹ mit 2 Meter Verfahrweg fest mit dem Holztisch verschraubt. Die horizontale Lage des Verschiebetisches kann durch Anbringen von Unterlegscheiben austariert werden.

¹Firma Werner, Furtwangen

Auf dem Schlitten des Verschiebetisches wurden Halterungen für Kameras angefertigt. Ein weiterer Verschiebtisch² mit einer Verfahrslänge von 5 cm konnte ebenfalls darauf befestigt werden. Filterhalterungen konnten sowohl auf dem Schlitten, als auch auf dem Tisch direkt vor der Lichtquelle angebracht werden.

Ganz rechts in der Abbildung sieht man die Ullbrichtkugel³, die mit einem Konstantstrom-Netzgerät⁴ betrieben wurde. Die Halogenlampen können über eine Reihenschaltung einzeln oder gemeinsam betrieben werden. Die Ullbrichtkugel ist bei einer Stromstärke von $I = 2.778A$ von der Firma Oriol kalibriert worden. Es sollte daher immer darauf geachtet werden, dass die Ullbrichtkugel mit dieser Einstellung betrieben wird.

Im Vordergrund links ist eine sogenannte Schleppkette⁵ zu sehen, die verhindert, dass sich Kamerakabel oder sonstige Zuführungen während des Verfahrens mit dem grossen Verschiebetisch verheddern. Unterhalb des Styrodur-Gehäuses erkennt man den Messrechner. Mit der Bildverarbeitungs-Software Heurisko⁶ wurden sowohl die Verschiebtische als auch die Kameras angesteuert.

Während der einzelnen Messungen, wurden innerhalb des Gehäuses Blenden zur Reduktion von Rest-Streulicht angebracht. Ausserdem wurden die sehr hellen und reflektierenden Oberflächenteile des grossen Verschiebetisches, soweit möglich, mit schwarzem Samt abgedeckt.

Bei den Messungen mit der Scientific Pixelfly und der HDRC4 CMOS-Kamera kam der grosse Verschiebetisch nicht zum Einsatz, da bei der Scientific Pixelfly die Linearität durch Variation des programmierbaren elektronischen Shuttters gemessen werden kann, und bei der HDRC4 mussten zu diesem Zweck Neutralfilter verwendet werden. Für die meisten CCD-Kameras bei denen die Belichtungszeit nur über wenige DIP-Schalterstellungen veränderbar ist, kann die Linearität bzw. die Rauschvarianz durch Variationen des Abstandes zur Lichtquelle mit dem Verschiebetisch durchgeführt werden.

²Firma OWIS, Staufen

³Firma Oriol, Darmstadt

⁴Hewlett Packard, München

⁵Konrad Elektronik

⁶AEON-Verlag, Hanau

Kapitel 7

Durchführung der radiometrischen Kalibrierung und Charakterisierung

7.1 Scientific Pixelfly CCD-Kamera

Die Scientific Pixelfly CCD-Digitalkamera [PIX 2001] der Firma PCO-Imaging¹ mit der Auflösung von 1024*1280 Pixeln wurde genauer untersucht. Die Scientific Pixelfly ist eine Progressive Scan Interline-Transfer CCD-Kamera mit einer Analog-Digital Auflösung von 12 bit. Die Scientific Pixelfly hat einen elektronischen Shutter, der Belichtungszeiten im Bereich von $11\mu s$ bis $10s$ gestattet und kann mit zwei verschiedenen Verstärkungen betrieben werden ($\text{Gain} = 0$ oder $\text{Gain} = 1$). Die weiteren technischen Daten findet man im Anhang (C.1).

Zunächst wird der Dunkelstrom der Pixelfly in Abhängigkeit von der Belichtungszeit, als auch die räumlichen Variationen des Dunkelstroms bei konstanter Belichtungszeit untersucht (Abschnitt 7.1.1). Anschliessend wird die Linearität aufgrund von Belichtungszeit-Variationen ausgewertet (Abschnitt 7.1.2). Die weiteren Auswertungen beinhalten die Bestimmung der Globalen Totalen Rauschvarianz (Abschnitt 7.1.3) sowie das Fix-Muster Rauschen im Photostrom (Abschnitt 7.1.4). Abschliessend wird die Quanteneffizienz und die Sensitivität aus den experimentellen Daten berechnet (Abschnitt 7.1.5).

7.1.1 Dunkelstrom

Die Messungen des Dunkelstroms wurden sowohl für die Verstärkung $\text{Gain} = 0$ als auch für $\text{Gain} = 1$ durchgeführt. Des weiteren wurde noch jeweils zwischen kleinen Belichtungszeiten ($11\mu s - 1.12ms$) und grossen Belichtungszeiten ($200ms - 10s$) unterschieden. Aufgrund

¹PCO Computer Optics GmbH, Kelheim, Germany

der enormen Datenmenge eines Vollbildes (2.5 Mbyte!) wurden jeweils nur 20 Bilder aufgenommen, über die, entsprechend den jeweiligen Zielen der Auswertung, gemittelt wurde.

Belichtungszeit-Variationen des Dunkelstroms

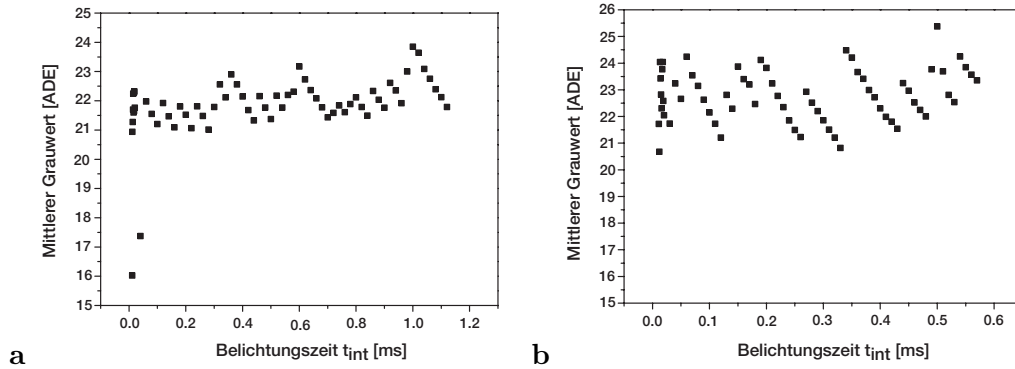


Abbildung 7.1: **a** $0.11 \text{ ms} \leq t_{int} \leq 1.12 \text{ ms}$, gain=0,

b $0.11 \text{ ms} \leq t_{int} \leq 0.57 \text{ ms}$, gain=1

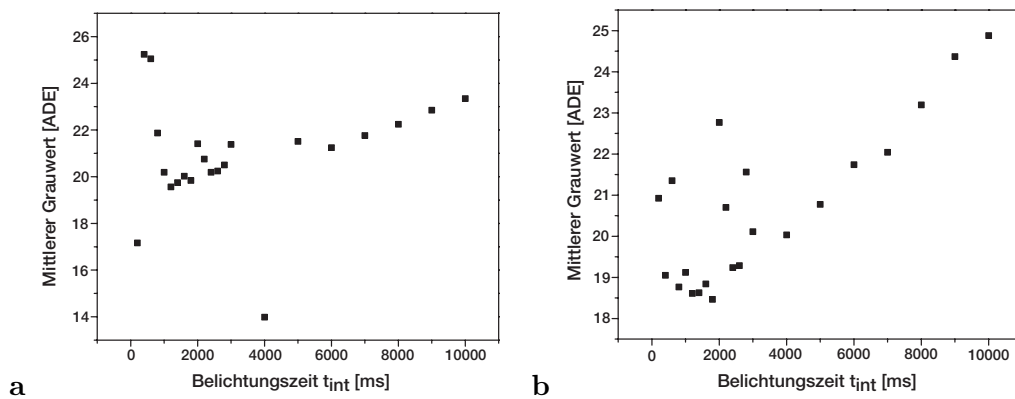


Abbildung 7.2: **a** $0.2 \text{ s} \leq t_{int} \leq 10 \text{ s}$, gain=0

b $0.2 \text{ s} \leq t_{int} \leq 10 \text{ s}$, gain=1

In den Abbildungen 7.1 **a**, **b** ist die Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Belichtungszeit bei den Verstärkereinstellungen Gain = 0 bzw. Gain = 1 aufgetragen. Für Gain = 0 wurde die Belichtungszeit über den Bereich: $0.11 \text{ ms} \leq t_{int} \leq 1.12 \text{ ms}$ variiert. Für Gain = 1 war der Belichtungszeitbereich: $0.11 \text{ ms} \leq t_{int} \leq 0.57 \text{ ms}$.

In den Abbildungen 7.2 **a**, **b** ist der Dunkelstrom in Abhängigkeit von der Belichtungszeit bei den beiden Verstärkereinstellungen Gain = 0 bzw. Gain = 1 aufgetragen. Für beide Verstärkereinstellungen wurde über den Belichtungszeitbereich: $0.2 \text{ s} \leq t_{int} \leq 10 \text{ s}$ variiert.

Fazit:

Bei konstanter Temperatur und konstanter Erzeugungsrates von Elektronen aufgrund der Temperaturbewegung erwartet man eine lineare Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Belichtungszeit. Bei kleinen Belichtungszeiten ist keine signifikante lineare Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Belichtungszeit zu erkennen. Hingegen ist bei grossen Belichtungszeiten, vor allem für Belichtungszeiten die grösser als ca. 6s (bei Gain 1) bzw. 4s (bei Gain 0) sind, eine deutliche lineare Abhängigkeit des Dunkelstroms von der Belichtungszeit zu erkennen.

Räumliche Variationen des Dunkelstroms

Die räumlichen Variationen bei konstanter Belichtungszeit wurden jeweils bei kleiner und bei grosser Belichtungszeit untersucht. In Abbildung 7.3 **a** ist ein Dunkelbild bei einer Belichtungszeit von 0,6 ms bei Gain = 0 zu sehen. Das Bild weist eine deutliche Vertikal-Struktur auf. Ausserdem kann man im Zeilenschnitt des Bildes (Abbildung 7.3 **b**) einen leichten Anstieg der Grauwerte auf der linken Sensorseite erkennen. Der Mittelwert des Dunkelbildes liegt bei $\mu_{Dunkelbild} = 23.17$ und die Varianz bei $\sigma_{Dunkelbild}^2 = 2.84$. Das Dunkelbild bei Gain = 1 bei einer Belichtungszeit von $t = 0.3$ ms sieht qualitativ gleich aus.

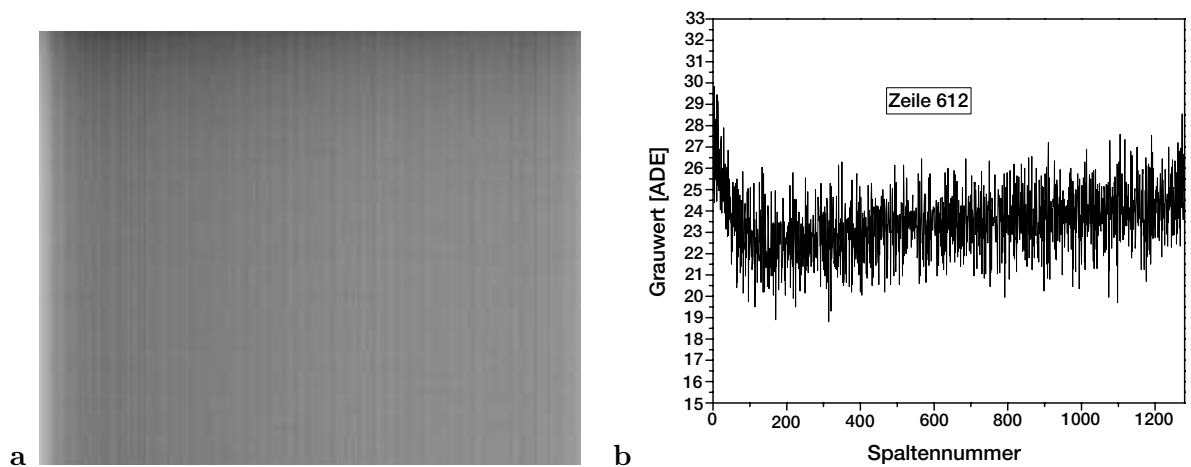
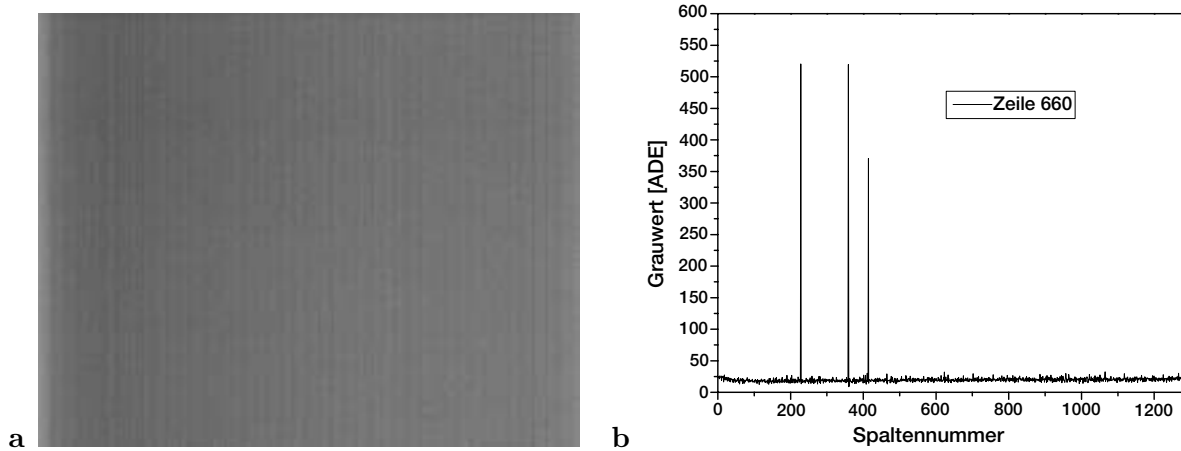


Abbildung 7.3: **a** Dunkelbild bei gain = 0, $t_{int} = 0.6$ ms

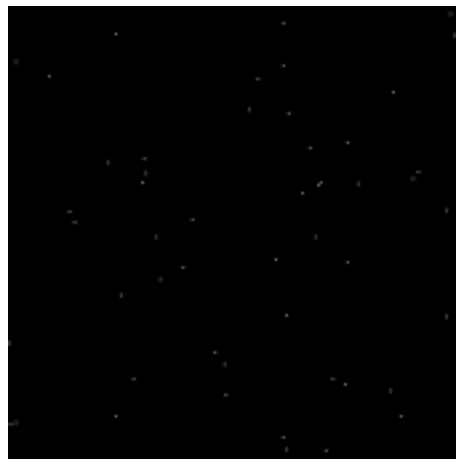
b Zeilenschnitt

In Abbildung 7.4 **a** sieht man ein Dunkelbild bei 4s Belichtungszeit (Gain 1). Dabei erkennt man die gleiche Grundstruktur wie bei kleiner Belichtungszeit mit einem Overlay von punktuellen (Pixel-) Störungen. Im exemplarischen Zeilenschnitt (Abbildung 7.4 **b**) sieht man drei dieser gestörten Pixel. Die sehr grossen Grauwerte drücken sich auch in der Varianz aus ($\sigma_{Dunkelbild}^2 = 235.4 ADE^2$). Der Mittelwert liegt bei $\mu_{Dunkelbild} = 20.03 ADE$.

In Abbildung 7.5 ist in skaliertem Form dieses Overlay der gestörten Pixel dargestellt. Diese Fehlpixel, die man auch **Hotpixel** nennt, besitzen einen erhöhten Dunkelstrom. Als

Abbildung 7.4: **a** Dunkelbild bei $\text{gain} = 1$, $t_{\text{int}} = 4 \text{ s}$ **b** Zeilenschnitt

Hotpixel wurden solche Pixel klassifiziert, deren ADE-Wert mindestens 3 Standardabweichungen über dem Mittelwert des Dunkelbildes liegen. Insgesamt wurden auf diese Art 90 Hotpixel detektiert, deren Mittelwert bei 485 ADE liegt. Die Methode zur Detektion der Hotpixel ist analog zu der in Abschnitt 7.2.1 beschriebenen. Der Maximalwert der Hotpixel liegt bei 647 ADE. Die Untersuchung bei $\text{Gain} = 0$ bei einer Belichtungszeit von $t = 6 \text{ sec}$ ergab die gleiche Anzahl an Hotpixel an der gleichen Position.

Abbildung 7.5: Fehlpixel im Dunkelbild bei $\text{gain} = 1$, $t_{\text{int}} = 4 \text{ s}$

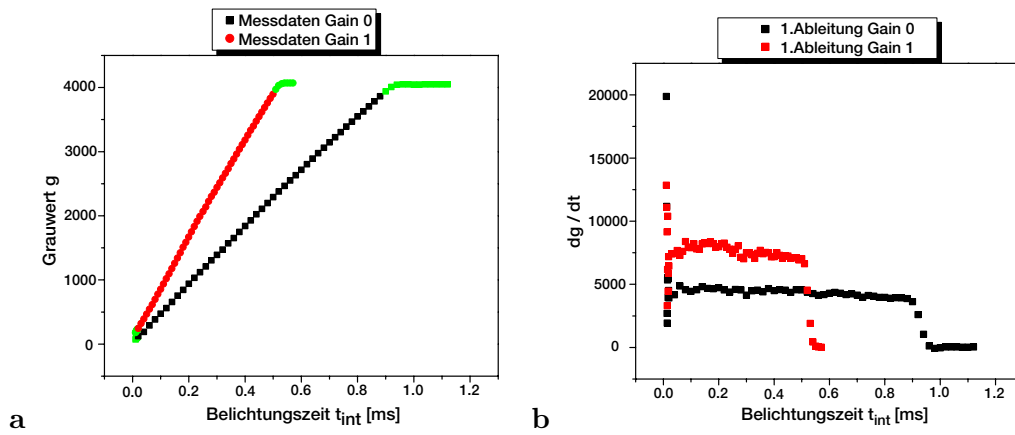
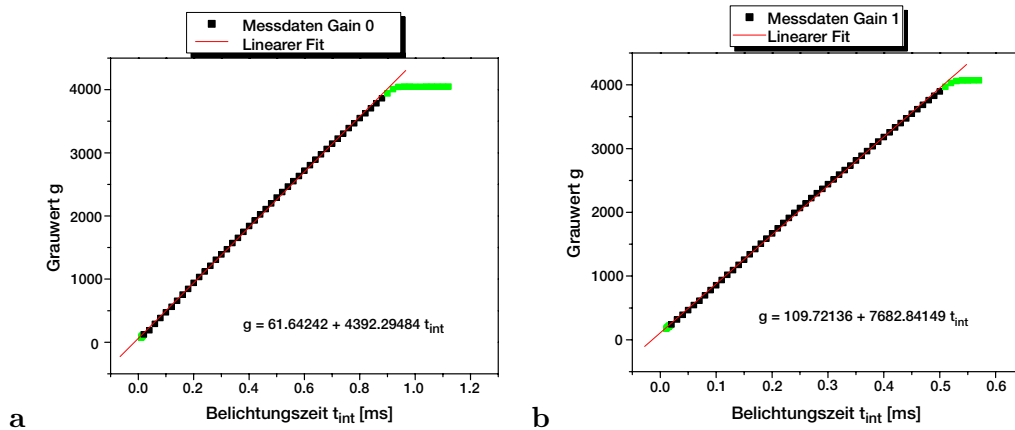
Fazit

Bei der Untersuchung der räumlichen Variationen des Dunkelstroms der Pixelfly bei konstanter Belichtungszeit kann man zum einen die vertikale Struktur der Bilder erkennen. Dies

kann durch den Transport der Ladungen über die vertikalen Schieberegister des Interline-Transfer CCD erklärt werden. Die 90 detektierten Pixel mit erhöhtem Dunkelstrom (Hotpixel) können, bei bekannter Position, vor einer weiteren Bildverarbeitung ausgefiltert werden.

7.1.2 Linearität durch Variation der Belichtungszeit

Die Messungen zur Linearität der Scientific Pixelfly-Kamera wurden im Kalibrier Aufbau im Abstand von 2 Meter von der Öffnung der Ullbrichtkugel zum Sensor der Pixelfly durchgeführt. Da hierbei die Linearität des Sensors von Interesse ist, wurden die Messungen ohne Optik durchgeführt. Gleichzeitig wurde auch eine Korrektur der Messdaten durch Subtraktion der jeweiligen Dunkelbilder vorgenommen. Im weiteren werden diese bereits korrigierten Daten als die Messdaten berechnet. In Abbildung 7.6 **a** sind die Messdaten, die durch Variation der Belichtungszeit erhalten wurden für die Verstärkungen mit Gain = 0 und Gain = 1 aufgetragen. Abbildung 7.6 **b** zeigt die 1.Ableitung dieser Messdaten.

Abbildung 7.6: **a** Messdaten**b** 1. AbleitungAbbildung 7.7: **a** Linearer Fit Gain 0**b** Linearer Fit Gain 1

Aus Abbildung 7.6 **b** wurden nun manuell diejenigen Messdaten ausmaskiert, die sich am Beginn der beiden Kurven (sehr kleine Belichtungszeiten!) und nach dem Knickpunkt von der konstanten Steigung auf Null befinden.

Die ausmaskierten Messdaten in Abbildung 7.6 **a** und auch in allen folgenden Abbildungen sind grün markiert. Für die weiteren Untersuchungen wurden daher folgende Belichtungszeitbereiche herangezogen:

Gain 0: Belichtungszeit t im Bereich: $0.02ms \leq t \leq 0.88ms$

Gain 1: Belichtungszeit t im Bereich: $0.02ms \leq t \leq 0.50ms$

Abbildung 7.7 **a, b** zeigt die Durchführung der Linearen Regression der nicht-maskierten Datenpunkte für die Verstärkereinstellungen Gain = 0 bzw. Gain = 1.

Die analytische Form der Fit-Geraden für Gain = 0 ergibt sich zu:

$$g_0 = (61.64 \pm 8.16) + (4392.30 \pm 15.80) \cdot t_0 \quad (7.1)$$

und für Gain = 1:

$$g_1 = (109.72 \pm 7.61) + (7682.84 \pm 25.72) \cdot t_1 \quad (7.2)$$

Dabei ist g der Grauwert und t die Belichtungszeit in ms. Die Indizes beziehen sich auf die Verstärkereinstellungen Gain = 0 bzw. Gain = 1.

Wie auch schon in Abbildung 7.6 **b** zu erkennen ist, verläuft die Steigung der nicht-maskierten Datenpunkte nicht exakt horizontal. Die Steigung wird bei beiden Verstärkereinstellungen kleiner bei grösseren Belichtungszeiten, d.h. die Kurve ist in sich geneigt. Diesen Eindruck hat man auch beim Betrachten der Fit-Kurven in Abbildung 7.7 **a, b**. Die Fit-Geraden passen sich nicht optimal an die Datenpunkte an.

Zum Vergleich wurden die Messdaten daher einem polynomialen Fit 2.Ordnung unterzogen:

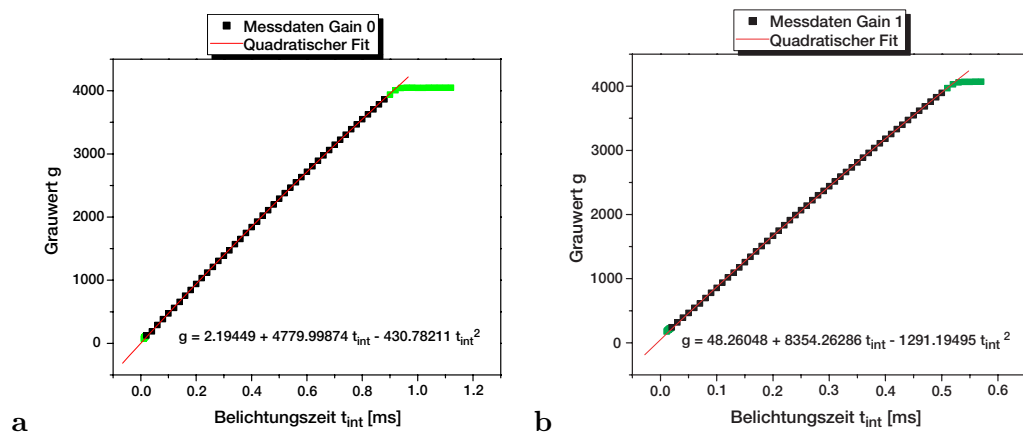


Abbildung 7.8: **a** Quadratischer Fit Gain 0

b Quadratischer Fit Gain 1

Die analytische Form des quadratischen Fits ergibt sich für Gain = 0 zu:

$$g_0 = (2.20 \pm 3.77) + (4780.00 \pm 19.34) \cdot t_0 + (-430.78 \pm 20.84) \cdot t_0^2 \quad (7.3)$$

und für Gain = 1:

$$g_1 = (48.26 \pm 4.72) + (8354.26 \pm 41.67) \cdot t_1 + (-1291.20 \pm 77.88) \cdot t_1^2 \quad (7.4)$$

Beim Vergleich der Abbildungen 7.8 **a,b** mit den Abbildungen 7.7 **a,b** kann man erkennen, dass sich der quadratische Fit viel besser an die Messdaten anpasst.

Zur quantitativen Bewertung wurde daher ein Vergleich der Fitdaten mit den Messdaten durchgeführt. Dazu wurde folgendes Bewertungskriterium benutzt:

$$ABW_i = 100 \cdot \left(1 - \frac{Fitdaten_i}{Messdaten_i} \right) \quad (7.5)$$

Dies ergibt die jeweilige prozentuale Einzel-Abweichung ABW_i der i Fitdaten von den i Messdaten.

Die Abweichung ABW durch den linearen Fit nennt man auch Nichtlinearität und wird mit NL bezeichnet. In [JANESICK 2001] wird ein ähnliches Kriterium zur Bewertung der Nichtlinearität benutzt, mit dem Unterschied, dass statt der Fitdaten ein mittlerer Grauwert bei der entsprechenden mittleren Belichtungszeit verwendet wird.

Die folgende Abbildung 7.9 **a** zeigt die Nichtlinearität bei Gain = 0. In Abbildung 7.9 **b** ist der mittlere Datenbereich deutlicher dargestellt.

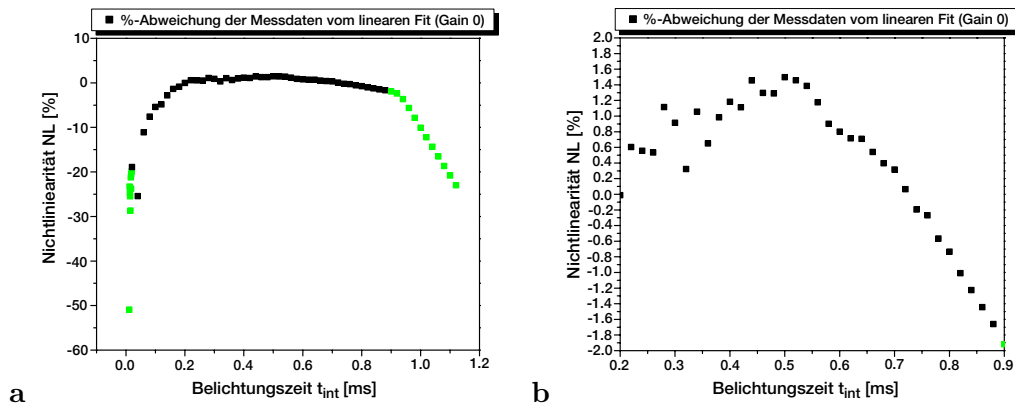
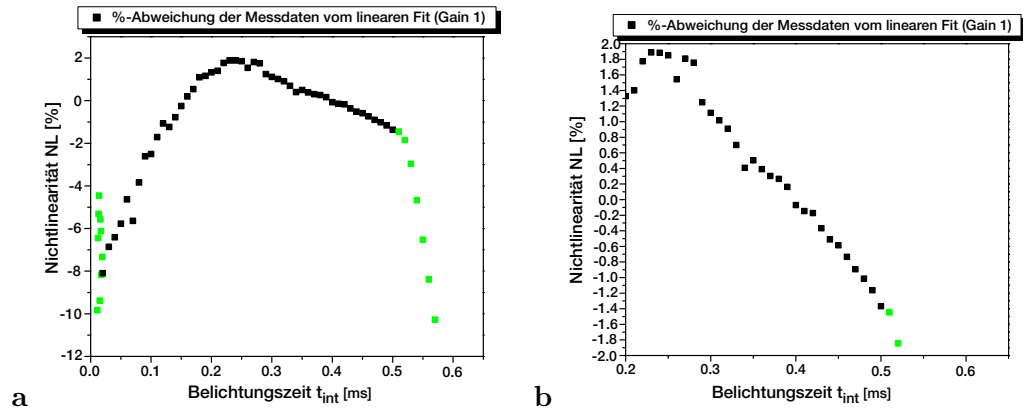


Abbildung 7.9: **a** Nichtlinearität bei Gain 0 **b** Nichtlinearität bei Gain 0 (vergrößert)

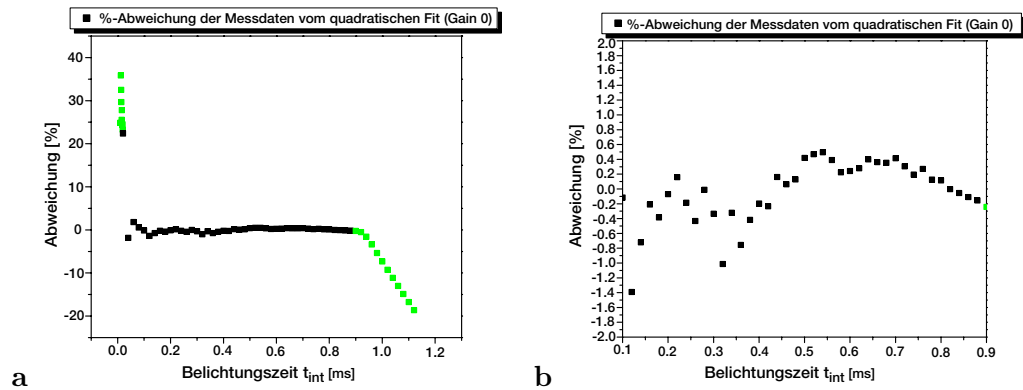
Man kann erkennen, dass sich die Nichtlinearität bei Gain = 0 in den mittleren Datenbereichen in den Grenzen $-1.8\% \leq NL \leq 1.4\%$ verläuft.

Abbildung 7.10 **a** zeigt die Nichtlinearität bei Gain = 1. In Abbildung 7.10 **b** ist der mittlere Datenbereich deutlicher dargestellt. Die Nichtlinearität bei Gain = 1 verläuft in den mittleren Datenbereichen in den Grenzen $-1.4\% \leq NL \leq 1.9\%$.

Abbildung 7.10: **a** Nichtlinearität bei Gain 1**b** Nichtlinearität bei Gain 1 (vergrössert)

Die grösseren Abweichungen bei kleinen Belichtungszeiten kann man zu einen mit der grösseren Ungenauigkeit des Fits bei sehr kleinen Werten erklären und zum anderen, wie auch schon bei der Untersuchung des Dunkelstroms zu erkennen war, durch auftretende Nichtlinearitäten der Kamera bei kleinen Belichtungszeiten.

Die Abweichung der Fitdaten von den Messdaten wurde ebenfalls für den quadratischen Fit durchgeführt. Abbildung 7.11 **a** zeigt die Abweichung bei Gain = 0. In Abbildung 7.11 **b** ist der interessierende mittlere Datenbereich vergrössert dargestellt.

Abbildung 7.11: **a** Quad Abweichung bei Gain 0**b** Vergrösserung bei Gain 0

Die Abweichung des quadratischen Fits ABW_{quad} von den Messdaten liegt bei Gain = 0 in den Grenzen $-1.4\% \leq ABW_{quad} \leq 0.4\%$.

Abbildung 7.12 **a** zeigt die Abweichung bei Gain = 1. In Abbildung 7.12 **b** ist der interessierende mittlere Datenbereich vergrössert dargestellt.

Die Abweichung des quadratischen Fits ABW_{quad} von den Messdaten liegt bei Gain = 1 in den Grenzen $-1.7\% \leq ABW_{quad} \leq 0.65\%$.

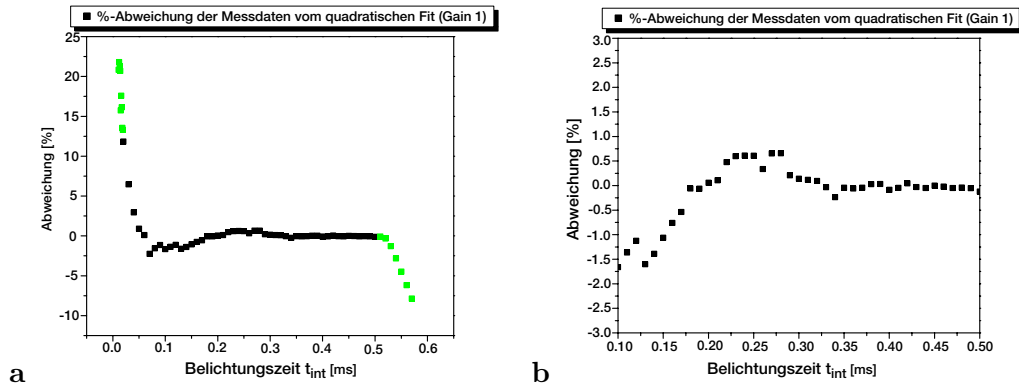


Abbildung 7.12: a Quad Abweichung bei Gain 1

b Vergrößerung bei Gain 1

Zur besseren Übersicht werden die obigen Ergebnisse in der Tabelle 7.1 zusammengefasst:

	NL	$\langle NL \rangle_{abs}$	ABW_{quad}	$\langle ABW_{quad} \rangle_{abs}$
Gain 0	$-1.8\% \leq NL \leq 1.4\%$	2.46%	$-1.4\% \leq ABW_{quad} \leq 0.4\%$	0.89%
Gain 1	$-1.4\% \leq NL \leq 1.9\%$	1.70%	$-1.7\% \leq ABW_{quad} \leq 0.65\%$	0.87%

Tabelle 7.1: Nichtlinearitätsuntersuchung der Scientific Pixelfly

mit $\langle NL \rangle_{abs}$ als mittlerer absoluter Abweichung von der Linearität der nicht-ausmaskierten Messdaten bei den entsprechenden Belichtungszeiten für Gain = 0 und Gain = 1 und $\langle ABW_{quad} \rangle_{abs}$ als der mittleren absoluten Abweichung vom quadratischen Fit der nicht-ausmaskierten Datenpunkte bei den Belichtungszeiten für Gain = 0 und Gain = 1. Aus der Tabelle kann man erkennen, dass der quadratische Fit sich sehr viel besser an die Messdaten anpasst. Dies bestätigt den ersten visuellen Eindruck. Bei der Diskussion der Abbildung 7.6 b wurde auch schon erwähnt, dass die Steigung der Messdaten nicht sehr gut horizontal verläuft, sondern in sich geneigt erscheint, d.h. die Steigung wird kleiner bei höheren Werten.

Fazit:

Bei der Untersuchung der Linearität der Scientific Pixelfly ergibt sich, dass die Antwortkurve der Kamera kleine nichtlineare Anteile besitzt, die sich in einer mittleren Abweichung von 2.46% bei Gain = 0 bzw. 1.70% bei Gain = 1 von der idealen linearen Kurve ausdrückt. Aus den Messungen zur Antwortkurve der Scientific Pixelfly lassen sich folgende Ergebnisse extrahieren:

Linearitätsbereich

Wie die Messungen zeigen, hat die Kamera bei kleinen Belichtungszeiten zu grosse Abweichungen von einem linearen Verlauf. Dies kann unter anderem durch den Smear-Effekt

erklärt werden. Das sind fehlerhafte Signale, die beim Interline-Transfer CCD durch gestreute Photonen, die in das abgedunkelte Schieberegister eintreten, anstatt in den Photodioden gesammelt zu werden, erzeugt werden. Der Smeareffekt wird grösser bei kleinen Belichtungszeiten. Daher sollten ganz kleine Belichtungszeiten (≤ 0.02 ms) vermieden werden. Bei grösseren Belichtungszeiten ist der Übergang in die Sättigung die Grenze, an der die Nichtlinearität beginnt. Dieser Übergang geht aber nicht sprunghaft, sondern beginnt schon vor der eigentlichen Sättigung. Im Einzelnen bekommt man für die beiden Verstärkereinstellungen folgende Linearitätsbereiche (Tabelle 7.2):

	Untere Grenze der Linearität		Obere Grenze der Linearität	
	Grauwert	relativer Fehler	Grauwert	relativer Fehler
Gain 0	149.50 ± 8.50	5.69%	3926.86 ± 22.06	0.56%
Gain 1	263.38 ± 8.12	3.10%	3951.14 ± 20.47	0.52%

Tabelle 7.2: Linearitätsbereiche der Scientific Pixelfly

Die Tabelle gibt die jeweils untere und obere Grenze der Grauwerte für beide Verstärkereinstellungen, innerhalb der die Kamera eine tolerierbare Linearität besitzt.

Sättigung, CCD Gain

Bei einer CCD-Kamera muss man 2 verschiedene Typen von Sättigung unterscheiden, die sich als Maximalwerte ausdrücken lassen:

1. **maximale Ladungskapazität eines Pixels**
2. **maximaler Wert des Analog-Digital-Wandlers**

Die Maximale Anzahl an Ladungen FWC (engl. Full Well Capacity), die ein Pixel der Scientific Pixelfly aufnehmen kann gibt der Hersteller mit $FWC = 22000$ Elektronen an.

Gleichzeitig gibt der Hersteller den CCD Gain-Faktor mit 4.5 Elektronen pro Analog-Digital-Einheit ADE (engl. Analog-Digital-Unit = ADU) an. Als Vorgriff auf das nächste Unterkapitel 7.1.3 soll an dieser Stelle erwähnt werden, dass für Gain = 0 experimentell der CCD Gain-Faktor zu $4.495 \pm 0.766 \frac{e^-}{ADE}$ ermittelt wurde. Für Gain = 1 wurde der CCD Gain-Faktor zu $2.577 \pm 0.496 \frac{e^-}{ADE}$ ermittelt. Dort wird auch gezeigt, wie man diese Werte berechnen kann. Der vom Hersteller angegebene Wert des CCD Gain-Faktors bezieht sich also offensichtlich auf die Verstärkung Gain = 0. Bei Gain = 1 kann man annehmen, dass der Hersteller einen CCD Gain-Faktor von $2.5 \frac{e^-}{ADE}$ gewählt hat.

Mit den experimentell ermittelten Werten für den CCD Gain-Faktor ist es nun möglich von den Grauwerten (ADE) auf die Anzahl der Elektronen zurück zu rechnen. Die maximale Anzahl an Elektronen $n_{e^-}^{ADE}$ bei dem Maximal-Wert des Analog-Digital-Wandlers kann folgendermassen für die Pixelfly bei Gain = 0 berechnet werden:

$$n_{e_{g_0}^-}^{ADE} = e_{g_0^-} \cdot n_{ADE} = (4.495 \pm 0.766) \cdot 2^{12} = (18411 \pm 3138) e^- \quad (7.6)$$

und für Gain = 1:

$$n_{e_{g_1}^-}^{ADE} = e_{g_1^-} \cdot n_{ADE} = (2.577 \pm 0.496) \cdot 2^{12} = (10555 \pm 2031) e^- \quad (7.7)$$

dabei ist n_{ADE} die Anzahl der Quantisierungsstufen des 12 bit Analog-Digital-Wandlers (ADC). Der CCD Gain Faktor dient zusammen mit den beiden linearen Regressions-Gleichungen (7.1),(7.2) zur Ermittlung der Anzahl der Rauschelektronen, wie sie im folgenden Unterkapitel 7.1.3 durchgeführt wird. Damit kann dann auch der Dynamische Bereich der Kamera ermittelt werden.

Die Abbildungen 7.13 **a,b** zeigen die, mit den experimentell ermittelten CCD Gain-Faktoren umgerechneten, Werte für die Anzahl der Elektronen bei beiden Verstärkereinstellungen Gain = 0 und Gain = 1. In diesen Abbildungen sind auch die Fehlerbalken mit eingetragen, wie sie durch die lineare Regression und den Berechnungen der CCD Gain-Faktoren erhalten wurden. Die grünen Datenbereiche sind wieder diejenigen, die ausserhalb der linearen Bereiche der Messdaten liegen.

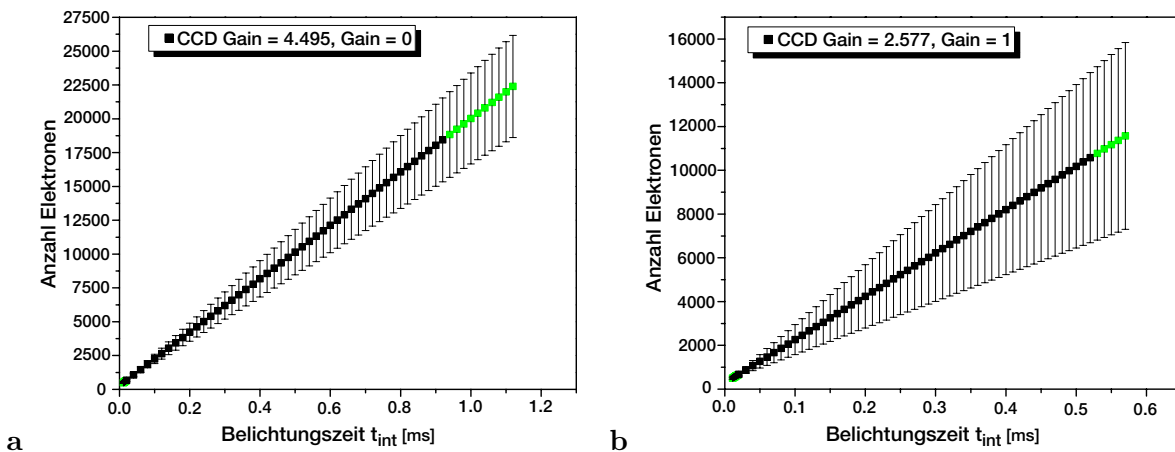


Abbildung 7.13: **a** Elektronenanzahl bei Gain 0

b Elektronenanzahl bei Gain 1

7.1.3 Globale Totale Rauschvarianz (GTR)

Die Auswertung der Globalen Totalen Rauschvarianz (GTR) der Scientific Pixelfly-Kamera wird mit den gleichen Messdaten, die zur Bestimmung der Linearität benutzt wurden, durchgeführt (siehe Unterkapitel 7.1.2). Die Ergebnisse, die den Linearitätsbereich betreffen, wurden bei der Auswertung zur Globalen Totalen Rauschvarianz miteinbezogen. Die Berechnung der GTR wird mit der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Methode durchgeführt. Dazu wurde jeweils Bild 5 und Bild 15 aus den Bildsequenzen extrahiert. Aus der Differenz dieser beiden Bilder, bei allen betrachteten Belichtungszeiten, erhält man dann die Globale Totale Rauschvarianz. In den Abbildungen 7.14 **a**, **b** ist das Ergebnis graphisch für die Verstärkereinstellungen Gain = 0 und Gain = 1 dargestellt. Die grün markierten Datenbereiche, sind dieselben ausmaskierten Datenbereiche, wie sie durch die Untersuchung zur Linearität der Pixelfly erhalten wurden. In den Abbildungen ist ebenfalls eine lineare Regression durchgeführt worden. Dies sind die rot markierten, durchgezogenen Kurven.

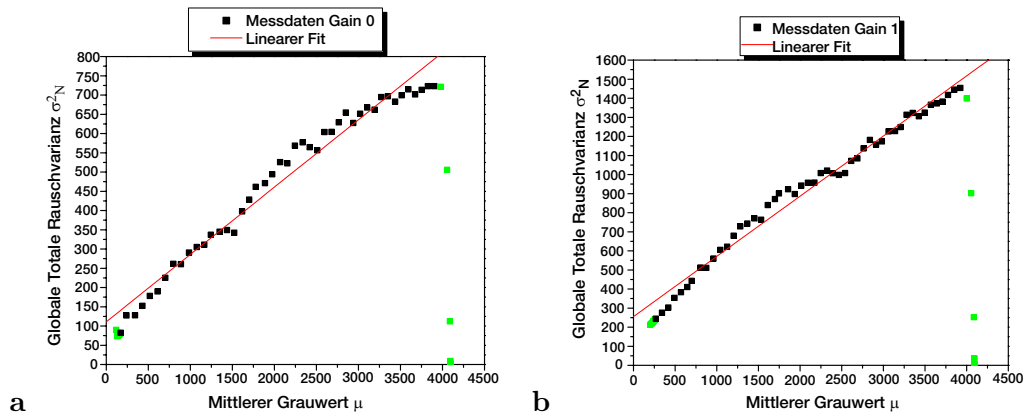


Abbildung 7.14: **a** Rauschvarianz bei Gain 0 **b** Rauschvarianz bei Gain 1

Analytisch ergibt sich für Gain = 0 folgende Form der Fit-Geraden:

$$\sigma_{N_0}^2 = (110.96 \pm 10.88) + (0.175 \pm 0.0046) \cdot \mu_0 \quad (7.8)$$

und für Gain = 1:

$$\sigma_{N_1}^2 = (255.75 \pm 14.53) + (0.316 \pm 0.0061) \cdot \mu_1 \quad (7.9)$$

Man erkennt, dass sich die GTR nicht sehr gut an eine Gerade anpassen lässt. Zwar lässt sich ein deutlicher Anstieg der GTR erkennen, aber es gibt Schwankungsbereiche, die es schwer machen, der GTR eine eindeutige Gerade zuzuordnen.

Zur weiteren Untersuchung wurde daher eine gewichtete lineare Regression durchgeführt. Die Wichtungsfaktoren sind dabei die Varianzen der (berechneten) GTR.

Die Abbildungen 7.15 **a**, **b** zeigen das Ergebnis des gewichteten linearen Fits.

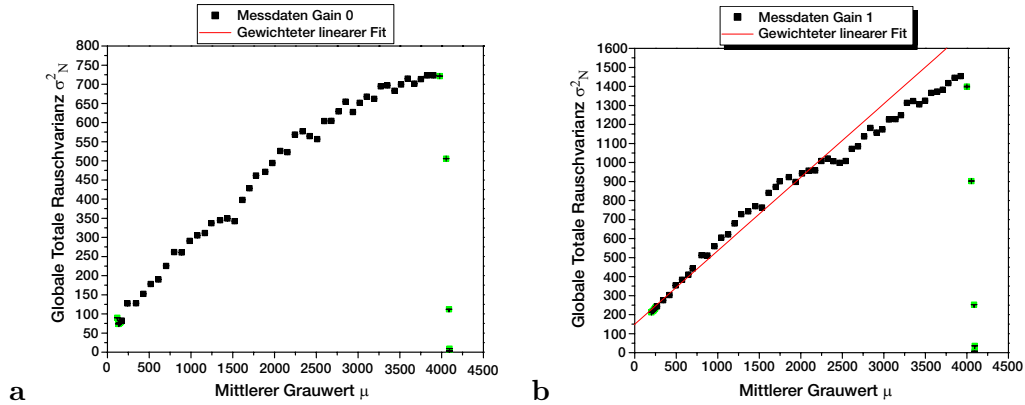


Abbildung 7.15: **a** Gewichteter Fit Gain 0

b Gewichteter Fit Gain 1

Die gewichtete lineare Regression für Gain = 0 ergibt:

$$\sigma_{N_0}^2 = (51.17 \pm 0.012) + (0.221 \pm 0.0000304) \cdot \mu_0 \quad (7.10)$$

und für Gain = 1:

$$\sigma_{N_1}^2 = (149.83 \pm 0.083) + (0.386 \pm 0.000129) \cdot \mu_1 \quad (7.11)$$

Im Vergleich zu den ungewichteten Fits kann man erkennen, dass sich die Fit-Geraden besser an die unteren bis mittleren Datenbereiche anpassen. Allerdings wird die Neigung der oberen Datenbereiche durch die Wichtung nicht mehr so gut erfasst. Da die Steigung der GTR-Kurven direkt dem elektronischen Verstärkungsfaktor entspricht, liegt die Vermutung nahe, dass die Kamera bei grösseren Helligkeiten den Verstärkungsfaktor nicht mehr exakt linear umsetzen kann. Dies kann man durch Differentiation der GTR-Kurven sehr gut erkennen (Abbildungen 7.16 **a**, **b**):

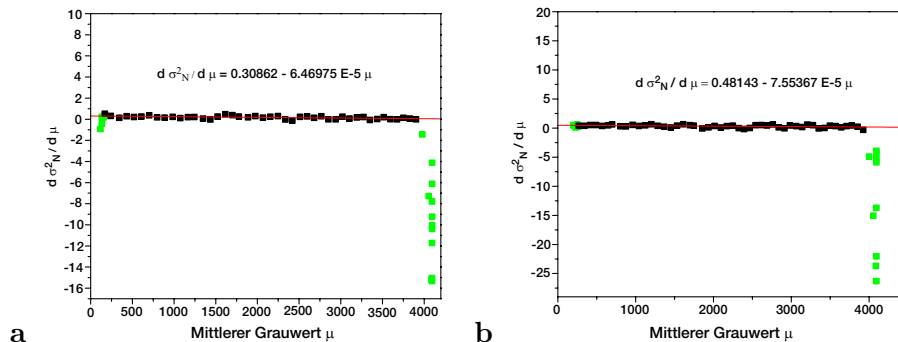


Abbildung 7.16: **a** Ableitung bei Gain 0

b Ableitung bei Gain 1

Für die Differentiation bei Gain = 0 bekommt man:

$$\frac{d\sigma_{N_0}^2}{d\mu_0} = (0.308 \pm 0.04) - (0.000065 \pm 0.000017) \cdot \mu_0 \quad (7.12)$$

und bei Gain = 1:

$$\frac{d\sigma_{N_1}^2}{d\mu_1} = (0.481 \pm 0.068) - (0.000076 \pm 0.000028) \cdot \mu_1 \quad (7.13)$$

In beiden Ableitungs-Kurven sieht man, dass die Steigung leicht negativ ist. Dies bestätigt die Vermutung, dass die Steigung der GTR-Kurven mit zunehmenden Grauwerten, bei beiden Verstärkereinstellungen, leicht abnimmt. Daher wurde eine nochmalige lineare Regression mit manuell ausgewählten Datenpunkten durchgeführt, wobei die Datenpunkte aus den kleinen bis mittleren Datenbereichen benutzt wurden:

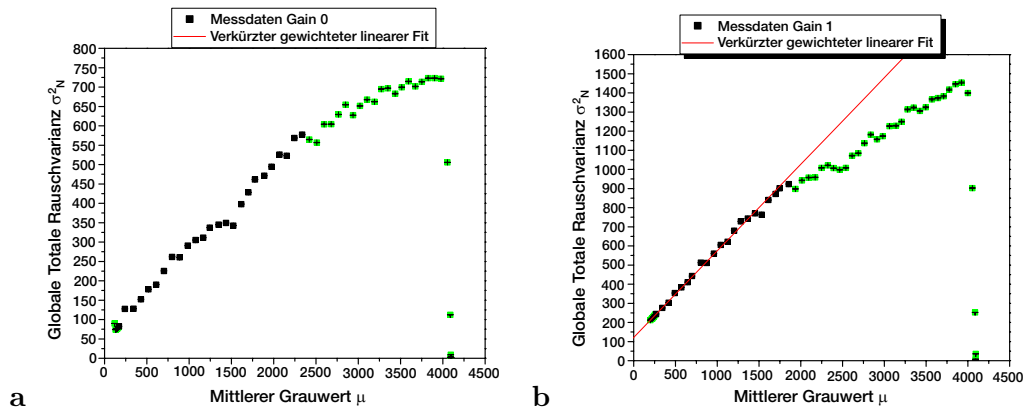


Abbildung 7.17: **a** Verkürzter Fit Gain 0 **b** Verkürzter Fit Gain 1

Die Abbildungen 7.17 **a**, **b** zeigen die Ergebnisse dieser linearen Regression über den verkürzten Datenbereich bei kleinen bis mittleren Werten. Deutlich zu erkennen ist der Knick der Kurven in den mittleren Datenbereichen.

Der verkürzte Fit ergibt folgende analytische Form für Gain = 0:

$$\sigma_{N_0}^2 = (47.35 \pm 0.013) + (0.236 \pm 0.000037) \cdot \mu_0 \quad (7.14)$$

bzw. für Gain = 1:

$$\sigma_{N_1}^2 = (121.88 \pm 0.108) + (0.452 \pm 0.00021) \cdot \mu_1 \quad (7.15)$$

In der folgenden Tabelle 7.3 werden die Ergebnisse der Untersuchungen der Globalen Totalen Rauschvarianz der Scientific Pixelfly-Kamera zusammengefasst:

	Linearer Fit		Gewichteter Fit		Verkürzter Fit	
	σ_C^2	A	σ_C^2	A	σ_C^2	A
Gain 0	110.96 ± 10.88	0.175 ± 0.0046	51.17 ± 0.012	0.221 ± 0.0000304	47.35 ± 0.013	0.236 ± 0.000037
Gain 1	255.75 ± 14.53	0.316 ± 0.0061	149.83 ± 0.083	0.386 ± 0.000129	121.88 ± 0.108	0.452 ± 0.00021

Tabelle 7.3: σ_C^2, A bei der Scientific Pixelfly

Der Offset σ_C^2 für Gain = 0 und für Gain = 1 ist bei der linearen Regression mit dem verkürzten Datensatz am kleinsten. Die Steigung A nimmt dabei grössere Werte an.

CCD Gain, Ausleserauschen

Wie im Kapitel 5 gezeigt ist, setzt sich die Varianz σ_C^2 aus dem Quantisierungsrauschen und dem Ausleserauschen zusammen:

$$\sigma_C^2 = A^2 \sigma_R^2 + \sigma_Q^2 \quad (7.16)$$

Daraus folgt für die Standardabweichung des Ausleserauschens;

$$\sigma_R = \frac{1}{A} \sqrt{\sigma_C^2 - \frac{1}{12}} \quad (7.17)$$

mit $\sigma_Q^2 = \frac{1}{12}$ mit der Einheit $[ADE^2]$ [JHNE 1997]. Der Faktor A entspricht der Konversion von eingehenden Elektronen in ADE (Grauwerte). Die Einheit ist also $[\frac{ADE}{e^-}]$. Der Faktor $\frac{1}{A}$ hat die Einheit $[\frac{e^-}{ADE}]$. Dies ist der schon im vorherigen Abschnitt 7.1.2 und in Abschnitt 5.1 erwähnte CCD Gain-Faktor. Für die weiteren Berechnungen werden die Werte, die durch den sogenannten verkürzten Fit erhalten wurden, benutzt. Bei Gain = 0 bekommt man für den CCD Gain-Faktor:

$$e_{g_0}^- = \frac{1}{A_0} = 4.237 \pm 6.64 \cdot 10^{-4} \frac{e^-}{ADE} \quad (7.18)$$

und bei Gain = 1:

$$e_{g_1}^- = \frac{1}{A_1} = 2.212 \pm 1.03 \cdot 10^{-3} \frac{e^-}{ADE} \quad (7.19)$$

Die Fehler sind durch die übliche Fehlerfortpflanzung berechnet worden. Der Hersteller gibt nur einen CCD Gain-Faktor von $4.5 \frac{e^-}{ADE}$ an, der sich wohl auf den Verstärkungsfaktor Gain = 0 bezieht.

Die Berechnung des Ausleserauschens nach Gleichung (7.17) ergibt als Ergebnis direkt die

Anzahl an Elektronen, die durch das Ausleserauschen erzeugt werden. Das Ausleserauschen für $\text{Gain} = 0$ ergibt sich zu:

$$\sigma_{R_0} = \frac{1}{A_0} \sqrt{\sigma^2_{C_0} - \frac{1}{12}} = 29.13 \pm 4.0 \cdot 10^{-3} e^- \quad (7.20)$$

und für $\text{Gain} = 1$:

$$\sigma_{R_1} = \frac{1}{A_1} \sqrt{\sigma^2_{C_1} - \frac{1}{12}} = 24.42 \pm 1.17 \cdot 10^{-3} e^- \quad (7.21)$$

Der Hersteller gibt das Ausleserauschen mit $\sigma_R = 13 e^-$ mit einem Schwankungsbereich von $[11 - 17] e^-$ an.

Aus den berechneten Werten des Ausleserauschs kann nun der experimentell ermittelte dynamische Bereich Dyn der Kamera in der Einheit Dezibel (dB) berechnet werden.

Für $\text{Gain} = 0$ bekommt man:

$$Dyn_0 = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{n_{FWC}}{\sigma_{R_0}} \right) = 57.56 \pm 4.05 \cdot 10^{-4} \text{ dB} \quad (7.22)$$

und für $\text{Gain} = 1$:

$$Dyn_1 = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{n_{FWC}}{\sigma_{R_1}} \right) = 59.09 \pm 1.41 \cdot 10^{-4} \text{ dB} \quad (7.23)$$

Der Hersteller gibt den dynamischen Bereich mit $Dyn = 64.5 \text{ dB}$ an.

Fazit

Die Diskrepanz zwischen der Herstellerangabe bei $\text{Gain} = 0$ und dem experimentell ermittelten Wert für den CCD Gain-Faktor lassen sich durch die schon erwähnten Probleme der Kamera bei sehr kleinen Belichtungszeiten erklären. Die experimentell ermittelten Werte der GTR scheinen bei diesen kleinen Belichtungszeiten systematisch zu hoch zu liegen. Gleichzeitig kommen noch nichtlineare Effekte hinzu, die die Grösse von A , die über den Fit ermittelt wurde, ebenfalls beeinflussen. Dasselbe trifft auf die experimentell ermittelte Anzahl an Ausleseraus-Elektronen zu. Die Erklärung der Effekte kann man ebenfalls auf den Smear-Effekt bei kleinen Belichtungszeiten zurückführen.

Relativer Fehler, Signal-Rausch-Verhältnis

Aus den Kurven zur Linearität und der GTR kann kann der relative Fehler der Kamera in Abhängigkeit von der Belichtungszeit berechnet werden. Der relative Fehler berechnet sich wie folgt:

$$ERR_{rel}(t_{int}) = \frac{\sqrt{GTR}}{\langle S - B \rangle}(t_{int}) \quad (7.24)$$

dabei ist S das globale gemittelte Signal-Bild in Abhängigkeit von der Belichtungszeit. B ist das global gemittelte Dunkelbild. Dies sind diesselben Daten die auch bei den Berechnungen zur Linearität benutzt wurden.

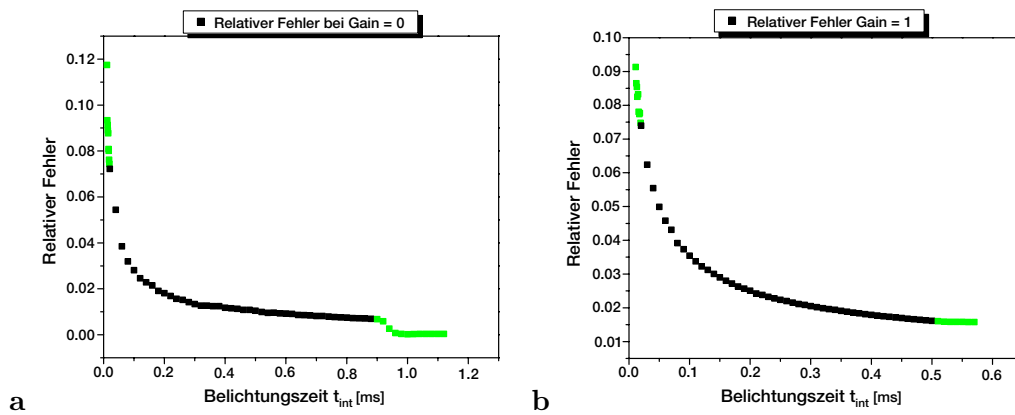


Abbildung 7.18: **a** Relativer Fehler Gain 0 **b** Relativer Fehler Gain 1

Die Abbildungen 7.18 **a**, **b** zeigen den relativen Fehler der Scientific Pixelfly für die beiden Verstärkereinstellungen Gain = 0 und Gain = 1. Man erkennt in beiden Abbildungen die erwartete Abhängigkeit $\propto \frac{1}{\sqrt{t_{int}}}$ bzw. $\propto \frac{1}{\sqrt{S}}$.

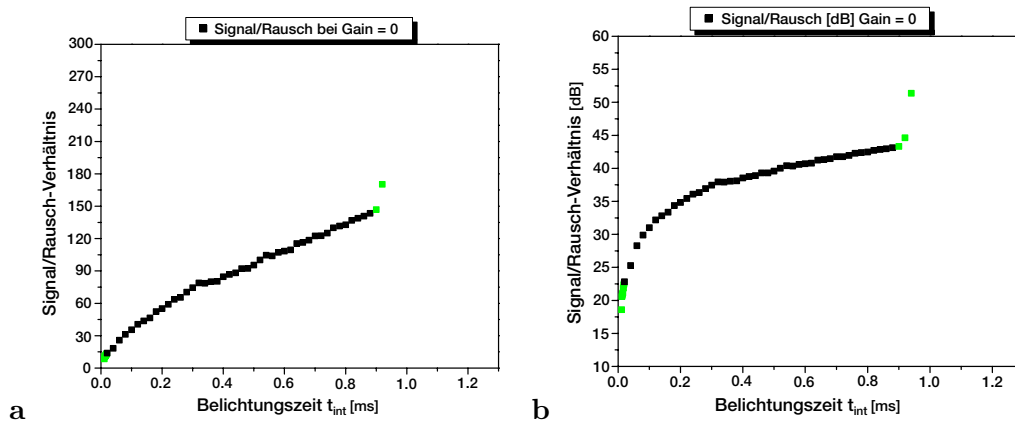


Abbildung 7.19: **a** S/N Gain 0 **b** S/N Gain 0 in dB

Abbildung 7.19 **a** zeigt den Kehrwert des relativen Fehlers bzw. das (lineare) Signal-Rausch-Verhältnis für Gain = 0. In Abbildung 7.19 **b** ist das (logarithmische) Signal-Rausch-Verhältnis für Gain = 0 in der Einheit Dezibel(dB) aufgetragen.

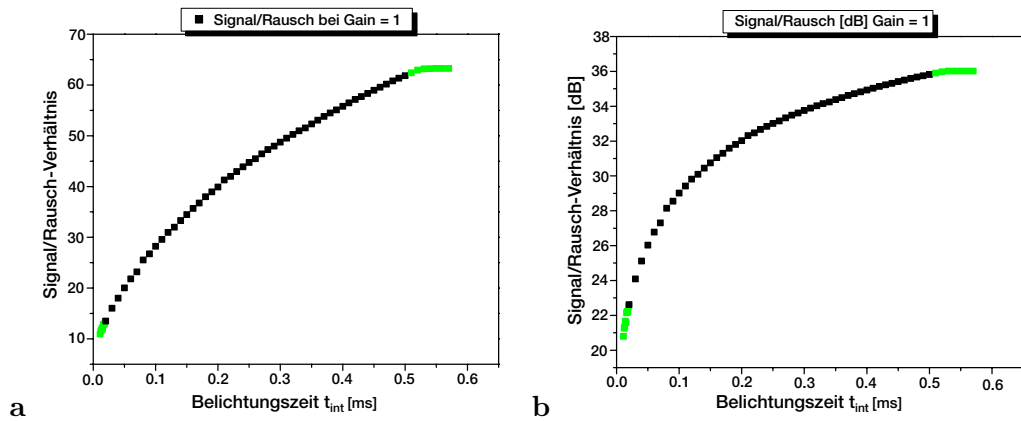


Abbildung 7.20: **a** S/N Gain 1 **b** S/N Gain 1 in dB

Die Abbildungen 7.20 **a**, **b** zeigen die analogen Schaubilder des Signal-Rausch-Verhältnisses bei Gain = 1.

Fazit

Das maximale experimentell ermittelte Signal-Rausch-Verhältnis innerhalb des tolerierbaren Linearitätsbereich der Kamera ist $S/N_{max_0} = 43.13 \text{ dB}$ für Gain = 0 und $S/N_{max_1} = 35.82 \text{ dB}$ für Gain = 1. Die Kurven des Signal-Rausch-Verhältnisses zeigen die typische $\sqrt{t_{int}}$ -Abhängigkeit, wie sie bei einer CCD-Kamera zu erwarten ist.

Alternativmethode zur Bestimmung des CCD Gain-Faktors und des Ausleserauschens

Die Rauschuntersuchungen mit der Berechnung der Globalen Totalen Rauschvarianz haben gezeigt, dass die Scientific Pixelfly vor allem bei kleinen Belichtungszeiten die Verstärkung bei ankommendem Photostrom nicht konstant umsetzen kann. Eine Regressionsmethode ist üblicherweise immer einer Methode vorzuziehen, die nur wenige Datenpunkte benutzt. Treten allerdings systematische Fehler auf, so ist das nicht mehr der Fall. Eine Methode, die den CCD Gain-Faktor und das Ausleserauschen aus nur zwei (gemittelten) Bildern bestimmt, was also eine 2-Punkt-Methode ist, wird hier alternativ durchgeführt. Prinzipiell ist der Ansatz gleich. Aus der Differenz von zwei Bildern bei gleicher Bestrahlungstärke wird die Varianz berechnet. Dabei bewirkt die Differenzbildung, dass Pixelinhomogenitäten (Fix Muster Rauschen), extrahiert werden.

In [HOWELL 2000] wird die Methode beschrieben, allerdings ohne Berücksichtigung der dahinterliegenden physikalischen Theorie. In [JANESICK 2001] kann man die theoretischen Aspekte dieser Methode nachlesen.

Zur Berechnung des CCD Gain-Faktors und des Ausleserauschens benötigt man 2 Dunkelbilder $B_1(x, y)$ und $B_2(x, y)$ und 2 homogene Bilder (flatfields) $F_1(x, y)$ und $F_2(x, y)$, die den mittleren bis oberen Linearitätsbereich der Kamera abdecken. Der CCD Gain-Faktor wird dann wie folgt berechnet:

$$e_g^- = \frac{(\bar{F}_1 + \bar{F}_2) - (\bar{B}_1 + \bar{B}_2)}{\sigma_{F_1(x,y) - F_2(x,y)}^2 - \sigma_{B_1(x,y) - B_2(x,y)}^2} \quad (7.25)$$

dabei sind \bar{F}_1 , \bar{F}_2 , \bar{B}_1 , \bar{B}_2 die globalen Mittelwerte von $F_1(x, y)$, $F_2(x, y)$, $B_1(x, y)$ und $B_2(x, y)$. $\sigma_{F_1(x,y) - F_2(x,y)}^2$ und $\sigma_{B_1(x,y) - B_2(x,y)}^2$ sind die globalen Varianzen der Differenzbilder $F_1(x, y) - F_2(x, y)$ bzw. $B_1(x, y) - B_2(x, y)$. Der CCD Gain-Faktor e_g^- ergibt die Anzahl an Elektronen pro Grauwertstufe mit der Einheit $\left[\frac{e^-}{ADU}\right]$.

Das Ausleserauschen wird folgendermassen berechnet:

$$\sigma_R = \frac{e_g^- \cdot \sigma_{B_1 - B_2}}{\sqrt{2}} \quad (7.26)$$

Der Faktor $\sqrt{2}$ kommt rein, weil bei Addition oder Subtraktion zweier gleicher Bilder sich die Varianz des Summen- bzw. Differenzbildes verdoppelt. Daher ist die Standardabweichung durch $\sqrt{2}$ zu teilen. Die Berechnung des Ausleserauschens nach Gleichung (7.26) ergibt direkt die Anzahl der Rausch-Elektronen $[e^-]$.

Berechnungen für Gain 0:

Zur Berechnung bei Gain = 0 wurden 2 gemittelte Dunkelbilder bei der Belichtungszeit $t = 0.011ms$ und 2 gemittelte homogene Bilder bei der Belichtungszeit $t = 0.600ms$ verwendet.

Für den CCD Gain-Faktor bekommt man:

$$e_{g_0}^- = 4.495 \pm 0.766 \frac{e^-}{ADE} \quad (7.27)$$

und für das Ausleserauschen:

$$\sigma_{R_0} = 19.81 \pm 1.28 e^- \quad (7.28)$$

Damit ergibt sich folgender dynamische Bereich:

$$Dyn_0 = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{n_{FWC}}{\sigma_{R_0}} \right) = 60.911 \pm 0.036 \text{ dB} \quad (7.29)$$

Berechnungen für Gain 1:

Zur Berechnung bei Gain = 1 wurden 2 gemittelte Dunkelbilder bei der Belichtungszeit $t = 0.011ms$ und 2 gemittelte homogene Bilder bei der Belichtungszeit $t = 0.300ms$ verwendet.

Für den CCD Gain-Faktor bekommt man:

$$e_{g_1}^- = 2.577 \pm 0.496 \frac{e^-}{ADE} \quad (7.30)$$

und für das Ausleserauschen:

$$\sigma_{R_1} = 18.68 \pm 1.36 e^- \quad (7.31)$$

Damit ergibt sich folgender dynamische Bereich:

$$Dyn_1 = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{n_{FWC}}{\sigma_{R_1}} \right) = 61.421 \pm 0.046 \text{ dB} \quad (7.32)$$

Fazit

Mit der Alternativmethode kommt man näher an die Herstellerangabe von $13 e^-$ für das Ausleserauschen heran. Da die GTR-Methode normalerweise das bessere Ergebnis liefern sollte, kann man schliessen, dass es Schwankungen bzw. einen Offset in der Verstärkung der Kamera bei kleinen Belichtungszeiten gibt, sobald Lichteinfall einsetzt. Dies kann, wie schon erwähnt, auf den Smear-Effekt zurückgeführt werden.

7.1.4 Fix-Muster Rauschen im Photostrom (FMRP)

Die Messungen zum Fix-Muster-Rauschen im Photostrom (FMRP) der Scientific Pixelfly wurden im Kalibrier Aufbau mit einem zusätzlichen Verschiebetisch²[OWI 2002] senkrecht zur optischen Achse durchgeführt. Die darauf montierte Kamera wurde ohne Objektiv betrieben. Die Messungen erstreckten sich über $i = 20$ verschiedene Bildkonfigurationen. Bei jeder Bildkonfiguration wurde eine Bildsequenz von $n = 20$ Bildern aufgenommen. Anschliessend wurde die Kamera senkrecht zur optischen Achse um 1 mm verschoben. Dadurch sieht jedes Pixel der Kamera einen anderen Teil der Lichtquelle und räumliche Variationen der Lichtquelle werden herausgemittelt. Als Lichtquelle wurde ebenfalls wieder die Ullbrichtkugel benutzt. Die Messungen erfolgten für beide Verstärkereinstellungen Gain = 0 und Gain = 1.

Nach Subtraktion des gemittelten Dunkelbildes $\langle D_{DC}(x, y) \rangle_n$ vom gemessenen gemittelten Bild $\langle D_{exp}(x, y) \rangle_n$ wurde jeder Pixel-Grauwert mit dem gemittelten Pixel-Grauwert $\langle D_{exp}(x, y) - D_{DC}(x, y) \rangle_{9 \times 9}$ einer 9×9 -Umgebung, um diesen Pixel, verglichen. Die lokale Mittelung erfolgte mit einer 2-D Binomialmaske. Die Division des Dunkelstrom-Korrigierten Bildes mit dem lokal gemittelten Dunkelstrom-Korrigierten Bildes ergibt den K-Wert jedes Pixels. Die lokale Mittelung bewirkt dabei eine Mittelung der lokalen K-Werte, deren Mittelwert nahe an 1 liegen sollte. Der K-Wert wird nun noch über die 20 Bildkonfigurationen gemittelt. Dieser gemittelte K-Wert wird dann zur Korrektur benutzt:

$$\langle K(x, y) \rangle_i = \frac{[\langle D_{exp}(x, y) \rangle_n - \langle D_{DC}(x, y) \rangle_n]_i}{[\langle \langle D_{exp}(x, y) \rangle_n - \langle D_{DC}(x, y) \rangle_n \rangle_{9 \times 9}]_i} \quad (7.33)$$

hierbei steht $\langle \dots \rangle$ für die entsprechende Mittelung über i , n oder die 9×9 Umgebung.

Gain 0

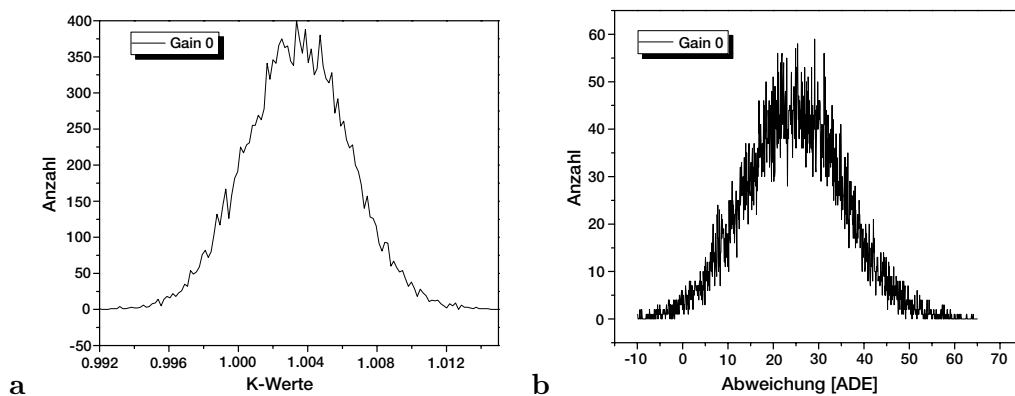


Abbildung 7.21: **a** K-Werte Histogramm

b Abweichung des Korrekturbildes

²Firma Owis GmbH, D-79219 Staufen

Abbildung 7.21 **a** zeigt das Histogramm der gemittelten K-Werte für Gain = 0. Der Mittelwert liegt bei $K = 1.003393$ mit einer Varianz von $\sigma_K^2 = 1 \cdot 10^{-5}$. Als zu korrigierendes Bild wurde eines der Einzelbilder dieser Messung benutzt (Bild 10 aus Bildkonfiguration 10). Dieses Bild wurde ebenfalls Dunkelstrom-Korrigiert und dann Pixelweise durch das erhaltene K-Wert Bild geteilt:

$$D_{korrigiert}(x, y) = \frac{D_{unkorrigiert}(x, y) - \langle D_{DC}(x, y) \rangle_n}{\langle K(x, y) \rangle_i} \quad (7.34)$$

Zur weiteren Auswertung wurde dieses korrigierte Bild von dem unkorrigierten Ausgangsbild subtrahiert. Damit erhält man ein Bild $D_{abweichung}(x, y)$, das die Abweichungen, die durch die Korrektur erfolgt sind, beinhaltet.

$$D_{abweichung}(x, y) = D_{unkorrigiert}(x, y) - D_{korrigiert}(x, y) \quad (7.35)$$

In Abbildung 7.21 **b** ist das Histogramm davon zu sehen. Daraus lassen sich die folgenden Ergebnisse ziehen.

1. Die mittlere Abweichung liegt bei 24.57 Grauwerten, d.h. 50% der Pixel werden im Mittel um 24.57 Grauwerte modifiziert.
2. 7.8% der Pixel werden im Mittel um mindestens 40 Grauwerte modifiziert.
3. 90.8% der Pixel werden im Mittel um mindestens 10 Grauwerte modifiziert.

In der folgenden Tabelle 7.4 werden die statistischen Daten der verschiedenen Bilder gegenüber gestellt.

	UnKorr	Korr	Abw	UnKorr-Null	Null	K [1]
Minimum [ADE]	3087.0	3511.6	-504.77	3074.5	9.10	0.856
Maximum [ADE]	3763.0	3723.0	65.96	3750.45	15.85	1.014
Mittelwert [ADE]	3641.86	3617.29	24.57	3629.56	12.30	1.003
Varianz [ADE] ²	863.11	717.72	137.71	860.31	0.847	0.00001
Standardabw. [ADE]	29.38	26.79	11.73	29.33	0.920	0.0032

Tabelle 7.4: Statistik der FMRP-Korrektur bei Gain = 0

Dabei ist UnKorr das unkorrigierte Bild, Korr das korrigierte Bild, Abw das Abweichungsbild, UnKorr-Null das Differenzbild des unkorrigierten Bildes und des Nullbildes, Null das Dunkelbild und K das K-Werte Bild. Die K-Werte sind dimensionslos, die Varianz hat die Einheit [ADE]², und alle anderen Größen haben die Einheit [ADE] mit [ADE] als Analog-Digital-Einheit (Grauwert).

Aus der Tabelle 7.4 lassen sich einige interessante Erkenntnisse ziehen:

- **Varianzniedrigung** des korrigierten Bildes. Die Varianz des korrigierten Bildes ist um ca. 145 *ADE* kleiner, als die des unkorrigierten Bildes. Dies ist auf die Korrektur durch die K-Werte zurückzuführen. Das erkennt man, wenn man die Varianz des unkorrigierten Bildes mit der Varianz des Differenzbildes des unkorrigierten Bildes mit dem Nullbild betrachtet und dann mit der Varianz des korrigierten Bildes vergleicht.
- **Detektion von Fehlpixeln.** Das Pixel in Zeile 506 und Spalte 683 hat im unkorrigierten Bild einen deutlich geringeren Grauwert. Das macht sich auch im Abweichungsbild bemerkbar als negatives Minimum. Zu bemerken ist hierbei noch, das man nicht einfach den Minimalwerte des korrigierten Bildes vom unkorrigierten Bildes subtrahieren kann, da diese Werte nicht unbedingt an der gleichen Pixel-Position sein müssen.
- **Korrelation der Grauwertfluktuationen.** Die Varianz des Abweichungsbildes ist sehr viel kleiner als die Summe der Varianzen des unkorrigierten Bildes und des korrigierten Bildes. Daraus folgt, dass die Fluktuationen der Grauwerte im unkorrigierten Bild stark mit den Fluktuationen der Grauwerte im korrigierten Bild korreliert sind. Diesen Kovarianzterm kann man berechnen, indem die Standard-Fehlerfortpflanzungsrechnung auf Gleichung (7.35) angewandt wird. Für den Kovarianz-Term ergibt sich ein Wert von $2 \cdot \sigma_{UnKorr,Korr}^2 = 1443.12 \text{ ADE}^2$.

Gain 1

Die Auswertung für Gain = 1 läuft nach dem selben Schema wie bei Gain = 0 ab.

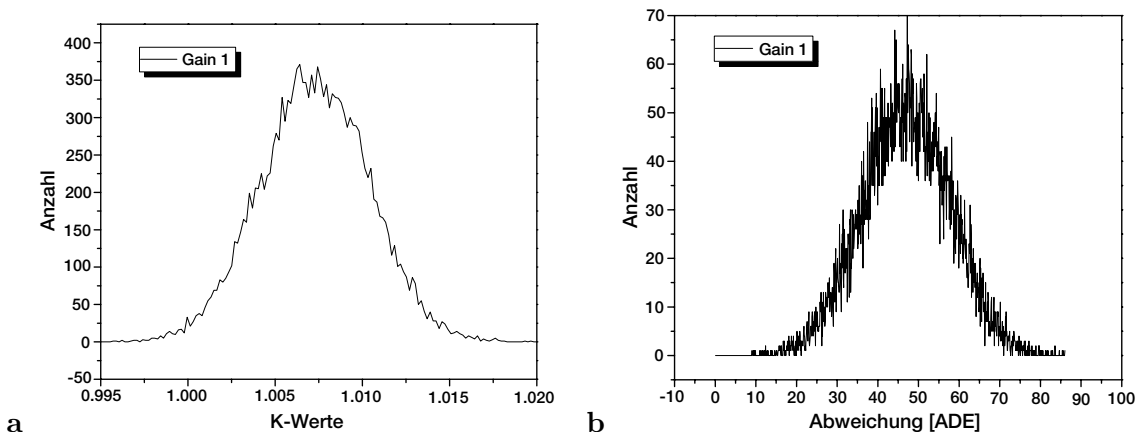


Abbildung 7.22: a K-Werte Histogramm

b Abweichung des Korrekturbildes

Die Abbildungen 7.22 **a**, **b** zeigen das K-Werte Histogramm bzw. das Histogramm des Differenzbildes des korrigierten Bildes vom unkorrigierten Bild. Aus dem Histogramm in Abbildung 7.22 **b** lassen sich folgende Ergebnisse ziehen.

1. Die mittlere Abweichung liegt bei 46.87 Grauwerten, d.h. 50% der Pixel werden im Mittel um 46.87 Grauwerte modifiziert.
2. 11.09% der Pixel werden im Mittel um mindestens 60 Grauwerte modifiziert.
3. 93.77% der Pixel werden im Mittel um mindestens 30 Grauwerte modifiziert.

Die nachfolgende Tabelle 7.5 zeigt die statistischen Daten der verschiedenen Bilder:

	UnKorr	Korr	Abw	UnKorr-Null	Null	K [1]
Minimum [ADE]	2776.0	3100.64	-436.19	2754.85	15.05	0.857
Maximum [ADE]	3432.0	3373.52	85.97	3408.39	31.29	1.0197
Mittelwert [ADE]	3283.01	3236.13	46.87	3259.65	23.60	1.0073
Varianz [ADE] ²	1456.59	1324.55	131.01	1435.42	5.03	0.000011
Standardabw. [ADE]	38.16	36.39	11.45	37.88	2.24	0.0033

Tabelle 7.5: Statistik der FMRP-Korrektur bei Gain = 1

Daraus lassen sich die folgenden Ergebnisse ziehen:

- **Varianzerniedrigung** des korrigierten Bildes. Die Varianz des korrigierten Bildes ist um ca. 132 ADE kleiner, als die des unkorrigierten Bildes. Dies ist ebenso, wie bei Gain = 0 auf die Korrektur durch die K-Werte zurückzuführen.
- **Detektion von Fehlpixeln.** Das Pixel in Zeile 506 und Spalte 683 zeigt sich auch bei Gain = 1 als Fehlpixel.
- **Korrelation der Grauwertfluktuationen.** Für den Kovarianz-Term bei Gain = 1 ergibt sich ein Wert von $2 \cdot \sigma_{UnKorr, Korr}^2 = 2650.13 ADE^2$.

Fazit

Die Untersuchungen zum Fix-Muster Rauschen im Photostrom der Scientific Pixelfly ergaben eine deutliche Verbesserung der Grauwertvarianz der korrigierten Bilder. Die Korrektur kann durch Einlesen der K-Werte, die in einer 2-dimensionalen Look-Up-Table (LUT) gespeichert sind, erfolgen. Das Verfahren kann noch durch eine Ausreisser-Korrektur der K-Werte oder durch einen 2 dimensional Fit der K-Werte eventuell noch verbessert werden. Die Rauschvarianz im korrigierten Bild ist dann bei hohen Grauwerten nur noch vom Photonen-Rauschen (Shot-Noise) dominiert, welches proportional zur Gesamtelektronenzahl ist, während die Rauschvarianz des unkorrigierten Bildes bei hohen Grauwerten von der Varianz der (unkorrigierten) K-Werte dominiert ist, das proportional zum Quadrat der Gesamtelektronenzahl ist.

7.1.5 Quanteneffizienz (QE) und Sensitivität (R)

Zur Messung der Quanteneffizienz QE wurden Bandpassfilter mit einer Zentralwellenlänge (engl. CWL) von $450\text{ nm} - 950\text{ nm}$ eingesetzt. Die Breite bei der halben Maximalwellenlänge (engl. FWHM) betrug $40\text{ nm} - 65\text{ nm}$. Im Anhang A.1 findet man die gemessenen Transmissionskurven der einzelnen Filter. Die Messungen wurden ohne Optik durchgeführt. Die Bandpass-Filter wurden direkt vor dem Chip plaziert. Bei der Messung wurden pro Bandpassfilter jeweils 20 Bilder aufgenommen, über die dann gemittelt wurde. Der Abstand der Ullbrichtkugel zum Chip betrug 2 Meter. Die Messungen wurden für beide Verstärkereinstellungen $\text{Gain} = 0$ und $\text{Gain} = 1$ durchgeführt.

Die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ ist folgendermassen definiert:

$$QE(\lambda) = \frac{N_e(\lambda)/t}{N_p(\lambda)/t} = \frac{\Phi_e(\lambda)}{\Phi_p(\lambda)} \quad (7.36)$$

dabei ist $N_e(\lambda)/t$ die (spektrale) Anzahl an Elektronen pro Sekunde, die durch die (spektrale) Anzahl an Photonen pro Sekunde $N_p(\lambda)$ erzeugt werden. $\Phi_e(\lambda)$ und $\Phi_p(\lambda)$ ist der entsprechende Elektronen- bzw. Photonenfluss. Die Quanteneffizienz ist daher eine dimensionslose Grösse.

Die Sensitivität $R(\lambda)$ (engl. Responsivity) stellt denselben Sachverhalt auf klassische Art als das Verhältnis von erzeugtem (spektralem) Photostrom $I_e(\lambda)$ zur (spektralen) Strahlungsleistung $\Phi_\lambda(\lambda)$ dar und ist folgendermassen definiert:

$$R(\lambda) = \frac{I_e(\lambda)}{\Phi_\lambda(\lambda)} \quad (7.37)$$

Die Sensitivität hat daher die Einheit $[A/W]$. Die Beziehung zwischen der Sensitivität $R(\lambda)$ und der Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ wird hergestellt durch:

$$R(\lambda) = \frac{N_e(\lambda)/t \cdot q}{N_p(\lambda)/t \cdot e_p} = QE(\lambda) \cdot \frac{q}{hc} \cdot \lambda = QE(\lambda) \cdot \lambda \cdot 8.0655 \cdot 10^5 [A/W] \quad (7.38)$$

Ausgehend von Gleichung (7.36) kann nun ein Kameramodell ohne Fokussieroptik entwickelt werden. Innerhalb des Strahlengangs befinden sich allerdings noch die Bandpass-Filter, deren Transmissionseigenschaften mit berücksichtigt werden müssen. Umstellung von Gleichung (7.36) mit Berücksichtigung der Transmission der Bandpass-Filter $T_{bp}(\lambda)$ ergibt für die spektrale Elektronenanzahl $\frac{N_e(\lambda)}{t}$ pro Sekunde:

$$\frac{N_e(\lambda)}{t} = QE(\lambda) \cdot T_{bp}(\lambda) \cdot \frac{N_p(\lambda)}{t} \quad (7.39)$$

Die totale Anzahl an Elektronen pro Sekunde $\frac{N_e}{t}$ erhält man durch Integration über die Wellenlängen:

$$\frac{N_e}{t} = \frac{1}{t} \int_\lambda N_e(\lambda) d\lambda = \int_\lambda QE(\lambda) \cdot T_{bp}(\lambda) \cdot \frac{N_p(\lambda)}{t} d\lambda \quad (7.40)$$

mit $t = t_{int}$ als Integrationszeit und $\Phi_p(\lambda)$ als ankommender spektraler Photonenfluss bekommt man:

$$N_e = t_{int} \int_{\lambda} QE(\lambda) \cdot T_{bp}(\lambda) \cdot \Phi_p(\lambda) d\lambda \quad (7.41)$$

Gleichung (7.41) stellt ein **Kameramodell** eines Pixels ohne Fokussier-Optik dar, aber mit Filtern im Strahlengang. Dieses Modell ist zwar für ein Pixel abgeleitet, kann aber ohne Probleme auch auf den gesamten Chip erweitert werden. Dadurch dass in der Folge aber globale Mittelungen durchgeführt werden, wird der gesamte Chip als ein Pixel betrachtet.

Das Kameramodell wird nun noch an die speziellen Gegebenheiten zur Bestimmung der Quanteneffizienz modifiziert. Zunächst wird der spektrale Photonenfluss $\Phi_p(\lambda)$ in den spektralen Strahlungsfluss $\Phi_{\lambda}(\lambda)$ der Ullbrichtkugel umgerechnet (Unterkapitel 2.5):

$$\Phi_p(\lambda) = \frac{1}{h \cdot c} \lambda \Phi_{\lambda}(\lambda) \quad (7.42)$$

Ausserdem wird die Beziehung zu den gemessenen Grauwerten N_{ADE} mit dem in Unterkapitel 7.1.3 ermittelten Wert des CCD Gain-Faktors e_g^- hergestellt:

$$N_e = N_{ADE} \cdot e_g^- \quad (7.43)$$

Mit (7.42) und (7.43) folgt aus Gleichung (7.41):

$$N_{ADE} \cdot e_g^- = \frac{t_{int}}{h \cdot c} \int_{\lambda} QE(\lambda) \cdot T_{bp}(\lambda) \cdot \lambda \cdot \Phi_{\lambda}(\lambda) d\lambda \quad (7.44)$$

Der Hersteller der Ullbrichtkugel liefert kalibrierte Werte der spektralen Strahldichte $L_{\lambda}(\lambda)$, die durch Integration, über den Raumwinkel $\Omega = \frac{A_s}{R^2}$ unter dem das Zentrum des Pixels die Austrittsöffnung der Ullbrichtkugel sieht und über die Fläche A_d des Pixels, in den spektralen Strahlungsfluss umgerechnet werden kann:

$$\Phi_{\lambda}(\lambda) = A_d \cdot \frac{A_s}{R^2} L_{\lambda}(\lambda) \quad (7.45)$$

Dabei wurde die Näherung des Raumwinkels durch eine Kreisfläche statt einer Kugeloberfläche, wie in Unterkapitel 2.2 näher beschrieben, benutzt. R ist der Abstand des Pixels von der Austrittsöffnung der Ullbrichtkugel. Damit folgt für Gleichung (7.44):

$$N_{ADE} \cdot e_g^- = \frac{t_{int} \cdot A_d \cdot A_s}{h \cdot c \cdot R^2} \int_{\lambda} QE(\lambda) \cdot T_{bp}(\lambda) \cdot \lambda \cdot L_{\lambda}(\lambda) d\lambda \quad (7.46)$$

Zur weiteren Bearbeitung von Gleichung (7.46) wird die Integration über die Wellenlängen durch eine Summation über äquidistante Wellenlängen-Abstände ersetzt. Die Messungen der Transmissionskurven der Bandpass-Filter mit einem Spektrometer³ erfolgte in Abständen von jeweils 1 nm. Die kalibrierten Werte der spektralen Strahldichte $L_{\lambda}(\lambda)$ lagen in nicht-äquidistanten Abständen vor. Daher wurden die Werte der spektralen Strahldichte $L_{\lambda}(\lambda)$

³Hewlett-Packard

durch eine lineare Interpolation auf äquidistante Abstände von 1 nm umgerechnet. Der Summationsbereich erstreckt sich von 380 nm bis 1050 nm. Damit sieht Gleichung (7.46) folgendermassen aus:

$$N_{ADE} \cdot e_g^- = \frac{t_{int} \cdot A_d \cdot A_s}{h \cdot c \cdot R^2} \sum_{\lambda=380}^{\lambda=1050} QE(\lambda) \cdot T_{bp}(\lambda) \cdot \lambda \cdot L_\lambda(\lambda) \Delta\lambda \quad (7.47)$$

Die Messung erfolgte für $i = 12$ Bandpassfilter mit Zentralwellenlängen λ_i . Bei jeder Messung i der Grauwerte N_{ADE_i} wird über die Breite des i -ten Bandpass-Filters gemittelt. Das bedeutet aber, dass für jede Messung i die Quanteneffizienz $QE(\lambda_i)$ als konstant betrachtet werden kann. Daher kann die Quanteneffizienz, jeder i -ten Messung mit den Bandpass-Filtern, aus der Summation herausgenommen werden:

$$N_{ADE_i} \cdot e_g^- = \frac{t_{int} \cdot A_d \cdot A_s}{h \cdot c \cdot R^2} \cdot QE(\lambda_i) \cdot \sum_{\lambda=380}^{\lambda=1050} T_{bp_i}(\lambda) \cdot \lambda \cdot L_\lambda(\lambda) \Delta\lambda \quad (7.48)$$

Die Gleichung (7.48) kann nun nach $QE(\lambda_i)$ aufgelöst werden:

$$QE(\lambda_i) = \frac{h \cdot c \cdot R^2}{t_{int} \cdot A_d \cdot A_s} \cdot \frac{N_{ADE_i} \cdot e_g^-}{\sum_{\lambda=380}^{\lambda=1050} T_{bp_i}(\lambda) \cdot \lambda \cdot L_\lambda(\lambda) \Delta\lambda} \quad (7.49)$$

Gleichung (7.49) stellt nichts anderes als eine modifizierte Form von Gleichung (7.36) dar.

In der Folge werden für beide Verstärkereinstellungen $\text{Gain} = 0$ und $\text{Gain} = 1$ die Auswertungen der Quanteneffizienz durchgeführt. Der Hersteller der Ullbrichtkugel ⁴ lieferte die folgenden Werte der kalibrierten Strahldichte $L_\lambda(\lambda)$ (siehe Abschnitt 3):

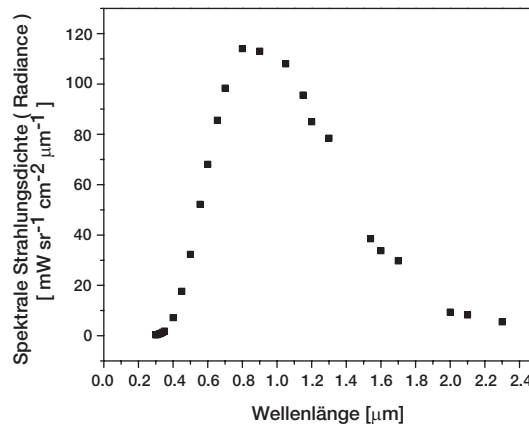


Abbildung 7.23: Kalibrierte Strahldichte der Ullbrichtkugel

Die Transmissionskurven der Bandpass-Filter findet man im Anhang A.1. Die Pixelfläche ist $A_d = 4.489 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$, die Fläche der Austrittsöffnung der Ullbrichtkugel ist $A_s =$

⁴Firma Oriel, Darmstadt

$8.107 \cdot 10^{-3} m^2$, der Abstand des Chips zur Austrittsöffnung ist wie schon erwähnt $R = 2m$. $h = 6.626 \cdot 10^{-34} Js$ und $c = 2.998 \cdot 10^8 m/s$ sind das Plancksche Wirkungsquantum bzw. die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum die hier näherungsweise benutzt wird.

Der Kamera-Hersteller ⁵ lieferte folgende Daten (Abbildung 7.24 **a,b**) der eigenen Messungen der Quanteneffizienz und der Sensitivität. Laut Herstellerangabe wurden die Daten mit einer kalibrierten Photodiode durch Vergleichsmessungen erhalten.

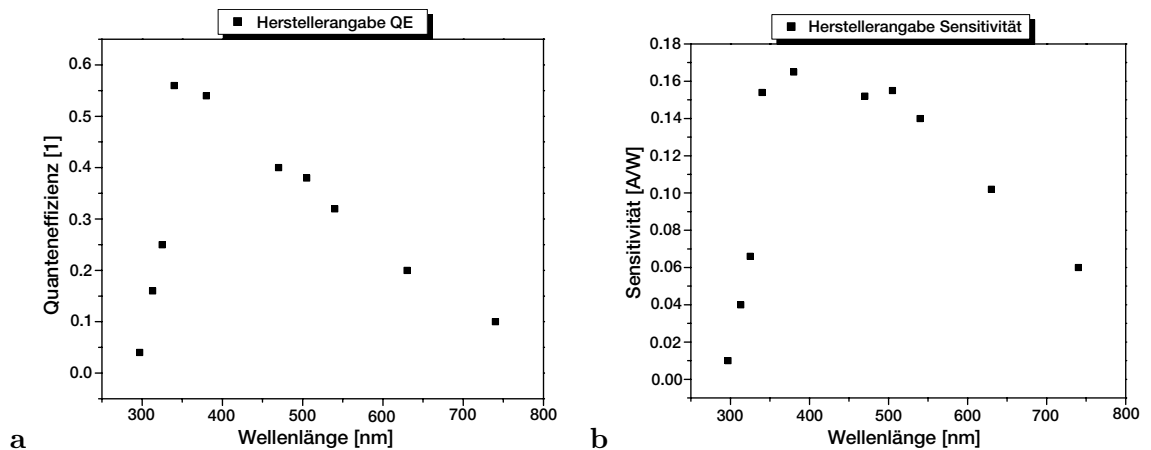


Abbildung 7.24: **a** Herstellerangabe QE

b Herstellerangabe R

An dieser Stelle soll allerdings die Herstellerangabe der Quanteneffizienz, wie sie in der Produktbeschreibung [PIX 2001] gebracht wird, nicht unerwähnt bleiben (Abbildung 7.25):

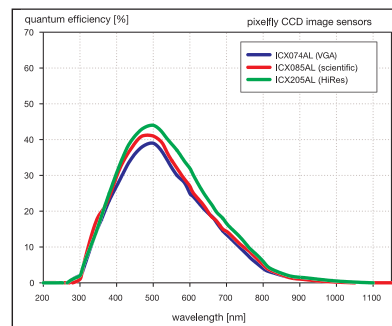


Abbildung 7.25: Herstellerangabe der Quanteneffizienz

Beim Vergleich von Abbildung 7.24 **a** mit Abbildung 7.25 erkennt man, dass in Abbildung 7.25 die Quanteneffizienz bei ca. 500 nm ein Maximum annimmt, während in Abbildung

⁵PCO Computer Optics, D-93309 Kelheim

7.24 **a** das Maximum bei ca. 340 nm liegt.

In Abbildung 7.25 ist die mittlere Kurve mit der Angabe der Chipnummer ICX085AL die Kurve der Scientific Pixelfly. Der Hersteller des Chips ist die Firma Sony. Die Technischen Information des Chips kann man in [SON 2000] nachlesen.

Gain = 0

Die Messung für Gain = 0 wurde bei einer Belichtungszeit $t_{int} = 9\text{ ms}$ durchgeführt. Als CCD Gain-Faktor wurde der in Unterkapitel 7.1.3 berechnete Wert von $e_{g_0}^- = 4.495 \pm 0.766 \frac{e^-}{ADU}$ benutzt. Abbildung 7.26 zeigt die gemessenen mittleren Grauwerte N_{ADE} in Abhängigkeit von der Zentralwellenlänge λ_i der Bandpass-Filter.

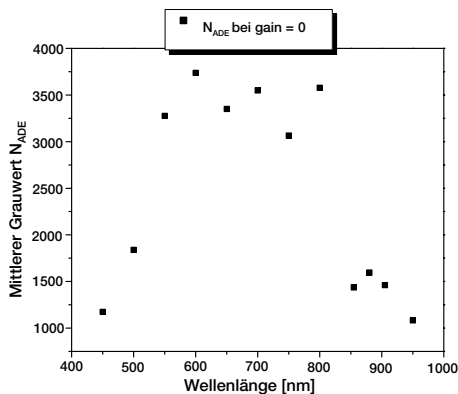


Abbildung 7.26: Messwerte von N_{ADE} bei Gain = 0

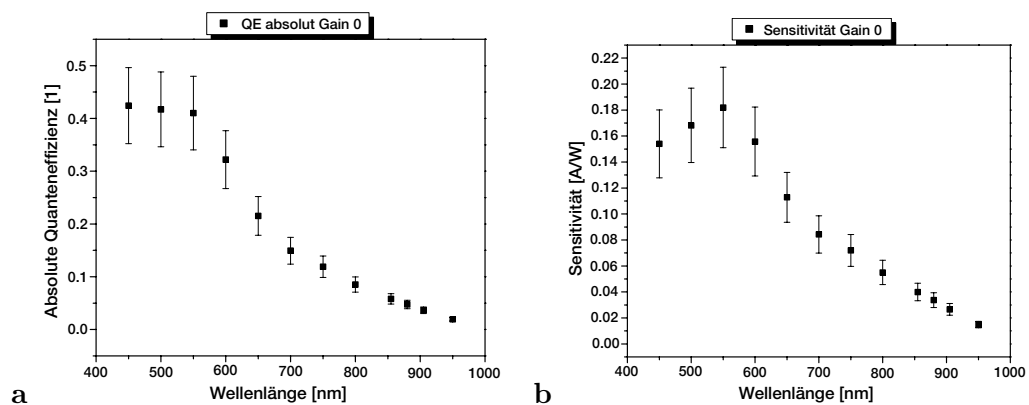


Abbildung 7.27: **a** Messung QE

b Messung R

Die Abbildungen 7.27 **a**, **b** zeigen die Messergebnisse der absoluten Quanteneffizienz und der Sensitivität, die nach Gleichung (7.37) berechnet wurde bei Gain = 0. Die Fehlerbalken

sind im wesentlichen auf den Fehler bei der Bestimmung des CCD Gain-Faktors zurückzuführen. Daher wurde der relative Fehler des CCD Gain-Faktors als relativer Fehler bei der Berechnung der Quanteneffizienz und der Sensitivität übernommen.

Fazit:

Der Vergleich mit den Herstellerangaben in den Abbildungen 7.24 **a**, **b** sowie 7.25 zeigt, dass die Berechnung der Quanteneffizienz und der Sensitivität sich innerhalb der Fehlergrenzen mit den Angaben des Herstellers decken. Die gemessene Kurve der Quanteneffizienz bleibt bei 450 nm - 550 nm ungefähr auf dem gleichen Wert. Das gemessene Maximum liegt bei 450 nm und beträgt $QE(450\text{ nm}) = 0.424 \pm 0.072$. Das Maximum der Quanteneffizienz sollte nach der Kurve in Abbildung 7.25 bei ca. 500 nm liegen. In dem Datenblatt des Herstellers [PIX 2001] ist das Maximum der Quanteneffizienz mit $QE(500\text{ nm}) = 0.4$ angegeben, bei einer Wellenlänge von 500 nm.

Die gemessene Sensitivität in Abbildung 7.27 **b** hat ein Maximum bei 550 nm und wird zu $R(550\text{ nm}) = 0.182 \pm 0.031 [A/W]$ berechnet. Die Kurve fällt leicht ab zu kürzeren Wellenlängen. Diese Eigenschaft ist auch in der Kurve des Herstellers in Abbildung 7.24 **b** zu erkennen.

Die gemessenen Kurven der Quanteneffizienz und der Sensitivität zeigen bei grösseren Wellenlängen ein analoges Verhalten, im Vergleich zu den Herstellerkurven.

Gain 1

Die Messung für Gain = 1 wurde bei einer Belichtungszeit $t_{int} = 5\text{ ms}$ durchgeführt. Als CCD Gain-Faktor wurde der in Unterkapitel 7.1.3 berechnete Wert von $e_{g0}^- = 2.577 \pm 0.496 \frac{e^-}{ADE}$ benutzt. Abbildung 7.26 zeigt die gemessenen mittleren Grauwerte N_{ADE} in Abhängigkeit von der Zentralwellenlänge λ_i der Bandpass-Filter.

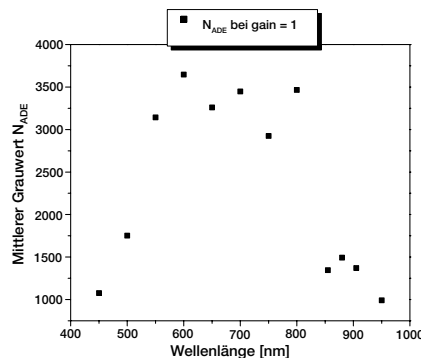


Abbildung 7.28: Messwerte von N_{ADE} bei Gain = 1

Auf den ersten Blick könnte man meinen, dass die Kurven in Abbildung 7.26 und Abbildung

7.28 identisch sind. Die Kurven sind aber bei unterschiedlichen Belichtungszeiten aufgenommen worden und die Werte der Kurven sind auch leicht unterschiedlich. Wie zu erwarten war ändert aber die Verstärkereinstellung nicht die grundsätzlichen Eigenschaften was die Grösse der gemessenen Grauwerte N_{ADE} betrifft. In beiden Messungen wurde versucht eine möglichst optimale Aussteuerung zu erreichen.

Die Abbildungen 7.29 **a**, **b** zeigen die gemessenen Werte der Quanteneffizienz und der Sensitivität bei Gain = 1.

Fazit:

Das Maximum der gemessenen Quanteneffizienz liegt bei 500 nm und beträgt $QE(500\text{ nm}) = 0.41 \pm 0.08$. Das Maximum der gemessenen Sensitivität liegt bei 550 nm und beträgt $R(550\text{ nm}) = 0.180 \pm 0.035 [A/W]$.

Die Messung der Quanteneffizienz und der Sensitivität bei Gain = 1 scheinen systematisch leicht unter den Messungen bei Gain = 0 zu liegen. Innerhalb der Fehlergrenzen sind sie aber beide mit den Herstellerangaben vergleichbar.

Da die Kurven für Gain = 1 analog zu denen von Gain = 0 sind, gelten für die anderen Eigenschaften diesselben Aussagen wie bei der Diskussion der Kurven bei Gain = 0.

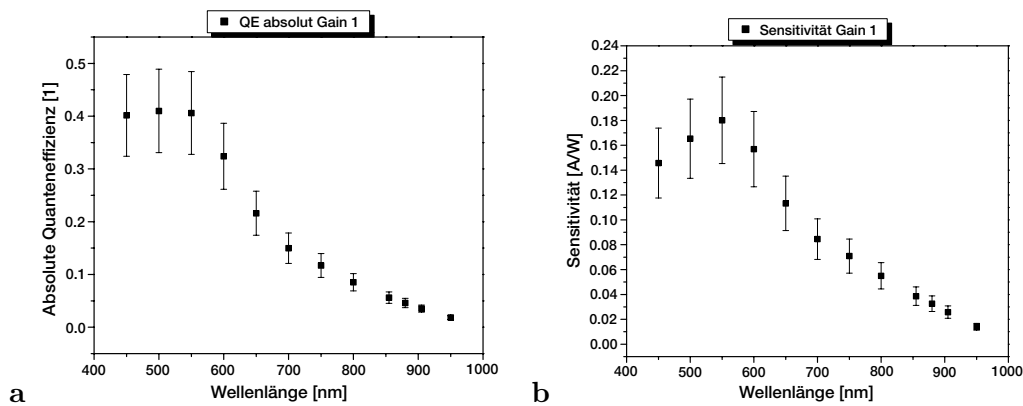


Abbildung 7.29: **a** Messung QE **b** Messung R

Fazit der Messungen zur Quanteneffizienz und Sensitivität

Die Messungen haben gezeigt, dass das Verfahren der Rückrechnung der ankommenden Photonenzahl einer kalibrierten Lichtquelle, durchaus anwendbar ist. Wichtig dabei ist, dass die Bandpass-Filter möglichst schmalbandig sind, am besten sollte die FWHM-Breite der Filter nicht über 10 nm liegen. Die Filter sollten sich möglichst überhaupt nicht überlappen. In den Messungen wurde der Fehler durch Überlappung der Bandpass-Filter gegenüber

dem Fehler in der Berechnung des CCD Gain-Faktors vernachlässigt.

Weiterhin sollten auch Bandpass-Filter mit Zentralwellenlängen, die in den UV-Bereich hineingehen, benutzt werden. Damit können dann die Kurven der Quanteneffizienz und der Sensitivität vollständig berechnet werden.

Wie schon erwähnt bietet das Verfahren auch die Möglichkeit die Quanteneffizienz und die Sensitivität für jedes Pixel zu bestimmen. Für spektrale Messungen wird das von Vorteil sein.

7.2 HDRC4 CMOS-Kamera

Die HDRC4 CMOS-Kamera der Firma IMS ⁶, als Projektpartner innerhalb des OpenEye Projektes, wurde ebenfalls hinsichtlich ihrer charakteristischen Eigenschaften untersucht. Die Hauptvorteile der HDRC4 CMOS-Kamera liegen in der hohen Dynamik, die der Hersteller mit $Dyn = 120\text{ dB}$ angibt, und der wahlfreie Zugriff (engl. Random Access) auf die einzelnen Pixel. Diese Eigenschaften wurden in Form eines Demonstrators auf der VISION 2000 vorgestellt.

Die HDRC4 liefert Grauwerte (ADE) mit einer Auflösung von 10 bit. Die Kamera hat eine räumliche Auflösung von 256×512 Pixel. Die Einstellungen für den Gain und den Offset der Kamera können separat eingestellt werden (8 bit), wie auch die Funktion zum wahlfreien Zugriff. Diese Funktionen, sowie die notwendigen Initialisierungsroutinen wurden in das Bildverarbeitungspaket Heurisko ⁷, mit dem die Aufnahmen durchgeführt wurden, implementiert. Die Messungen wurden mit den Einstellungen: Gain = 90 und Offset = 125 durchgeführt. Damit wurde eine maximale Aussteuerung erreicht.

7.2.1 Dunkelstrom

Bei der Aufnahme wurde über eine Bildsequenz aus 100 Bildern gemittelt. Das gemittelte Dunkelbild $N(x, y)$ wurde dann genauer untersucht. Der mittlere Grauwert betrug $\mu_{Null} = 57.32\text{ ADE}$ bei einer Varianz $\sigma_{Null}^2 = 1054.52\text{ ADE}^2$. Das Minimum lag bei 17 ADE, das Maximum bei 527 ADE.

Zunächst wurde ein Zeilen- und Spaltenschnitt durchgeführt, um eventuelle Fehlpixel zu detektieren. Abbildung 7.30 zeigt exemplarisch die Zeile 194 des Nullbildes.

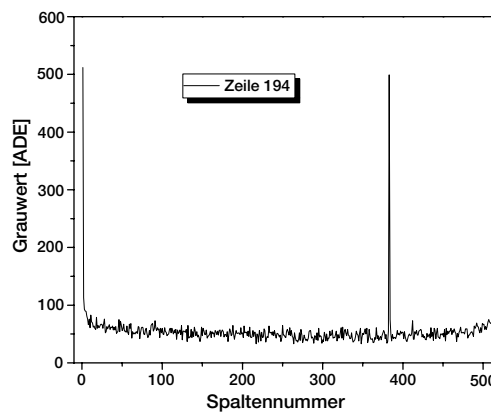


Abbildung 7.30: Zeilenschnitt des Nullbildes

Man sieht, dass die Spalte 0 und die Spalte 511 beide einen sehr hohen Dunkelstrom haben

⁶Institut für Mikroelektronik, Stuttgart

⁷AOEN-Verlag, Hanau

(ADE = 541 bzw. ADE = 529). Darüberhinaus kann man erkennen, dass die Grauwerte an beiden Rändern des Bildes erhöht sind. Für die weitere Bearbeitung wurden daher nur die Spalten 10 bis 492 betrachtet. Ebenfalls zu erkennen ist ein einzelnes Hotpixel (ADE = 525).

Abbildung 7.31 zeigt den Schnitt durch Spalte 310. An beiden Rändern des Bildes kann

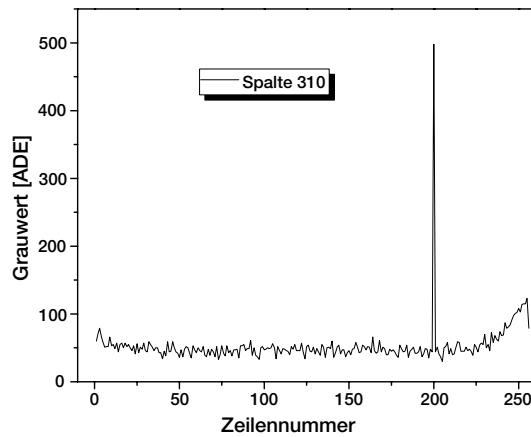


Abbildung 7.31: Spaltenschnitt des Nullbildes

man überhöhte Grauwerte erkennen. Dies betrifft die Zeilen 0-9 sowie 227-256. In Zeile 200 ist ein Hotpixel (ADE = 498).

Fazit:

Aus dem Zeilen- und Spaltenschnitt kann man zunächst die grösseren Bereiche der Pixel extrahieren, die deutlich über dem Durchschnitt liegen. Diese Störungen sind auf fehlerhafte Spalten und Zeilen zurückzuführen. Zur weiteren Bearbeitung wurden daher nur die Zeilen 10-226 und die Spalten 10-492 herangezogen.

Hotpixel

Auf diesem Nullbild $N'(x', y')$ mit reduzierter Grösse x', y' wurde nun die Untersuchung der einzelnen Hotpixel durchgeführt. Dazu wurde das Bild N' mit einem Medianfilter \mathcal{M} der Grösse 5×5 gefiltert (diskrete Faltung) und vom Ausgangsbild pixelweise subtrahiert [JHNE 1997]:

$$D(x', y') = N'(x', y') - \mathcal{M} * N'(x', y') \quad (7.50)$$

* steht für die diskrete Faltungsoperation. Das Differenzbild wird dann segmentiert, wobei die Schwelle T so gesetzt wurde, dass nur noch solche Pixel im Binärbild $B_D(x', y')$ übrig bleiben, deren Grauwert mindestens 3 Standardabweichungen (STD) über dem Durchschnitt μ_D des Differenzbildes liegen:

$$B_D(x', y') = T[D(x', y')] \quad (7.51)$$

mit

$$\mu_D + 3 \cdot STD \leq T \leq Max \quad (7.52)$$

Max ist der maximale Grauwert des Differenzbildes. Abbildung 7.32 zeigt das (auf 8 bit skalierte) Binärbild als Ergebnis der Segmentierung der Hotpixel. Insgesamt wurden auf diese Art und Weise 43 Hotpixel detektiert.



Abbildung 7.32: Fehlpixel-Bild der HDRC4

Die folgende Tabelle 7.6 zeigt die statistischen Daten des Ausgangsnullbildes $N(x, y)$, des Nullbildes $N'(x', y')$ mit reduzierter Grösse, und der Hotpixel aus $N'(x', y')$.

	Nullbild $N(x, y)$	Red. Nullbild $N'(x', y')$	Hotpixel in $N'(x', y')$
Minimum [ADE]	17.0	17.0	81.0
Maximum [ADE]	527.0	526.0	526.0
Mittelwert [ADE]	57.32	50.79	221.18
Varianz [ADE] ²	1054.52	86.83	20114.8
Standardabw. [ADE]	32.47	9.32	141.83
Anzahl [1]	-	-	43

Tabelle 7.6: Statistik der Nullbilduntersuchung der HDRC4

Fazit:

Die Untersuchung des gemittelten Dunkelbildes ergab $n_{ZS} = 1131$ Pixel die auf Störungen von Zeilen und Spalten zurückzuführen sind. Zusätzlich kommen $n_H = 43$ Hotpixel als Einzelstörungen hinzu. Insgesamt müssen daher $n_G = 1174$ Pixel als Gesamtanzahl an Fehl-Pixeln im Dunkelstrom betrachtet werden.

7.2.2 Flatfields

In diesem Unterkapitel werden grundsätzliche Eigenschaften der homogenen Bilder (engl. flatfields) der HDRC4 CMOS-Kamera im Photostrom untersucht. Die Aufnahmen dazu wurden ohne Optik durchgeführt. Zusätzlich wurde noch ein Neutralfilter der optischen Dichte $D = 3$ benutzt. Die Transmissionskurve des Neutralfilters findet man im Anhang A.2.

Abbildung 7.33 zeigt das homogene Bild ohne Neutralfilter.



Abbildung 7.33: Flatfield ohne Neutralfilter

Abbildung 7.34 zeigt den Schnitt durch Zeile 128.

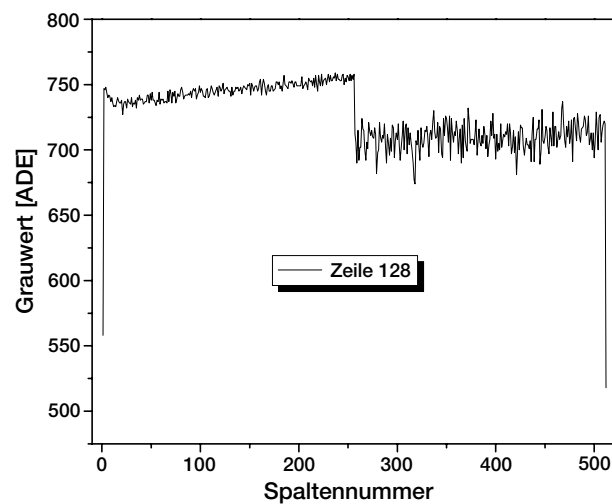


Abbildung 7.34: Zeilenschnitt von Abb. 7.33

Aus dem Zeilenschnitt kann man die typische 2-Teilung des Sensors erkennen. Der Sensor ist in 2 Felder der Grösse 256×256 Pixel aufgeteilt. Jedes Feld hat einen separaten Verstärker. Diesen Unterschied in der Verstärkung kann man deutlich im Zeilenschnitt erkennen, der sich im Grauwert-Sprung zwischen dem linken und der rechten Feld manifestiert.

Weiterhin sieht man, dass das Rauschen im linken Feld deutlich geringer ist, als im rechten Feld. Zusätzlich kommen die Fehler an den Rändern des Sensors hinzu, wie sie auch schon bei der Untersuchung des Dunkelbildes festgestellt wurden. Spalte 0 hat einen Grauwert (ADE = 558), der nur wenig über dem Grauwert des Nullbildes liegt (ADE = 541). Daher kann vermutet werden, dass Spalte 0 überhaupt nicht auf Lichteinstrahlung reagiert.

Weiterhin erkennt man, dass in der linken Sensorhälfte die Grauwerte zur Mitte hin zunehmen. Da aber bei den Messungen sorgfältig darauf geachtet wurde jegliche Restreflexionen, bzw. Streulichteinflüsse auszuschalten, deutet das auf ein weiteres Problem der Verstärkung der linken Sensorhälfte hin, zumal ein ähnliches Verhalten in der rechten Sensorhälfte nicht zu erkennen ist. Die einzelnen statistischen Daten der beiden Sensorhälften werden am Ende dieser Untersuchung der Flatfields in einer Tabelle präsentiert.

Beim genaueren Betrachten der Abbildung 7.33 kann man zwei Pixel-Konglomerate erkennen, die einen deutlich geringeren Grauwert, als der Durchschnitt aufweisen. Die Positionen dieser Pixel wurde auf ähnliche Art, wie bei der Untersuchung der Hotpixel im Dunkelstrom, ermittelt. Dabei ergab sich, dass es sich um jeweils ein Konglomerat aus 3 bzw. 5 Pixel handelt, deren einzelne Positionen innerhalb des Konglomerats direkt benachbart sind (8-er Nachbarschaft). Da beim Dunkelbild kein ungewöhnliches Verhalten an diesen Positionen festgestellt wurde, könnte es sich um Staubkörner handeln.

Abbildung 7.35 zeigt den Schnitt des Bildes durch Zeile 128, wobei ein Neutralfilter der optischen Dichte $D = 3$ eingesetzt wurde.

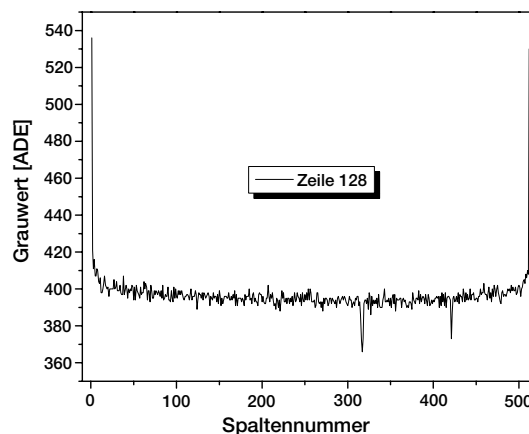


Abbildung 7.35: Zeilenschnitt der Aufnahme mit Neutralfilter $D = 3$

Die 2-Teilung des Sensors ist hier nur noch undeutlich zu erkennen. Ansonsten kann man noch 2 Pixel in der rechten Hälfte erkennen, die deutliche Ausschläge der Grauwerte nach unten aufweisen. Die Spalte 0 und 511 bleiben, wie schon bei der Aufnahme ohne Neutralfilter vermutet, auf einem nahezu konstanten Wert.

Die statistischen Daten der beiden Sensorhälften bei den beiden Aufnahmen werden in der folgenden Tabelle 7.7 aufgelistet:

	Flatfield ohne NF (D = 0)	Flatfield mit NF (D = 3)
Mittelwert links $[ADE]$	744.86	397.51
Mittelwert rechts $[ADE]$	708.86	395.22
Varianz links $[ADE]^2$	179.76	92.73
Varianz rechts $[ADE]^2$	252.78	93.64
Standardabw. links $[ADE]$	13.41	9.63
Standardabw. rechts $[ADE]$	15.90	9.68

Tabelle 7.7: Eigenschaften der 2 Sensorhälften der HDRC4

Aus den Zahlen erkennt man, dass der Unterschied von der linken zur rechten Sensorhälfte nach Einbringen des Neutralfilters in den Strahlengang nahezu verschwunden ist. Bei der Aufnahme ohne Neutralfilter hingegen ist ein deutlicher Unterschied sowohl im mittleren Grauwert, als auch in der Varianz zu erkennen. Entgegen der Annahme, dass einem grösseren mittleren Grauwert auch eine grössere Varianz entspricht, ist es hier genau umgekehrt. Die linke Sensorhälfte mit dem höheren Grauwert hat eine kleinere Varianz im Vergleich zur rechten Sensorhälfte. Das lässt schliessen, dass die Varianz der Grauwerte, wenn man die linke Sensorhälfte mit der rechten vergleicht, nicht unmittelbar vom Grauwert abhängt, sondern von den unterschiedlichen Eigenschaften der beiden Verstärker.

Fazit:

Durch die Untersuchung der homogenen Bilder mit und ohne Neutralfilter wurde ein deutlicher Unterschied bei grösseren Grauwerten zwischen der linken und rechten Sensorhälfte festgestellt. Eine entsprechende Kalibrierung solcher Bilder muss daher die Unterschiede zwischen der linken und der rechten Sensorhälfte ausgleichen. Da die Unterschiede gerade bei grossen Grauwerten deutlich ausfallen, und eine entsprechende Abhängigkeit dieses Effekts vom mittleren Grauwert umfangreiche Untersuchungen erfordert, sollte dieses Problem vom Hersteller gelöst werden.

7.2.3 Antwortkurve (Response)

Die experimentelle Bestimmung der Antwortkurve der HDRC4 wurde durch Variationen mit Neutralfiltern durchgeführt. Dazu standen Neutralfilter [COH 1998] mit optischen Dichten von $D = 0.2$ bis $D = 4.0$ zur Verfügung. Die Transmissionskurven der Neutralfilter findet man im Anhang A.2. Die Filter wurden einzeln oder hintereinander direkt vor dem Chip platziert. Der Abstand des Sensors zur Ullbrichtkugel betrug 2 Meter. Es wurden jeweils Bildsequenzen mit 100 Bildern aufgenommen und deren globaler Mittelwert bestimmt.

In Abbildung 7.36 **a** ist der mittlere Grauwert gegen die optische Dichte D der Neutralfilter aufgetragen. In Abbildung 7.36 **b** wurde der mittlere Grauwert gegen die optische Transmission aufgetragen. Die optische Dichte D und die optische Transmission T_{opt} stehen in folgendem Zusammenhang:

$$T_{opt} = 10^{-D} \quad (7.53)$$

Die Konstruktion von Abbildung 7.36 **b** erfolgte mit Gleichung (7.53) und der Prämisse, dass die optische Transmission T_{opt} gleich 1 ist beim maximalen gemessenen Grauwert μ_{max} .

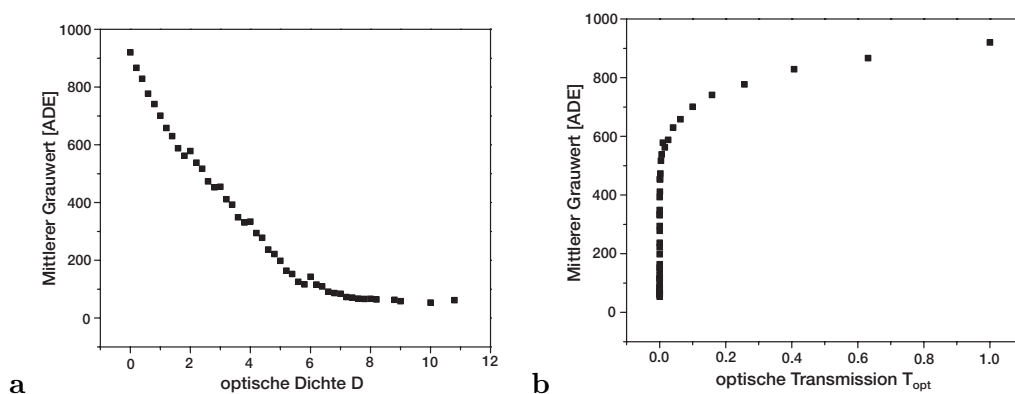


Abbildung 7.36: **a** Mittlerer Grauwert vs D

b Mittlerer Grauwert vs T_{opt}

In Abbildung 7.36 **a** erkennt man, dass der mittlere Grauwert bis zu einer optischen Dichte von $D = 6$ linear abfällt, wie es von einer logarithmischen Kamera zu erwarten ist. Abbildung 7.36 **b** veranschaulicht qualitativ den logarithmischen Verlauf der Antwortkurve der HDRC4.

Um einen quantitativen Zusammenhang zu erhalten wird ein Kameramodell entwickelt, über das der Zusammenhang zwischen gemessenem mittleren Grauwert und dem Elektronenfluss bestimmt wird. Bei einer CCD-Kamera ist dieser Zusammenhang durch den CCD Gain-Faktor gegeben. Dagegen besteht bei einer logarithmischen CMOS-Kamera kein linearer Zusammenhang zwischen Grauwert und Elektronenfluss. Die Voraussetzung zur Berechnung des Zusammenhangs zwischen Grauwert und Elektronenfluss ist die Kenntnis der

absoluten Quanteneffizienz. In diesem Fall werden die Hersteller-Daten der Quanteneffizienz benutzt (Abbildung 7.37):

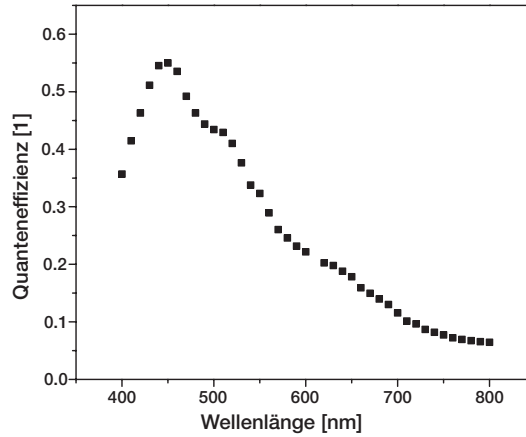


Abbildung 7.37: Quanteneffizienz der HDRC4 (aus [IMS 2000])

Ähnlich wie in Unterkapitel 7.1.5 geht man von der Definition der spektralen Quanteneffizienz aus, um zu einem Kameramodell zu kommen:

$$QE(\lambda) = \frac{N_e(\lambda)/t}{N_p(\lambda)/t} = \frac{\Phi_e(\lambda)}{\Phi_p(\lambda)} \quad (7.54)$$

mit $N_e(\lambda)/t$ als der (spektralen) Anzahl an Elektronen pro Sekunde, die durch die (spektrale) Anzahl an Photonen pro Sekunde $N_p(\lambda)/t$ erzeugt werden. Dies entspricht dem Elektronenfluss $\Phi_e(\lambda)$ bzw. dem Photonenfluss $\Phi_p(\lambda)$.

Im vorliegenden Fall befinden sich ein oder mehrere Neutralfilter mit der spektralen Transmission $T_{nf_i}(\lambda)$ im Strahlengang. Dabei bezeichnet i die Anzahl der verschiedenen Neutralfiltereinstellungen. Sind mehrere Neutralfilter eingesetzt, ergibt sich die gesamte spektrale Transmission durch Multiplikation auf Wellenlängenbasis:

$$T_{nf_{ges}}(\lambda) = \prod_j T_{nf_j}(\lambda) \quad (7.55)$$

mit j als Anzahl der hintereinanderstehenden Neutralfilter im Strahlengang. Im folgenden bezeichnet $T_{nf_i}(\lambda)$ immer die Gesamt-Transmission unter Berücksichtigung von Gleichung (7.55). Durch Umstellung folgt aus Gleichung (7.54):

$$\frac{N_e(\lambda)}{t} = QE(\lambda) \cdot T_{nf_i}(\lambda) \cdot \frac{N_p(\lambda)}{t} \quad (7.56)$$

Durch Integration ergibt sich die totale Anzahl an Elektronen pro Sekunde:

$$\frac{N_e}{t} = \int_{\lambda} QE(\lambda) \cdot T_{nf_i}(\lambda) \cdot \frac{N_p(\lambda)}{t} d\lambda \quad (7.57)$$

Die HDRC4 CMOS-Kamera ist eine nichtintegrierende Kamera, d.h. im Gegensatz zu einer CCD-Kamera werden nicht Ladungen angesammelt (d.h. über eine bestimmte Zeit integriert), sondern es wird kontinuierlich der Elektronenstrom, der in eine Spannung konvertiert wird, ausgelesen. Aufgrund der Eigenkapazitäten der beteiligten elektronischen Bauelemente (Photodiode und Transistor), gibt es aber immer eine gewisse Verzögerungszeit (engl. Pixel Settling Time), bis sich ein konstanter Wert, nach einer Änderung des Photostroms eingestellt hat. Dieser Effekt zeigt sich deutlich bei einer schnellen Änderung des Photostroms von sehr grossen Werten zu sehr kleinen Werten (Nachzieheffekt).

Der Hersteller gibt die Pixel-Settling-Time bei einer Änderung von 10^4 Lux auf 1 Lux mit $t = 4 \text{ ms}$ an. Umgekehrt bei einer Änderung der Helligkeit von 1 Lux auf 10^4 Lux ist der Wert der Pixel-Settling-Time $t = 8 \mu\text{s}$. Bei den hier durchgeführten Versuchen braucht dieser Effekt daher nicht berücksichtigt werden, da zwischen den einzelnen Messungen, die zum Teil von Hand durchgeführt wurden, deutlich mehr als 4 ms lagen. Ausserdem waren die Helligkeitsdifferenzen zwischen den einzelnen Messungen deutlich kleiner als 4 Zehnerpotenzen. An dieser Stelle soll noch erwähnt werden, dass die Pixel-Zugriffszeit 100 ns beträgt.

Die rechte Seite von Gleichung (7.57) wird nun durch Integration über die Pixelfläche und dem Raumwinkel, sowie der Konversion von Photonenfluss zu Strahlungsfluss, analog wie in Unterkapitel 7.1.5, umgeformt:

$$\frac{N_e}{t} = \frac{A_d \cdot A_s}{R^2 \cdot h \cdot c} \cdot \int_{\lambda} QE(\lambda) \cdot T_{nfi}(\lambda) \cdot \lambda \cdot L_{\lambda}(\lambda) d\lambda \quad (7.58)$$

Die Integration wird durch eine Summe ersetzt:

$$\frac{N_e}{t} = \frac{A_d \cdot A_s}{R^2 \cdot h \cdot c} \cdot \sum_{\lambda=400 \text{ nm}}^{\lambda=800 \text{ nm}} QE(\lambda) \cdot T_{nfi}(\lambda) \cdot \lambda \cdot L_{\lambda}(\lambda) \Delta\lambda \quad (7.59)$$

Die Angaben des Herstellers zur Quanteneffizienz liegen im Wellenlängenbereich von $\lambda = 400 \text{ nm}$ bis $\lambda = 800 \text{ nm}$ vor. Daher wurden alle Variablen unter der Summe auf diesen Wellenlängenbereich angepasst, und jeweils linear interpoliert in Schritten zu 1 nm .

Die Beziehung von Grauwert N_{ADE} und Anzahl Elektronen pro Sekunde $\frac{N_e}{t}$ wird durch folgendes Modell hergestellt, welches auch in [JOSEPH und COLLINS 2001] vorgeschlagen wird:

$$N_{ADE} = a \cdot \ln \left(\frac{N_e}{t} + \frac{N_d}{t} \right) + b \quad (7.60)$$

a bezeichnet den Gain, $\frac{N_d}{t}$ die Anzahl an Dunkelektronen pro Sekunde (Bias) und b ist der Offset.

Die Anzahl Elektronen pro Sekunde kann aus Gleichung (7.59) berechnet werden. Damit kann für Gleichung 7.60 ein nichtlinearer Fit mit den 3 Variablen a , $\frac{N_d}{t}$ und b durchgeführt werden.

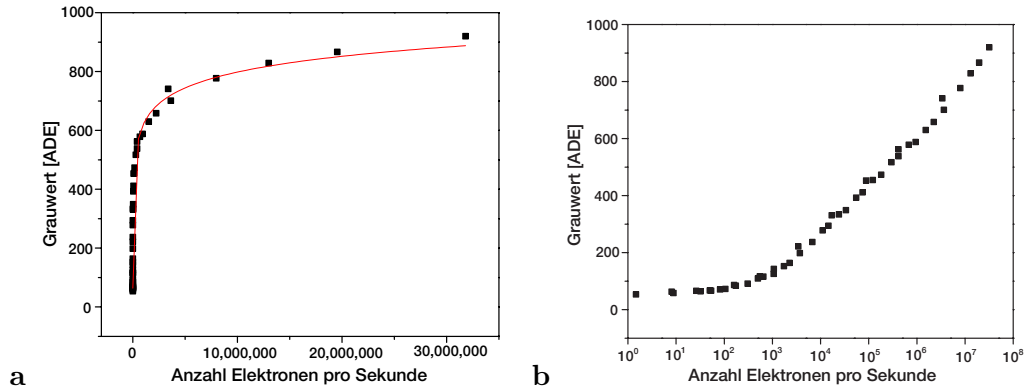


Abbildung 7.38: **a** Mittlerer Grauwert vs $\frac{N_e}{t}$ und Fit **b** Mittlerer Grauwert vs $\frac{N_e}{t}$

Abbildung 7.38 **a** zeigt die gemessenen Grauwerte der einzelnen Neutralfiltervariationen in Abhängigkeit von der berechneten Anzahl an Elektronen pro Sekunde. Der nichtlineare Fit entspricht der durchgezogenen Linie. Der nichtlineare Fit ergibt folgende Werte:

$$N_{ADE} = (76.984 \pm 0.958) \cdot \ln \left(\frac{N_e}{t} + (767.589 \pm 81.117) \right) + (-441.249 \pm 12.152) \quad (7.61)$$

Damit ergibt sich der Dunkelstrom $\frac{N_d}{t}$ über den nichtlinearen Fit zu:

$$\frac{N_d}{t} = 767.589 \pm 81.117 \left[\frac{e^-}{s} \right] \quad (7.62)$$

dies entspricht dem Grauwert:

$$N_{ADE_{dunkel}} = 70.175 \pm 16.589 [ADE] \quad (7.63)$$

Dieser berechnete Wert der dem Dunkelstrom entsprechenden Grauwert liegt innerhalb der Fehlergrenzen des Mittelwertes des unkorrigierten Dunkelbildes (Unterkapitel 7.2.1), der dort zu $\mu_{Null} = N_{ADE_{dunkel}} = 57.32 \pm 32.46 [ADE]$ bestimmt wurde. Bei der Berechnung von Gleichung (7.59) wurde die Quanteneffizienz aus den Herstellerdaten überschlagsmässig als der Faktor mit dem grössten Fehler identifiziert. Dabei wurde ein relativer Fehler von 1% angenommen. Als Fehler der Messung der mittleren Grauwerte wurde die im nächsten Unterkapitel berechnete Globale Totale Rauschvarianz benutzt. Beide Fehlerquellen wurden bei der Berechnung des nichtlinearen Fits in Gleichung (7.61) berücksichtigt.

Abbildung 7.38 **b** zeigt die halblogarithmische Darstellung der Abhängigkeit der gemessenen Grauwerte von der berechneten Elektronenanzahl pro Sekunde.

Aus der berechneten Elektronenanzahl pro Sekunde, kann auch der entsprechende Photostrom berechnet werden. Der bei diesen Messungen maximale Photostrom ist daher:

$$I_{max} = \frac{N_{e_{max}}}{t} \cdot q = 3.18 \cdot 10^7 \frac{e^-}{s} \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} C = 5.095 \cdot 10^{-12} A = 5.095 pA \quad (7.64)$$

Fazit:

Die Antwortkurve bei vorgegebener Quanteneffizienz kann durch radiometrische Betrachtungen als Funktion der Anzahl Elektronen pro Sekunde berechnet werden.

7.2.4 Globale Totale Rauschvarianz (GTR)

Die Berechnung der Globalen Totalen Rauschvarianz wurde mit denselben Messdaten und Einstellungen durchgeführt, wie bei der Bestimmung der Antwortkurve. Aus den aufgenommenen Bildsequenzen wurden jeweils 2 Bilder extrahiert (Bild 20 und Bild 80). Die GTR wurde dann aus der Differenz dieser beiden Bilder berechnet, wobei beachtet werden muss, dass die Rauschvarianz des Differenzbildes doppelt so gross wie die Rauschvarianz der benutzten Einzelbilder ist.

Die Abbildungen 7.39 **a**, **b** zeigen die gemessene GTR in Abhängigkeit von der optischen Dichte der benutzten Neutralfilter bzw. in Abhängigkeit von den berechneten mittleren Grauwerten.

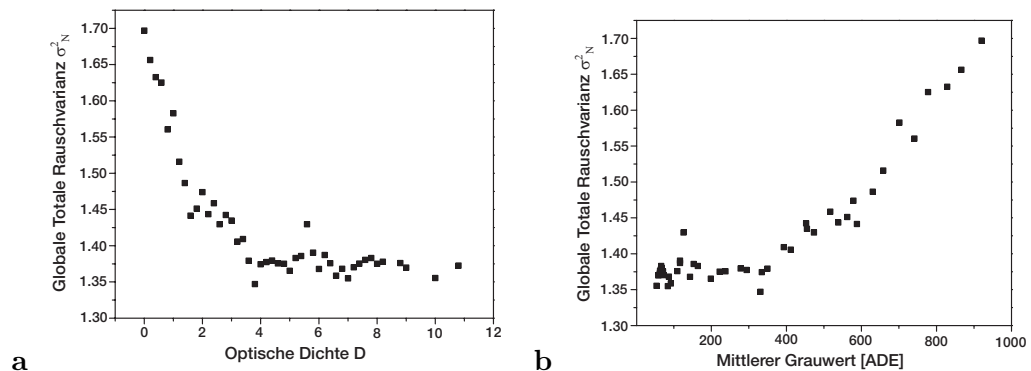


Abbildung 7.39: **a** Rauschvarianz vs optische Dichte **b** Rauschvarianz vs mittlerer Grauwert

Mit Hilfe der in Unterkapitel 7.2.3 berechneten Elektronenanzahl pro Sekunde kann nun ebenfalls die Abhängigkeit der Globalen Totalen Rauschvarianz von der Anzahl der Elektronen pro Sekunde bestimmt werden:

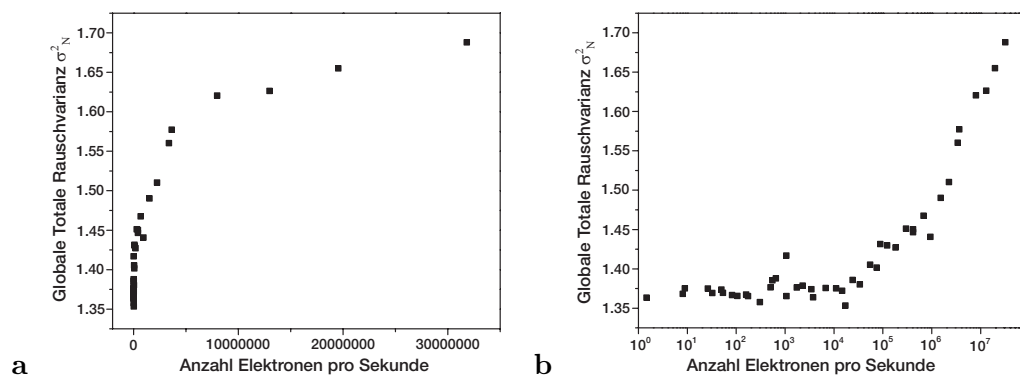


Abbildung 7.40: **a** GTR vs N_e/t **b** GTR vs N_e/t (halblogarithmisch)

Abbildung 7.40 **a** zeigt die Abhängigkeit der GTR von der Elektronenanzahl pro Sekunde in linearer Darstellung. Man erkennt eine logarithmische Abhängigkeit.

Abbildung 7.40 **b** zeigt die halblogarithmische Darstellung der GTR von der Elektronenanzahl pro Sekunde. Man erkennt, dass bis ca. 10^4 Elektronen pro Sekunde die GTR nahezu konstant verläuft. Ab ca. 10^4 Elektronen pro Sekunde steigt die Kurve linear an. Allerdings kann man auch sehen, dass der Anstieg nicht sehr bedeutend ist, da der Anstieg der GTR über 3 Zehnerpotenzen gerade mal ca. $0.35 ADE^2$ ausmacht. Grob gesagt kann man daher feststellen, dass die HDRC4 Kamera ein nahezu konstantes Rauschverhalten über den gesamten Dynamikbereich zeigt. Dieses Verhalten zeigt sich auch beim Signal-Rauschverhältnis und beim Relativen Fehler der Kamera.

Signal-Rauschverhältnis, Relativer Fehler

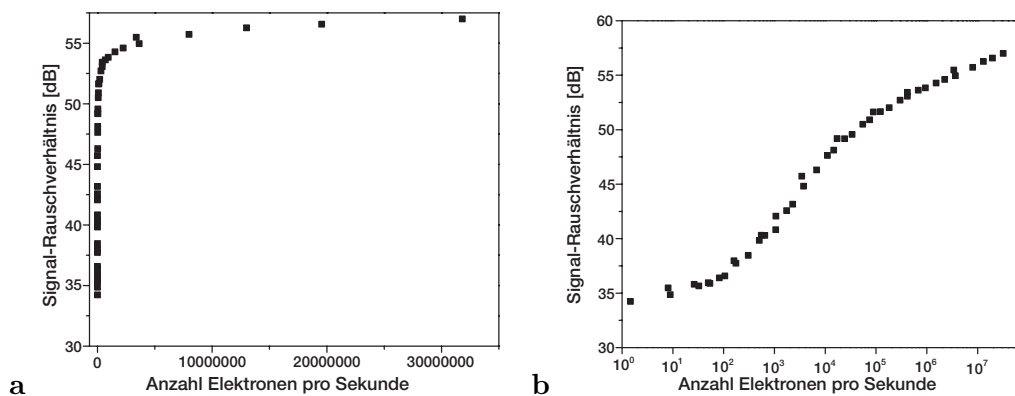


Abbildung 7.41: **a** S/N in [dB] **b** S/N in dB (halblogarithmisch)

Abbildung 7.41 **a** zeigt das Signal-Rauschverhältnis in Dezibel auf einer linearen Skala. Man erkennt, dass das S/N-Verhältnis bei schon relativ kleiner Anzahl an Elektronen pro Sekunde auf einen Wert von über 50 dB ansteigt.

Besser kann man das in der Abbildung 7.41 **b** erkennen, in der das S/N-Verhältnis halblogarithmisch gegen die Anzahl der Elektronen pro Sekunde aufgetragen ist. Dort sieht man, dass bei ca. $5 \cdot 10^4$ Elektronen pro Sekunde bereits ein Wert des S/N-Verhältnisses von 50 dB erreicht ist. Der Maximal-Wert des Signal-Rauschverhältnisses liegt bei 57.007 dB .

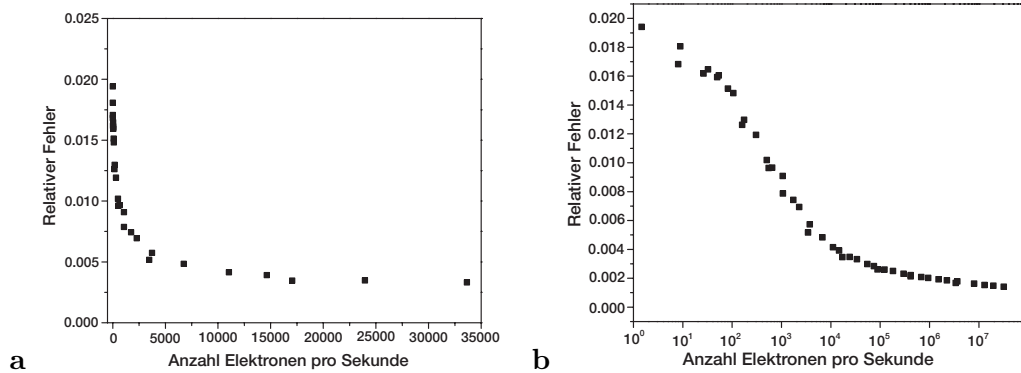


Abbildung 7.42: **a** Relativer Fehler (Ausschnitt) **b** Relativer Fehler (halblogarithmisch)

Abbildung 7.42 **a** zeigt den Ausschnitt des relativen Fehlers bei kleiner Elektronenanzahl pro Sekunde. Man erkennt, dass schon bei ca. $500 e^-/s$ der relative Fehler schon unter 0.01 geht. D.h. aber, dass schon beim Dunkelstrom der relative Fehler unter 0.01 liegt.

Abbildung 7.42 **b** zeigt die halblogarithmische Darstellung des relativen Fehlers gegen die Elektronenanzahl pro Sekunde. Der relative Fehler bei der maximalen Elektronenanzahl pro Sekunde liegt bei 0.00141.

Dynamik

Die minimale Rauschvarianz ist $\sigma_{min}^2 = 1.367 [ADE]^2$. Daraus berechnet sich die Standardabweichung zu $\sigma_{min} = 1.169 [ADE]$. Aus Gleichung 7.61 kann dann die entsprechende Elektronenanzahl pro Sekunde berechnet werden. Die Standardabweichung wird dabei mit der Grauwertdifferenz $\Delta N_{ADE} = 1.169 [ADE]$, die einer Differenz der Anzahl Elektronen pro Sekunde $\Delta \frac{N_e}{t}$ entspricht, identifiziert. Damit berechnet sich die Anzahl der Rauschelektronen $\frac{N_{Noise}}{t}$ oberhalb des Dunkelstromanteils $\frac{N_d}{t}$ zu:

$$\frac{N_{Noise}}{t} = e^{\frac{\Delta N_{ADE} - b}{a}} = 313.21 \pm 81.89 \frac{e^-}{s} \quad (7.65)$$

Damit ergibt sich für die gemessene Dynamik Dyn_{mess} der Kamera:

$$Dyn_{mess} = 20 \cdot \log \left(\frac{\frac{N_{max}}{t}}{\frac{N_{Noise}}{t}} \right) = 20 \cdot \log \left(\frac{3.18 \cdot 10^7}{313.21} \right) = 100.13 \pm 2.63 \text{ dB} \quad (7.66)$$

Die extrapolierte Dynamik Dyn_{1023} die von Gleichung (7.61) mit einem Grauwert $N_{ADE} = 1023 ADE$ ausgeht, berechnet sich zu:

$$Dyn_{1023} = 20 \cdot \log \left(\frac{1.82 \cdot 10^9}{313.21} \right) = 115.29 \pm 3.41 \text{ dB} \quad (7.67)$$

Fazit:

Die Betrachtungen zur Globalen Totalen Rauschvarianz der HDRC4 ergaben, dass die Rauschvarianz der Kamera nahezu konstant ist. Der relative Fehler nimmt daher bei zunehmender Anzahl an Photoelektronen pro Sekunde sehr schnell einen Wert von unter 0.01 an. Umgekehrt nimmt das Signal-Rauschverhältnis bei zunehmender Anzahl an Photoelektronen sehr schnell einen Wert von über 50 *dB* an. Der gemessene Dynamikbereich nimmt einen erwarteten hohen Wert von 100.13 *dB* an. Die extrapolierte Dynamik liegt sogar bei 115.29 *dB*. Der Hersteller gibt die Dynamik mit 120 *dB* an.

Kapitel 8

Anwendung: Monokulares 3D-Tracking

Vorgestellt wird ein Verfahren zum Monokularen 3D-Tracking. Die Tiefeninformation wird über optische Parameter bestimmt. Die verwendete, beidseitig telezentrische Optik in Zusammenspiel mit einer telezentrischen Dreiecksblende liefert sowohl den Betrag, als auch die Relativposition bezüglich der zur Fokusebene konjugierten Referenzebene. Zum Einsatz kam die HDRC4-CMOS Kamera mit der Möglichkeit der Teilfensterauslesung. Dadurch konnten die Bilder mit 50 Hz in Echtzeit verarbeitet werden. Die Teilfensterauslesung wurde in das Bildverarbeitungspaket Heurisko¹ implementiert.

Die im Openeye-Projekt in Zusammenarbeit mit der Firma EM-Gerätebau² entwickelte Anwendung führt ein 3D-Tracking eines selbstleuchtenden Objektes durch. Das Ziel der Entwicklung war ein Augenoperationssimulator, der bei der Ausbildung von Augenoperateuren unterstützend eingesetzt werden sollte.

Die Neuerung gegenüber altbekannten Tracking-Verfahren liegt in der Gewinnung der Tiefendaten durch Kalibrierung der optischen Parameter. Dadurch ist es möglich mit nur einer Kamera zu arbeiten. Das resultiert nicht nur in einer Kosteneinsparung, sondern man hat auch den Vorteil, dass das Objekt zentral beobachtet werden kann und nicht, wie bei einem Stereosystem, bei dem das Objekt immer unter einem bestimmten Winkel betrachtet wird. Dies kann insbesondere bei einer LED, die als Tracking-Objekt benutzt wurde, zu Problemen führen, da deren Abstrahlverhalten winkelabhängig ist.

Eine weitere Besonderheit des Systems liegt in der Teilfensterauslesung, die durch den wahlfreien Zugriff auf die einzelnen Pixel der benutzten HDRC4-Kamera vom Projektpartner IMS³ ermöglicht wird. Dadurch werden im Vergleich zu den üblicherweise verwendeten

¹AEON-Verlag, Hanau

²Mannheim

³Institut für Mikroelektronik, Mannheim

CCD-Kameras wesentlich höhere Bildraten erreicht.

Von der Firma EM-Gerätebau wurde eine geeignete 3D-Visualisierung entwickelt. Das System wurde auf der Vision 2000 vorgestellt (Abbildung 8.1), nachdem auf der Vision 99 als Vorstudie ein 2D-Tracking vorgestellt wurde.



Abbildung 8.1: Optischer Aufbau

Die Grundidee des Verfahrens wurde bereits in der Arbeit von [C.E.WILLERT und M.GHARIB 1992] demonstriert. Dabei wurde mit einem Standard-Abbildungssystem und einer speziellen Blende, die aus 3, in Dreiecksform angeordneten kleinen Punktblenden bestand, ein 3D-PTV (Particle Tracking Velocimetry) mit einer Kamera durchgeführt. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt zum einen in der Zuordnung der in der Bildebene erhaltenen einzelnen Punkte und zum anderen in der Änderung der Grösse des abgebildeten Objektes bei Verschiebung in z -Richtung.

In dem hier vorgestellten Verfahren wurde eine telezentrische Optik mit einer Dreiecksblende benutzt. Dadurch werden die oben beschriebenen Nachteile vermieden.

Zunächst wird durch den Vergleich einer Standardoptik mit der telezentrischen Optik der Vorteil der telezentrischen Optik hervorgehoben. Bei einer Standardoptik befindet sich die Blende in der Linsenebene (Abbildung 8.2). Ein Punkt der Objektebene P wird genau auf einen Punkt Q in der Focusebene I_f abgebildet. Durch eine Änderung der Fokuseinstellung verteilt sich die von dem Punkt P erhaltene Energie auf eine kreisförmig verteilte Fläche in der Sensorebene. Das Bild des Punktes P wird dadurch unscharf. Der effektive Schwerpunkt des Bildes ist dann der Schwerpunkt des Unschärfekreises [JHNE 1997]. Der Schwerpunkt liegt auf dem Zentralstrahl R , dessen Schnittpunkt mit der Sensorebene mit der Position der

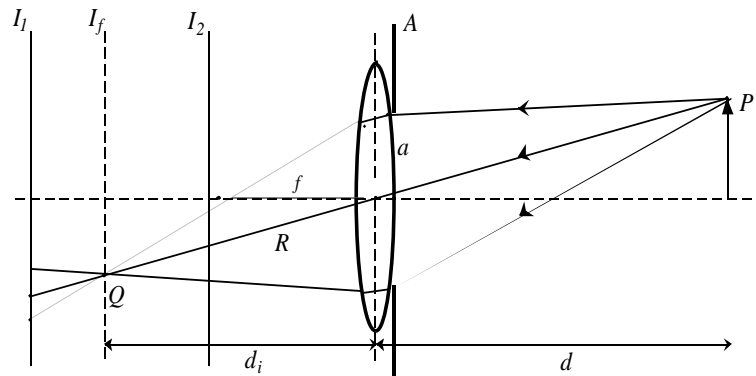


Abbildung 8.2: Standard Optik

Sensorebene variiert. Daher variiert die Bildvergrößerung mit dem Grad der Defokussierung.

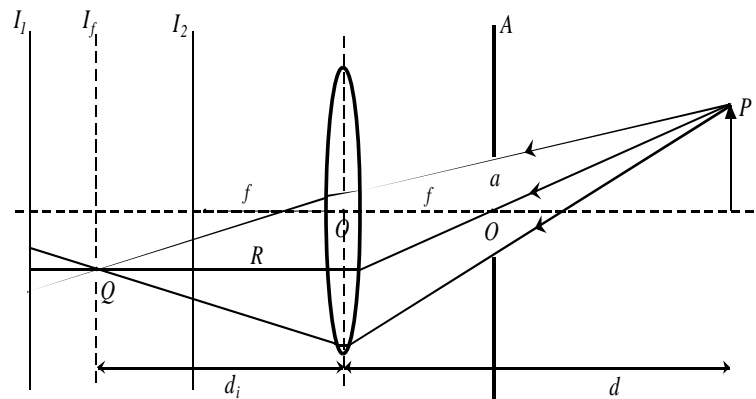


Abbildung 8.3: Bildseitig telezentrische Optik

Zum Vergleich ist in Abbildung 8.3 eine bildseitig telezentrische Optik gezeigt. Die Blende liegt nun nicht mehr in der Linsenebene, sondern wird in der objektseitigen Brennebene platziert. Der Hauptstrahl durch das Zentrum der Blende breitet sich nach Durchgang durch die Linse parallel zur optischen Achse aus. Dadurch bleibt die Vergrößerung innerhalb des Telezentrie-Bereichs konstant, wenn die Position der Sensorebene und damit der Grad der Defokussierung verändert wird.

Im aktuellen Aufbau wird eine bild- und objektseitig telezentrische Optik benutzt (Abb.8.4). Dadurch wird der Helligkeitsabfall, der sich durch Variation des Leuchtpunktes in der Objektebene bei nicht objektseitiger Telezentrie ergeben würde, verhindert.

In Abbildung 8.4 ist die Geometrie der beidseitig telezentrischen Optik dargestellt. Als telezentrische Blende wird ein gleichseitiges Dreieck mit der Seitenlänge d benutzt. In der Abbildung ist eine Seite der Dreiecksblende in der Aperturrebene ($z = 0$) schematisch dargestellt. Die Vorzeichen der einzelnen Größen sind relativ zur Aperturrebene zu betrachten.

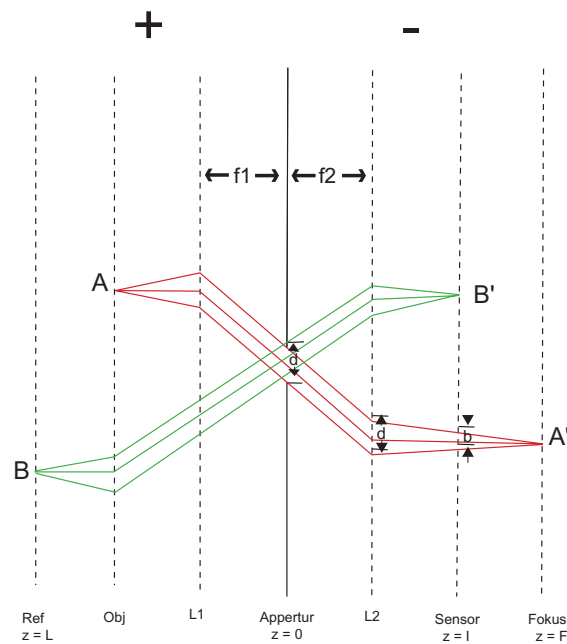


Abbildung 8.4: Beidseitig telezentrische Optik

Dies ist in der Abbildung oben angedeutet. Die Brennweiten der benutzten Objektive sind f_1 und f_2 . Gezeigt sind die Abbildungen zweier Punkte A, B in die Punkte A', B'. Punkt A in der Objektebene ist konjugiert zum Punkt A' in der Fokusebene. In der Sensorebene wird der Punkt aber unscharf abgebildet und man kann die Länge b der Dreiecksseite der abgebildeten Blende messen. Der Punkt B liegt in der zur Sensorebene konjugierten Referenzebene im Objektraum. Der Punkt B wird daher scharf auf die Sensorebene abgebildet. Zur Rekonstruktion der Tiefendaten werden jeweils 2 Ebenenpaare und eine Dreiecksbeziehung benötigt. Die erste Gleichung stellt die Beziehung der Referenzebene L zu der Sensorebene z_I her:

$$\frac{1}{f_{ges}} = \frac{1}{L} - \frac{1}{z_I} \quad (8.1)$$

mit der Gesamtbrennweite f_{ges} , die durch

$$\frac{1}{f_{ges}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \quad (8.2)$$

gegeben ist.

Die nächste Gleichung stellt die Beziehung der (aktuellen) Objektebene z_O mit der Fokusebene z_F her:

$$\frac{1}{f_{ges}} = \frac{1}{z_O} - \frac{1}{z_F} \quad (8.3)$$

Als Bindeglied zwischen diesen beiden Gleichungen fungiert die folgende Gleichung:

$$\frac{d}{b} = \frac{z_F}{z_F - z_I} \Rightarrow z_F = z_I \frac{d}{d - b} \quad (8.4)$$

Gesucht ist also die Grösse z_O in Abhängigkeit der berechneten oder gemessenen optischen Parameter. Aus (8.3) folgt:

$$z_O = \frac{f_{ges} z_F}{f_{ges} + z_F} \quad (8.5)$$

Mit (8.1) und (8.4) bekommt man als Weltkoordinate Z :

$$Z = z_O = \frac{1}{\frac{1}{L} + K b} \quad (8.6)$$

Dabei ist K die optische Parameterkonstante:

$$K = \frac{L - f_{ges}}{f_{ges} L d} \quad (8.7)$$

Die Weltkoordinaten X, Y werden über den Schwerpunkt (x_s, y_s) des Bildes der Blende berechnet:

$$X = \frac{-x_s z_o (L - f_{ges})}{L f_{ges}} \quad (8.8)$$

$$Y = \frac{-y_s z_o (L - f_{ges})}{L f_{ges}} \quad (8.9)$$

Der Vorteil des gleichseitigen Dreiecks als Blende liegt in der Inversion des Bildes der Blende beim Fokusedurchgang. Durch diese Orientierung erhält man das Vorzeichen der z -Koordinate. Zusammen mit Gleichung (8.6), die den Betrag liefert, liegt nun die vollständige Information zur 3D-Rekonstruktion vor.

Die verwendete beidseitig telezentrische Optik hat folgende Vorteile:

1. Die Grösse des Objektes bleibt im Telezentrie-Bereich konstant.
2. Die Gesamthelligkeit eines leuchtenden Objektes bleibt konstant.

Die Gesamthelligkeit der abgebildeten Blende verändert sich proportional zum Abstand von der Referenzebene. Dies geht mit einer gleichzeitigen Änderung der Grösse des abgebildeten Dreiecks einher.

Durch eine Fokuserie kann der, zu einer bestimmten Entfernung von der Referenzebene, mittlere Grauwert bestimmt werden. Dies ist eine alternative Methode die 3 D-Rekonstruktion durchzuführen. Die Messung des mittleren Grauwerts des Objektes durch die Fokuserie kann dann zur Kalibrierung des Aufbaus verwendet werden. Es zeigte sich, dass man zwischen 2 Auflösungen unterscheiden muss:

1. Die Auflösung durch die Fokusebene
2. Die Auflösung im Defokus-Bereich

Bei der verwendeten Optik konnte im Defokusbereich eine Tiefen-Auflösung $\delta_{Z_{DF}} = 300 \mu m$ und im Fokusbereich von $\delta_{Z_F} = 1 mm$ erreicht werden.

Das Tracking wurde mit einer Teilfenstergrösse von $128 * 128$ Pixel der HDRC4 durchgeführt. Aufgrund der konstanten Pixelrate kann man dieses Teilfenster dann um einen Faktor 8 schneller auslesen. Mit einer Scanroutine wird der gesamte Chip nach dem interessierenden Objekt (LED) durchsucht (Segmentierung). Danach geht der Algorithmus in die Tracking Routine. Der ermittelte segmentierte Schwerpunkt des Objektes wird durch eine lineare Schätzung verfolgt:

$$\mathbf{X}_{est} = \mathbf{X}_{akt} + (\mathbf{X}_{akt} - \mathbf{X}_{alt}) \quad (8.10)$$

wobei \mathbf{X}_{akt} die zum Zeitpunkt t gemessene 3 D-Koordinate ist, \mathbf{X}_{alt} die zum Zeitpunkt t-1 gemessene 3 D-Koordinate und \mathbf{X}_{est} die für den Zeitpunkt t+1 extrapolierte 3 D-Koordinate.

Fazit

Zusammenfassend kann man sagen, dass die neu entwickelte Technik dazu in der Lage ist, die 3D-Rekonstruktion durchzuführen. Die Genauigkeit ist zwar noch nicht im Bereich eines Stereoaufbaus, kann aber durch eine Verbesserung der Optik noch vergrößert werden.

Kapitel 9

Resümee und Ausblick

Ziel der Arbeit war die Charakterisierung und radiometrische Kalibrierung von CCD- und CMOS Bildsensoren. Ausserdem sollte im Rahmen des *OpenEye* Projektes ein neuartiges monokulares 3D-Tracking realisiert werden.

Dazu wurden im ersten Teil der Arbeit die theoretischen Grundlagen, die zur Durchführung der Kalibriermessungen notwendig waren, bereitgestellt. Die im experimentellen Ziel aufgebaute Messapparatur ist so konzipiert, dass möglichst viele Parameter zur Charakterisierung der Bildsensoren erfasst werden können. Im einzelnen wurden durch die Messungen und Auswertungen folgende Parameter der CCD-Kamera erfasst:

- **Dunkelstrom**
- **Linearität**
- **Globale Totale Rauschvarianz**
- **Fix-Muster Rauschen im Photostrom**
- **Absolute Quanteneffizienz**

Bei der CMOS-Kamera wurden die folgenden Parameter bestimmt:

- **Dunkelstrom**
- **Sensoreigenheiten (Verstärker)**
- **Antwortkurve**
- **Globale Totale Rauschvarianz**

Das monokulare 3D-Tracking wurde auf der Vision2000 realisiert. Es wurde gezeigt, dass mit dieser neuen Methode mit nur einer Kamera die Tiefeninformation über optische Parameter erhalten werden kann.

Zukünftige Entwicklungen sind in folgenden Bereichen zu sehen:

- Berechnung von lokalen Parametern für die Linearität, Globale Totale Rauschvarianz und für die Quanteneffizienz
- Modellierung der Globalen Totalen Rauschvarianz bei der HDRC4 Kamera
- Bestimmung des Fix-Muster Rauschen im Photostrom bei der HDRC4 Kamera
- Verbesserung der Tiefenaufösung beim monokularen 3 D-Tracking

Anhang A

Filter-Spektren

A.1 Bandpassfilter

[COH 1998]

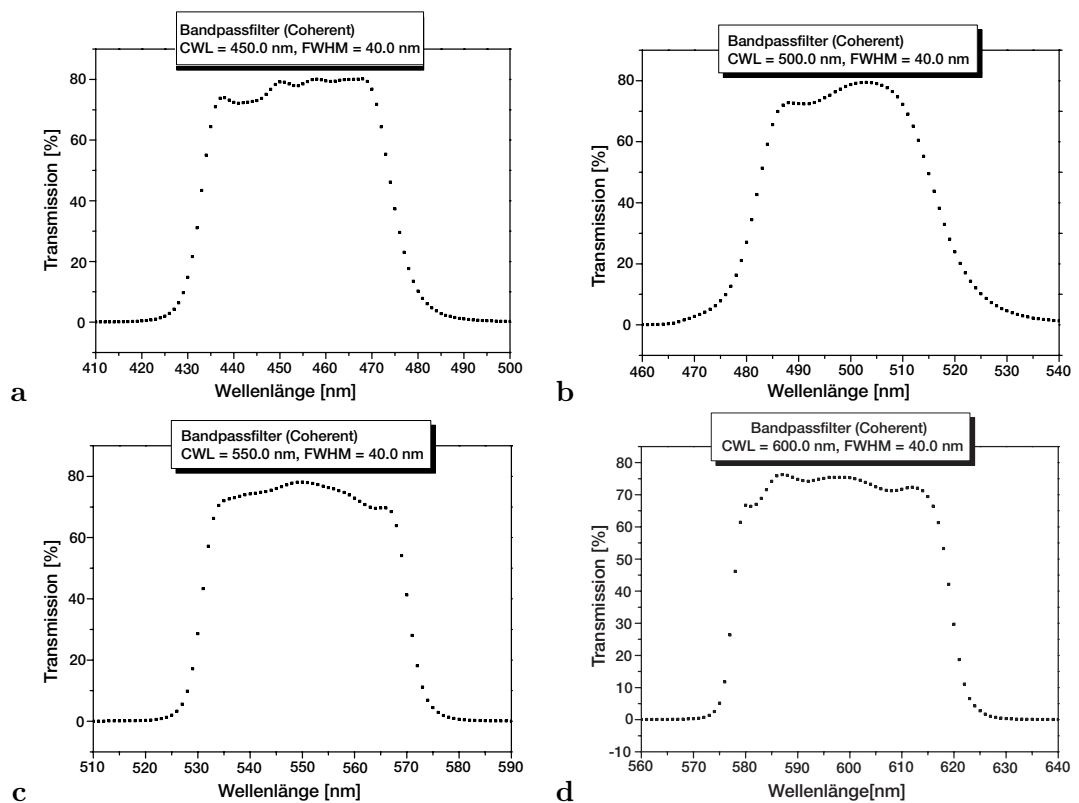


Abbildung A.1: **a** Bandpassfilter bei CWL=450 nm **b** Bandpassfilter bei CWL=500 nm **c** Bandpassfilter bei CWL=550 nm **d** Bandpassfilter bei CWL=600 nm

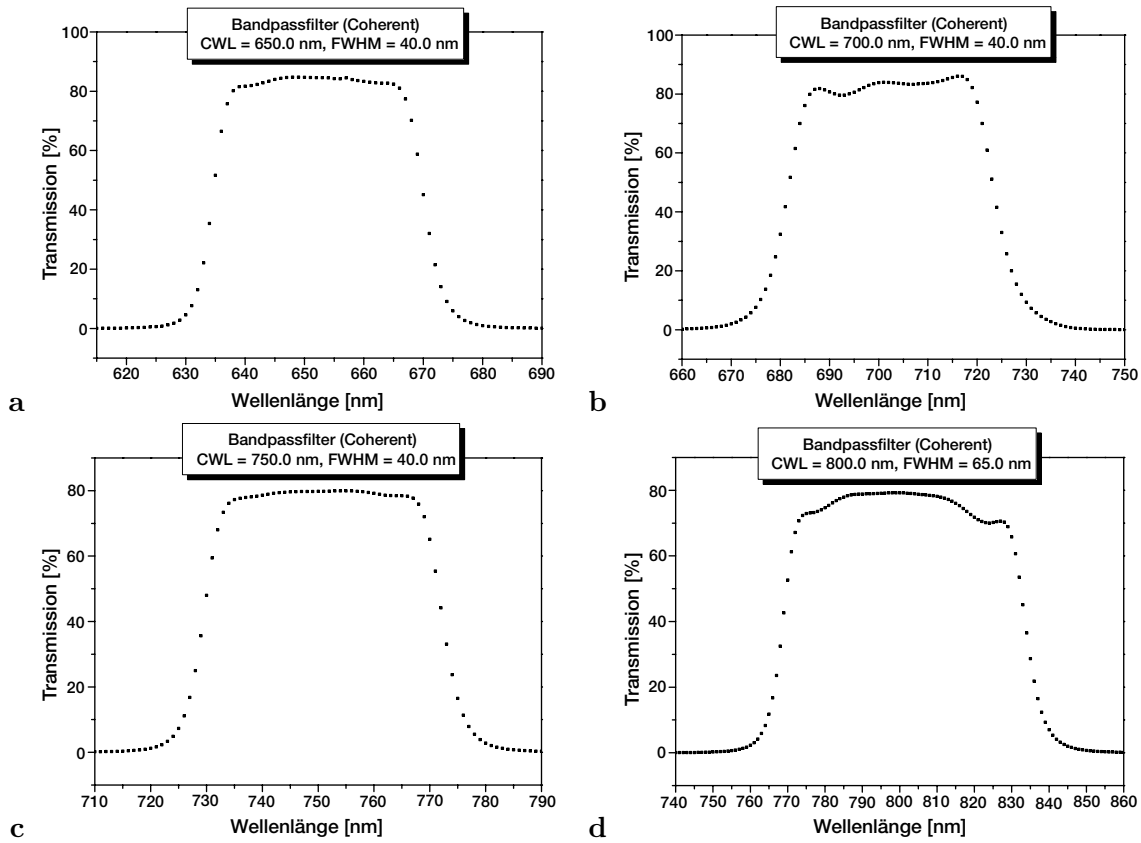


Abbildung A.2: **a** Bandpassfilter bei CWL=650 nm **b** Bandpassfilter bei CWL=700 nm **c** Bandpassfilter bei CWL=750 nm **d** Bandpassfilter bei CWL=800 nm

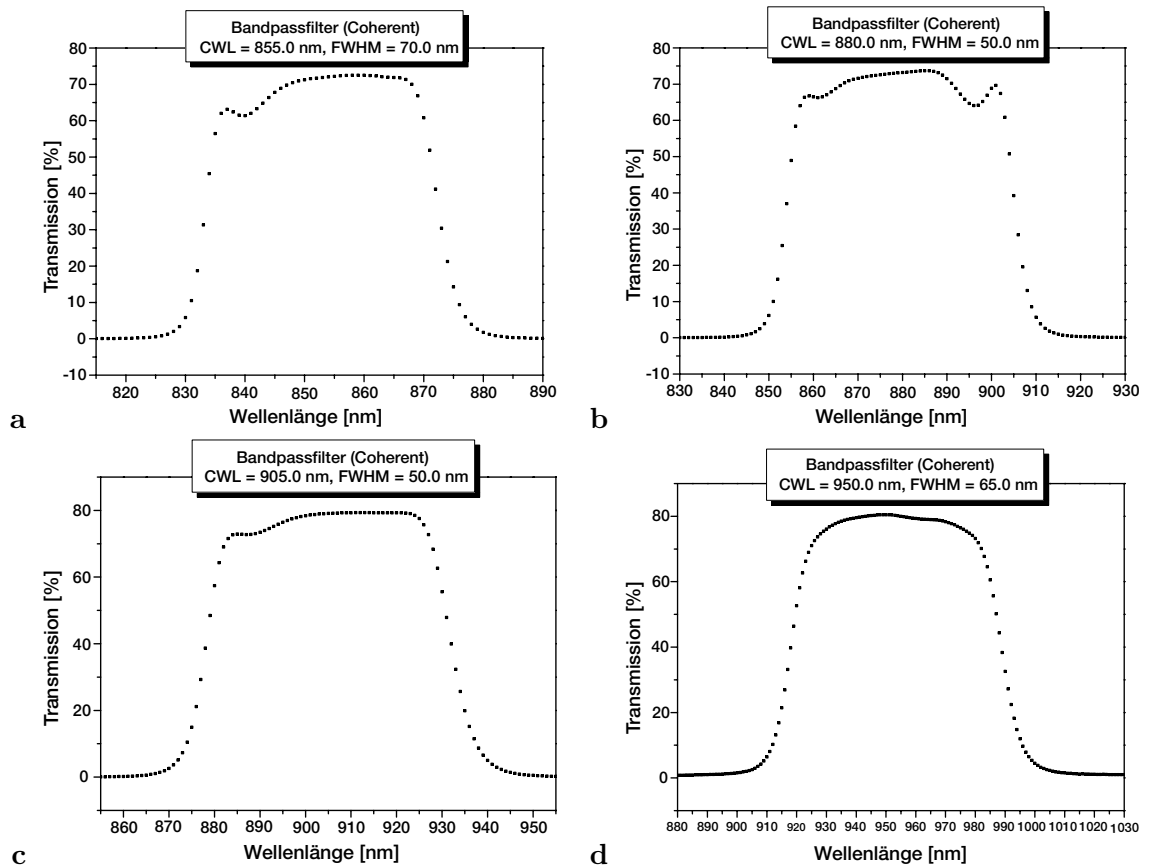


Abbildung A.3: **a** Bandpassfilter bei CWL=855 nm **b** Bandpassfilter bei CWL=880 nm **c** Bandpassfilter bei CWL=905 nm **d** Bandpassfilter bei CWL=950 nm

A.2 Neutralfilter

[COH 1998]

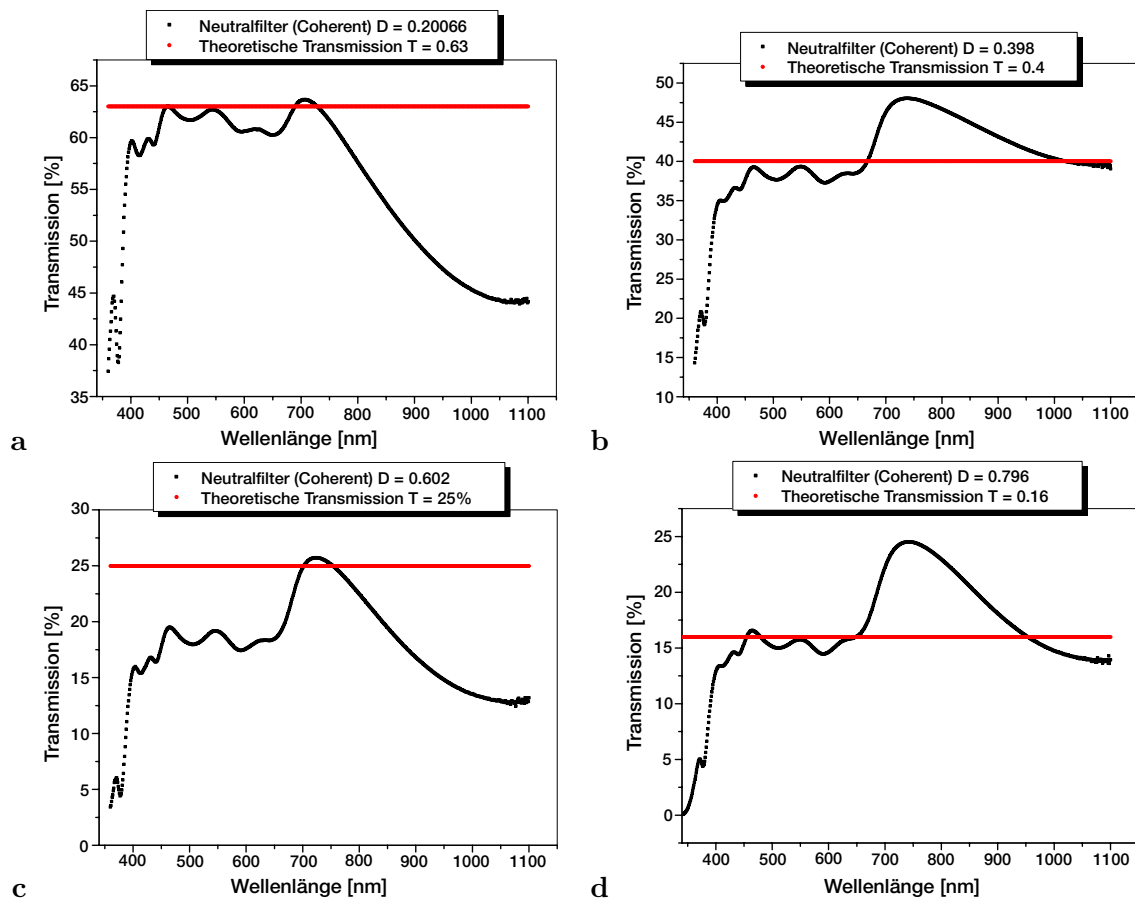


Abbildung A.4: **a** Neutralfilter mit $D = 0.20066$ **b** Neutralfilter mit $D = 0.398$ **c** Neutralfilter mit $D = 0.602$ **d** Neutralfilter mit $D = 0.796$

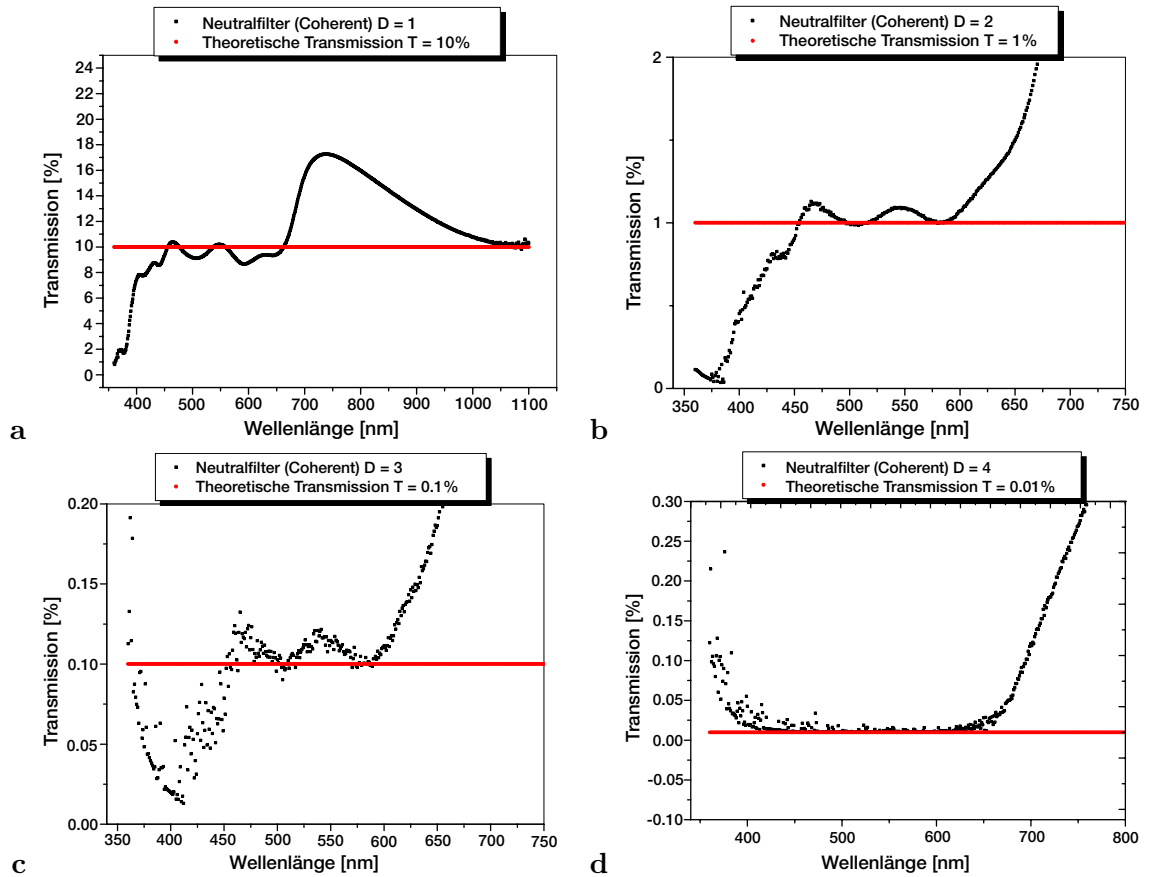


Abbildung A.5: **a** Neutralfilter mit $D = 1$ **b** Neutralfilter mit $D = 2$ **c** Neutralfilter mit $D = 3$ **d** Neutralfilter mit $D = 4$

Anhang B

Definitionen und Einheiten

In der folgenden Tabelle werden die radiometrischen, photometrischen und photonenbezogenen Grössen, sowohl mit ihren englischen, als auch mit den deutschen Begriffen und Einheiten gegenübergestellt.

Radiometrische und Photometrische Einheiten			
Grösse	Radiometrischer Begriff		Photometrischer Begriff
	Energiebezogen	Photonenbezogen	
Energie	Radiant Energy Q [Ws]	Number of Photons N_p [1]	Luminous Energy Q_ν [lms]
	Strahlungsenergie Q [Ws]	Photonenzahl N_p [1]	Lichtmenge Q_ν [lms]
Fluss(Leistung)	Radiant Flux Φ [W]	Photonflux Φ_p [$\frac{1}{s}$]	Luminous Flux Φ_ν [lm]
	Strahlungsfluss $\Phi = \frac{dQ}{dt}$ [W]	Photonenfluss Φ_p [$\frac{1}{s}$]	Lichtstrom ϕ_ν [lm]
Einfallende Energieflussdichte	Irradiance E [$\frac{W}{m^2}$]	Photonfluxdensity E_p [$\frac{1}{m^2 s}$]	Illuminance E_ν [lux]
	Bestrahlungsstärke E [$\frac{W}{m^2}$]	Photonenflussdichte E_p [$\frac{1}{m^2 s}$]	Beleuchtungsstärke E_ν [lux]
Ausgestrahlte Energieflussdichte	Radiant Exitance M [$\frac{W}{m^2}$]	Photonfluxdensity M_p [$\frac{1}{m^2 s}$]	Luminous Exitance M_ν [$\frac{lm}{m^2}$]
	Strahlungsflussdichte M [$\frac{W}{m^2}$]	Photonenflussdichte M_p [$\frac{1}{m^2 s}$]	Beleuchtungsstärke E_ν [lux]
Energiefluss/ Raumwinkel	Radiant Intensity I [$\frac{W}{sr}$]	Photonflux/solid angle I_p [$\frac{1}{s sr}$]	Luminous Intensity I_ν [cd]
	Strahlungsstärke I [$\frac{W}{sr}$]	Photonenfluss/Raumwinkel I_p [$\frac{1}{s sr}$]	Lichtstärke I_ν [cd]
Energieflussdichte/ Raumwinkel	Radiance L [$\frac{W}{m^2 sr}$]	Photonfluxdensity/solid angle L_p [$\frac{1}{m^2 s sr}$]	Luminance L_ν [$\frac{cd}{m^2}$]
	Strahlungsdichte L [$\frac{W}{m^2 sr}$]	Photonenflussdichte/Raumwinkel L_p [$\frac{1}{m^2 s sr}$]	Leuchtdichte L_ν [$\frac{cd}{m^2}$]
Energie/ Fläche	Energy Density D_e [$\frac{J}{m^2}$] = [$\frac{Ws}{m^2}$]	Photondensity D_p [$\frac{1}{m^2}$]	Exposure D_ν [$\frac{lm s}{m^2}$]
	Energiedichte D_e [$\frac{J}{m^2}$] = [$\frac{Ws}{m^2}$]	Photonendichte D_p [$\frac{1}{m^2}$]	Belichtung D_ν [$\frac{lm s}{m^2}$]

Anhang C

Technische Daten der Kameras

C.1 Scientific Pixelfly CCD-Kamera

Anzahl Pixel	1280(H) × 1024(V)
Pixelfläche	6.7 μm × 6.7 μm
A/D Dynamikbereich	12 bit
Sensor Format	2/3 Zoll
Scan Bereich	8.6 × 6.9 mm
Full Well Kapazität	20000 e^-
Ausleserauschen	13 e^-
Scan Rate	20 MHz
Bild Frequenz...	
... bei Binning Modus 1	12.5 fps
... bei Binning Modus 2	24 fps
A/D Konversionsfaktor	4.5 $e^-/count$
Mittlerer Dunkelstrom bei 20 Grad C(pro Pixel)	< 3 e^-/sec
Spektraler Bereich	280...1000 nm
Quanteneffizienz bei 500 nm	40%
CCD Qualität	Grade 0
Anti Blooming	\leq 1000
Nicht-Linearität	< 1.5%
Binning Vertikal	Faktor 1,2
Binning Horizontal	Faktor 1,2
Leistungsaufnahme	1 A bei 5 V, 400 mA bei 12 V

C.2 HDRC4 CMOS-Kamera

Anzahl Pixel	512(H) × 256(V)
Pixelfläche	21 μm × 21 μm
Füllfaktor	> 45 %
Sensorfläche	10.75 × 5.76 mm
Sensordurchmesser	12.2 mm
Maximale Sensitivität bei der Wellenlänge	535 nm
Minimale Sensitivität	0.5 Lux
Voll-Bild Rate	60/120 fps
Maximale Pixel Rate	8/16 MPxl/sec
Leistungsaufnahme	3.3 V
Leistungsverbrauch	< 300 mW
Temperaturbereich	0 Grad C - 40 Grad C
Dynamikbereich	120 dB
Pixelzugriffszeit	100 nsec
CMOS-Prozess	0.5 μm

Index

- ADE, 48
- ADU, 48
- Antwortkurve der HDRC4, 98
- Ausleserauschen, 74

- Beidseitig Telezentrische Optik, 109
- Beleuchtungsstärke, 29
- Bestrahlungsstärke, 20
- Blooming, 46

- candela, 29
- CCD Gain-Faktor, 48, 74
- CTE, 47
- CWL, 84

- DRNU, 46
- Dunkelstrom, 47
- Dynamikbereich, 75
- Dynamikbereich der HDRC4, 105

- Ebener Winkel, 13

- Fat Zero, 47
- Fixed Pattern Noise, 46
- FMRP, 46, 52, 80
- FPN, 46
- Full Well Capacity, 69
- FWC, 69
- FWHM, 84

- Globale Totale Rauschvarianz, 48, 71
- GTR, 48, 71
- GTR der HDRC4, 103

- HDRC4 CMOS-Kamera, 43
- homogene Lichtquelle, 35
- Hotpixel, 62, 93

- Illuminance, 29
- Inverses Quadrat-Gesetz, 24
- Irradiance, 20

- K-Werte-Histogramm, 81
- Kameramodell mit Bandpassfilter, 85
- Kameramodell mit Neutralfilter, 99

- Ladungstranfereffizienz, 47
- Lambertscher Strahler, 23
- Leuchtdichte, 30
- Licht, 25
- Lichtstärke, 29
- Lichtstrom, 29
- Lichtsystem-Strahlungsäquivalent, 28
- Lighting System Luminous Efficacy, 28
- Linearität, 64
- Linearitätsbereich der Scientific Pixelfly, 68
- lumen, 29
- Luminance, 30
- Luminous Flux, 29
- Luminous Intensity, 29
- lux, 29

- Maxwellgleichungen, 8
- Medianfilter, 93
- mesopisch, 25

- Nachzieheffekt der HDRC4, 100
- Nichtlinearität, 66

- optische Dichte, 98

- Photometrie, 25
- photometrisches Strahlungsäquivalent, 28
- Photonen-Bestrahlungsstärke, 32

- Photonen-Strahlungsdichte, 33
- Photonen-Strahlungsstärke, 33
- Photonenanzahl, 31
- Photonenenergie, 31
- Photonenfluss, 32
- photopisch, 25
- Pixel Settling Time, 100
- Poynting-Vektor, 10
- PRNU, 46
- Punkt-Lichtquelle, 21

- Quanteneffizienz, 46, 84

- Radiance, 22
- Radiant Efficiency, 28
- Radiant Energy, 19
- Radiant Flux, 19
- Radiant Intensity, 21
- Radiation Luminous Efficacy, 28
- Radiation Luminous Efficiency, 27
- Radiometrie, 25
- Raumwinkel, 14
- Raumwinkelnäherung, 15
- Relativer Fehler, 76, 104

- Scientific Pixelfly CCD-Kamera, 41
- scotopisch, 25
- Sensitivität, 84
- Shot Noise, 47
- Signal-Rausch-Verhältnis, 104
- Signal-Rauschverhältnis, 76
- Smear-Effekt, 79
- spectral Irradiance, 21
- spectral Luminous Efficiency, 26
- spectral Radiance, 23
- spectral radiant energy, 19
- Spectral Radiant Flux, 20
- spectral Radiant Intensity, 22
- spektrale Bestrahlungsstärke, 21
- spektrale Empfindlichkeit, 26
- spektrale Strahlungsdichte, 23
- spektrale Strahlungsenergie, 19
- spektrale Strahlungsstärke, 22
- spektraler Strahlungsfluss, 20

- Stäbchen, 25
- Strahlungsäquivalent, 27
- Strahlungsausbeute, 28
- Strahlungsdichte, 22
- Strahlungsenergie, 19
- Strahlungsfluss, 19
- Strahlungsflussdichte, 20
- Strahlungsstärke, 21

- Ullbrichtkugel, 35
- Ullbrichtkugelmultiplikationsfaktor, 38

- Wellenlängennotation, 13

- Zapfen, 25

Glossar

CCD Gain-Faktor	Anzahl an Photoelektronen pro ADE (Grauwertstufe), Seite 48
ADE	Analog Digital Einheit = Grauwert, Seite 48
ADU	Analog Digital Unit, Seite 48
Ausleserauschen	Anzahl an Rausch-Elektronen, die durch den Verstärkungs-Elektronik der Kamera erzeugt werden, Seite 74
Blooming	Überlauf der Elektronen(bzw.Ladung) auf benachbarte Pixel, Seite 46
CTE	Ladungstransfereffizienz, Seite 47
CWL	Central Wavelength = Zentralwellenlänge bei Bandpassfiltern, Seite 84
DRNU	Dark Response Non Uniformity = FMRD, Seite 46
Dunkelstrom	Thermisch generierte freie Elektronen, Seite 47

Dynamikbereich	Messbereich der Kamera innerhalb der Grenzen, die durch das Ausleserauschen und die Full Well Kapazität der Kamera vorgegeben sind, Seite 75
FMRD	Fix Muster Rauschen (FPN) im Dunkelstrom, Seite 46
FMRP	Fix Muster Rauschen (FPN) im Photostrom, Seite 46
FPN	Fixed Pattern Noise - Herstellungsbedingte Unterschiede der einzelnen Sensorpixel, die sich in einer unterschiedlichen Reaktion auf eine homogene Beleuchtung bemerkbar machen. Unterschieden werden PRNU und DRNU bei hoher Bestrahlungsstärke bzw. beim sogenannten Dunkelstrom, Seite 46
FWHM	Full Width at half Maximum = Breite eines Bandpassfilters bei der Hälfte des Transmissionsmaximums, Seite 84
Fat Zero	Verbesserung der CTE indem verhindert wird, dass sich die Potentialtöpfe der einzelnen Sensorpixel komplett entleeren und dadurch nicht mehr als Ladungsfallen in Frage kommen, Seite 47
Full Well Kapazität	Maximale Ladungskapazität eines Pixels = FWC, Seite 69
GTR	Globale Totale Rauschvarianz = Global gemittelte Rauschvarianz über den gesamten Dynamikbereich der Kamera, Seite 51
Hotpixel	Einzelne fehlerhafte Pixel mit einem erhöhten Dunkelstrom, Seite 62
PRNU	Photo Response Non Uniformity = FMRP, Seite 46

Quanteneffizienz	Verhältnis von Elektronenfluss zu einfallendem Photonenfluss, Seite 46
Relativer Fehler	Kehrwert des Signal-Rausch-Verhältnisses, Seite 76
Sensitivität	Verhältnis von erzeugtem (spektralem) Photostrom zur (spektralen) Strahlungsleistung, Seite 84
Shot Noise	Rauschquelle aufgrund der statistisch verteilten Photonen, Seite 47
Signal-Rauschverhältnis	Verhältnis einer bestimmten Signalgröße zur jeweiligen Wurzel der Rauschvarianz, Seite 76
Smear-Effekt	Effekt, der durch gestreute Photonen in die abgedunkelten Schieberegister der Scientific Pixelfly erzeugt wird. Dadurch erhält man ein erhöhtes Signal, Seite 79

Literaturverzeichnis

- [COH 1998] (1998). *Coherent - The Catalog for Laser and Photonics Applications*.
- [Lab 1998] (1998). *Integrating Sphere Uniform Light Source Applications*. Technischer Bericht, Labsphere, USA. WWW: www.labsphere.com.
- [Lab 1999] (1999). *A Guide to Integrating Sphere Theory and Applications*. Technischer Bericht, Labsphere, USA. WWW: www.labsphere.com.
- [Lab 2000] (2000). *A Guide to Integrating Sphere Radiometry and Photometry*. Technischer Bericht, Labsphere, USA. WWW: www.labsphere.com.
- [IMS 2000] (2000). *The Revolution in Electronic Imaging*. Technischer Bericht, IMS CHIPS, Stuttgart.
- [SON 2000] (2000). *SONY - ICX085AL*.
- [PIX 2001] (2001). *Pixelfly - High Performance Digital 12 bit CCD Kamera System*. Technischer Bericht, PCO Computer Optics GmbH, Kelheim, Germany. WWW: www.pco.de.
- [OWI 2002] (2002). *OWIS - Produktkatalog, Positioniersysteme*. Web: www.owis-staufen.de.
- [BEYNON und LAMB 1980] BEYNON, E. und D. R. LAMB (1980). *Charge-Coupled Devices and their applications*. McGraw-Hill.
- [C.E.WILLERT und M.GHARIB 1992] C.E.WILLERT und M.GHARIB (1992). *Three-dimensional particle imaging with a single camera*. Experiments in Fluids, 12:353–358.
- [DECUSATIS 1998] DECUSATIS, CASIMER, Hrsg. (1998). *Handbook of Applied Photometry*, Kap. 2, S. 33–53. Springer.
- [FOWLER 1999] FOWLER, A., GAMAL A.-YANG D. TIAN H. (1999). *A Method for Estimating Quantum Efficiency for CMOS Image Sensors*.
- [GAMAL 1999] GAMAL, A.FOWLER, B. MIN-H. LIU X. (1999). *Modeling and Estimation of FPN Components in CMOS Image Sensors*.

- [GOBRECHT 1978] GOBRECHT, HEINRICH, Hrsg. (1978). *Bergmann-Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. III, Optik, Kap. V, Strahlung und Photometrie, S. 585–640. Walter de Gruyter, Berlin.
- [GOEBEL 1967] GOEBEL, DAVID G. (1967). *Generalized Integrating-Sphere Theory*. Applied Optics, 6(1).
- [HAUSSECKER 1999] HAUSSECKER, H. (1999). *Radiation*. In: *Handbook of Computer Vision and Applications*, Bd. 1: Sensors and Imaging. Academic Press, San Diego.
- [HEALEY und KONDEPUDY 1994] HEALEY, G. E. und R. KONDEPUDY (1994). *Radiometric CCD Camera Calibration and Noise Estimation*. PAMI, 16(3):267–276.
- [HOLST 1996] HOLST, GERALD C. (1996). *CCD Arrays, Cameras and Displays*. JCD Publications, Winter Park, FL.
- [HOWELL 2000] HOWELL, STEVE B. (2000). *Handbook of CCD Astronomy*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- [JACKSON 1983] JACKSON, JOHN DAVID (1983). *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, Berlin, 2. Aufl.
- [JANESICK 2001] JANESICK, JAMES R. (2001). *Scientific Charge Coupled Devices*. SPIE Press, Bellingham, Washington USA.
- [JHNE 1997] JHNE, B. (1997). *Digitale Bildverarbeitung*. Springer-Verlag, Heidelberg, 4. Aufl.
- [JOSEPH und COLLINS 2001] JOSEPH, DILEEPAN und S. COLLINS (2001). *Modelling, calibration and correction of nonlinear illumination-dependent fixed pattern noise in logarithmic CMOS image sensors*. IEEE Instrumentation and Measurement.
- [KAMBEROVA und BAJCSY 1998] KAMBEROVA, G. und R. BAJCSY (1998). *Sensor Errors and the Uncertainties in Stereo Reconstruction*. In: BOWYER, K. W. und P. J. PHILLIPS, Hrsg.: *Empirical Evaluation Techniques in Computer Vision*, S. 96–116. IEEE.
- [KAUFMANN 1984] KAUFMANN, J.E., Hrsg. (1984). *IES Lighting Handbook-Reference Volume*. Illuminating Engineering Society of North America, New York.
- [LOOSE 1999] LOOSE, MARKUS (1999). *A Self-Calibrating CMOS Image Sensor with Logarithmic Response*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg.
- [MCCLUNEY 1994] MCCLUNEY, R. (1994). *Introduction to Radiometry and Photometry*. Artech House, Boston.
- [READ 1980] READ, F. H. (1980). *Electromagnetic Radiation*. John Wiley and Sons.
- [SCHRÖDER 1998] SCHRÖDER, GOTTFRIED (1998). *Technische Optik*. Vogel-Verlag, Würzburg.

- [SEGER 1993] SEGER, U., GRAF H.-G LANDGRAF M.E. (1993). *Vision-Assistance in Scenes with Extreme Contrast*. IEEE Micro.
- [THEUWISSEN 1995] THEUWISSEN, ALBERT J.P. (1995). *Solid State Imaging with Charge-Coupled Devices*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht,NL.
- [TIAN 2001] TIAN, H., FOWLER B.-GAMAL A. (2001). *Analysis of Temporal Noise in CMOS Photodiode Active Pixel Sensor*. IEEE Journal of Solid-State Circuits, 36(1).