

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
Institut für Methodik der Fernerkundung

Hochschule für angewandte Wissenschaften -  
Fachhochschule Deggendorf

Fakultät Elektro- und Medientechnik

Erfassung und Korrektur von geometrischen und  
spektralen Abbildungsfehlern abbildender  
Spektrometer

Determination and correction of geometrical and  
spectral aberrations of imaging spectrometers

Masterarbeit zur Erlangung des akademischen Grades:

Master of Engineering  
an der Hochschule Deggendorf

vorgelegt von:

Andreas Baumgartner

am: 24. Juni 2010

Erstprüfer:

Prof. Dr. Franz Daiminger

Zweitprüfer:

Prof. Dr. -Ing. Christoph Rappl



## Erklärung

Name der/des Studierenden:

Name des/der Betreuers/in:

Thema der Masterarbeit:

1. Ich erkläre hiermit, dass ich die Masterarbeit gemäß § 11 APO (Allgemeine Prüfungsordnung der Hochschule für Angewandte Wissenschaften – Fachhochschule Deggendorf) selbständig verfasst, noch nicht anderweitig für Prüfungszwecke vorgelegt, keine anderen als die angegebenen Quellen oder Hilfsmittel benutzt sowie wörtliche und sinngemäße Zitate als solche gekennzeichnet habe.

Deggendorf,   
(Datum)

\_\_\_\_\_  
(Unterschrift der/des Studierenden)

2. Ich bin damit einverstanden, dass die von mir angefertigte Masterarbeit über die Bibliothek der Hochschule einer breiteren Öffentlichkeit zugänglich gemacht wird.

- Ja  
 Nein

Falls Ja:

Ich erkläre und stehe dafür ein, dass ich alleiniger Inhaber aller Rechte an der Masterarbeit, einschließlich des Verfügungsrechts über Vorlagen an beigefügten Abbildungen, Plänen o.ä., bin und durch deren öffentliche Zugänglichmachung weder Rechte und Ansprüche Dritter noch gesetzliche Bestimmungen verletzt werden.

Deggendorf,   
(Datum)

\_\_\_\_\_  
(Unterschrift der/des Studierenden)

Bei Einverständnis des Verfassers mit einer Zugänglichmachung der Masterarbeit vom Betreuer auszufüllen:

Eine Aufnahme eines Exemplars der Masterarbeit in den Bestand der Bibliothek und die Ausleihe des Exemplars wird

- befürwortet.  
 nicht befürwortet.

Deggendorf,   
(Datum)

\_\_\_\_\_  
(Unterschrift des/der Betreuers/in)

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Abbildende Spektrometer . . . . .	3
2.1.1	Funktionsweise . . . . .	3
2.1.2	SRF - Spectral Response Function . . . . .	4
2.1.3	LSF - Line Spread Function . . . . .	5
2.1.4	Field Of View und Instantaneous Field Of View . . . . .	5
2.1.5	Abbildungsfehler . . . . .	6
2.2	Calibration Home Base . . . . .	9
2.2.1	Grundlegender Aufbau . . . . .	10
2.2.2	Der Umlenkspiegel . . . . .	10
2.2.3	Der Universaladapter und Justageparameter . . . . .	11
2.2.4	Der Kollimator . . . . .	12
2.2.5	Der Monochromator . . . . .	12
2.3	Das abbildende Spektrometer AISA . . . . .	13
2.3.1	Komponenten . . . . .	13
2.3.2	Optischer Aufbau . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Der Smile-Effekt</b>	<b>17</b>
3.1	Messung mit Spektrallampen . . . . .	17
3.1.1	Messaufbau Spektrallampen - abbildender Sensor . . . . .	17
3.1.2	Messaufbau Spektrallampen - FODIS . . . . .	18
3.1.3	Messergebnisse . . . . .	19
3.1.4	Wellenlängenberechnung mit Sensormodell . . . . .	19
3.1.5	Auswertung . . . . .	23
3.1.6	Reproduzierbarkeit . . . . .	26
3.2	Messung mit Monochromator . . . . .	27
3.2.1	Messaufbau CHB . . . . .	28
3.2.2	Messergebnisse . . . . .	29
3.2.3	Auswertung . . . . .	29

3.3	Smile-Korrektur . . . . .	31
3.3.1	Wellenlängenmatrix-Berechnung mit Polynomen . . . . .	31
3.3.2	Wellenlängenmatrix-Berechnung mit Smile-Modell . . . . .	32
3.3.3	Wellenlängenmatrix-Berechnung mit Smile-Modell und Nadir-Wellenlänge . . . . .	32
3.3.4	Wellenlängenmatrix Berechnung - FODIS . . . . .	33
3.3.5	Korrektur von Rohdaten . . . . .	33
3.3.6	Vergleich der Wellenlängenmatrizen mit NADIR-Wellenlängen	34
3.3.7	Vergleich Korrekturarten . . . . .	36
3.4	Vergleich der Messergebnisse mit der Theorie . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Der Keystone-Effekt</b>	<b>40</b>
4.1	Messung mit Kollimator . . . . .	40
4.1.1	Messaufbau . . . . .	41
4.1.2	Messergebnisse . . . . .	42
4.1.3	Auswertung . . . . .	43
4.2	Messung mit Monochromator . . . . .	44
4.2.1	Messaufbau . . . . .	44
4.2.2	Messergebnisse . . . . .	44
4.2.3	Auswertung . . . . .	46
4.3	Vergleich Messergebnisse Monochromator - Kollimator . . . . .	46
4.4	Keystone-Korrektur . . . . .	47
4.4.1	Winkelmatrix-Berechnung . . . . .	47
4.4.2	Korrektur von Rohdaten . . . . .	47
4.4.3	Korrekturergebnisse . . . . .	48
4.5	Vergleich der Messergebnisse mit der Theorie . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Ausblick</b>	<b>50</b>
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>53</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>54</b>
<b>7</b>	<b>Danksagung</b>	<b>57</b>
<b>8</b>	<b>Anhang</b>	<b>58</b>
8.1	Justage - Anleitung . . . . .	58
8.2	Abbildungen . . . . .	60

# Kapitel 1

## Einleitung

**Optische Fernerkundung** Das Institut für Methodik der Fernerkundung (IMF) [2] des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) bildet mit dem Deutschen Fernerkundungsdatenzentrum (DFD) das Instituts-Cluster „Angewandte Fernerkundung“ – das Kompetenzzentrum für Erdbeobachtung in Deutschland.

Das IMF betreibt Forschung und Entwicklung auf dem Gebiet der Fernerkundungstechnologien. Es werden Algorithmen, Methoden und Verarbeitungssysteme (sog. Prozessoren) zur Gewinnung von Geoinformation aus Fernerkundungsdaten entwickelt. Einer der technologischen Schwerpunkte des IMF ist die optische Fernerkundung.

Die optische Fernerkundung wird unter anderem betrieben mit spektral hochauflösenden Sensoren. Zu erwähnende Sensoren sind die flugzeuggetragenen Sensoren ROSIS und der ESA Sensor APEX sowie die geplante deutsche Hyperspektral-Satellitenmission EnMAP [3]. Die mit diesen Sensoren gewonnenen Daten lassen sich zum Beispiel einsetzen um Informationen über Vegetation, Bodenbeschaffenheit oder Gewässereigenschaften über ein großes Gebiet zu erhalten [1].

Das IMF betreibt am DLR Oberpfaffenhofen ein Optiklabor, mit dem es möglich ist, schwere flugzeuggetragene Sensoren und Feldspektrometer zu kalibrieren. Dieses Kalibrierlabor (Calibration Home Base, kurz: CHB) ist europaweit das einzige Labor, das öffentlich zugänglich ist, in dem bis zu 350 kg schwere Sensoren geometrisch, spektral sowie radiometrisch kalibriert werden können. Ein für die optische Fernerkundung verbreiteter Sensortyp sind sog. abbildende Spektrometer. Sensoren dieser Art leiden oft unter geometrischen und spektralen Verzerrungen.

**Zielsetzung** Ziel dieser Arbeit war es Methoden zu entwickeln mit denen es möglich ist die spektrale, den sog. Smile-Effekt und die geometrische Verzerrung, den sog. Keystone-Effekt, zu erfassen und anschließend damit behaftete Aufnahmen zu korrigieren.

Am Beispiel des abbildenden Spektrometers AISA, werden Methoden beschrieben

mit denen der Keystone- und Smile-Effekt gemessen werden können. Es werden Korrekturverfahren aufgezeigt, die auf Daten, die mit diesen Messmethoden gewonnen wurden, beruhen.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Abbildende Spektrometer

Abbildende Spektrometer, auch Hyperspektral-Sensoren genannt, sind in der Regel flugzeug- oder satellitengetragene Sensoren. Sie können aber auch als bodengestützte Messsysteme ausgeführt sein. Sie zeichnen sich durch ihre Fähigkeit aus, eine große Anzahl verschiedener Wellenlängen örtlich aufgelöst detektieren zu können [14]. Abbildende Spektrometer sind passive Sensoren, d.h. sie senden keine Signale aus. Je nach Sensor liegen die detektierbaren Wellenlängen in der Regel zwischen 380 nm bis 2500 nm.

#### 2.1.1 Funktionsweise

Viele abbildende Spektrometer arbeiten nach dem sog. Pushbroom-Prinzip. Beispiele hierfür sind neben dem AISA-Sensor, auf den später näher eingegangen wird, auch die Sensoren ROSIS, APEX und EnMAP.

Sensoren dieser Art funktionieren wie ein Zeilenscanner, siehe Abb. 2.1. Eine Optik bildet eine durch eine Apertur definierte Bodenfläche auf einem Dispersionselement ab. Dieses ist in der Form eines oder mehrerer Prismen oder optischen Gitter realisiert. Das Dispersionselement spaltet das einfallende Licht in seine spektralen Bestandteile auf und leitet diese auf ein zweidimensionales Detektorarray. Dabei bleibt die geometrische Information quer zur Flugrichtung erhalten, siehe Abb. 2.1. Für die Aufspaltung werden in der Regel optische Gitter oder Prismen verwendet. Eine Achsenrichtung des Arrays ist der geometrische Ort quer zur Flugrichtung. Senkrecht dazu ist die spektrale Achse, die die Intensität der einzelnen Spektren aufnimmt. Somit kann der Sensor die spektralen Bestandteile einer begrenzt räumlich ausgedehnten Linie detektieren. Eine zweite räumliche Achse ergibt sich, wenn man den Sensor längs der Flugrichtung bewegt. Somit hat diese eine zeitliche Komponente.

Dem gegenüber sind abbildende Spektrometer verbreitet, die nach Whiskbroom-Prinzip arbeiten, wie zum Beispiel Hymap und ARES. Über einen rotierenden Spiegel wird winkelabhängig einfallendes Licht auf ein Zeilenarray geleitet. Da dieser Sensortyp keine Bedeutung für den weiteren Inhalt dieser Arbeit hat, wird nicht näher auf seine Funktionsweise eingegangen.

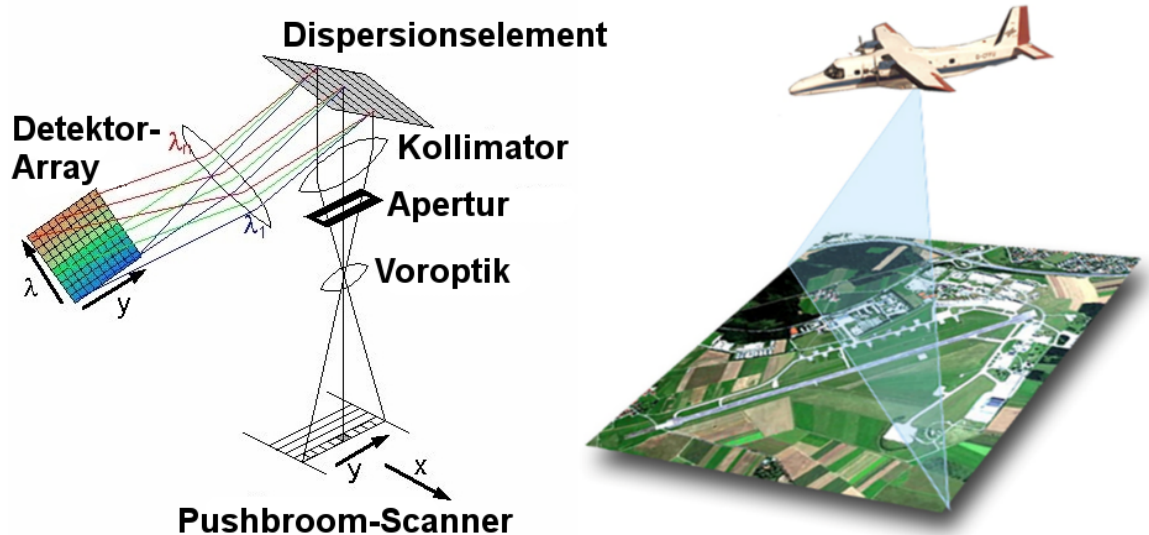


Abbildung 2.1: Funktionsprinzip eines abbildenden Spektrometers nach Pushbroom-Prinzip. In diesem Fall montiert an einem Flugzeug [14].

Abbildung 2.1 zeigt auch die Koordinatenbezeichnung auf dem Detektorarray. Detektorelemente in geometrischer Richtung ( $y$ ) werden als geometrische Pixel bezeichnet. In spektraler Richtung (hier:  $\lambda$ ) werden Detektorelemente als Kanäle bezeichnet.

### 2.1.2 SRF - Spectral Response Function

Die spektrale Antwortfunktion (engl. Spectral Response Funktion (SRF)) beschreibt die Empfindlichkeit eines Spektrometerkanals in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die SRF ist eine Funktion von dem optischen System (u.a. bestehend aus Filtern, Linsen bzw. Spiegeln und Dispersionselement(en)) und dem Sensor-Chip [14]. Es zeigt sich, dass häufig die SRF durch eine Gauß-Funktion beschrieben werden kann, Abb. 2.2. Wichtigste Parameter sind hierbei die Halbwertsbreite (engl. FWHM - Full Width at Half Maximum), welche die Auflösung definiert und die Peak-Position der Gaußkurve, welche die Zentralwellenlänge eines Kanals festlegt. Aus mehreren SRF-Kurven lassen sich der Abstand zwischen zwei Peaks (Abtast-Intervall) und die Überlappung einzelner Kanäle bestimmen. Überlagern sich die FWHMs von zwei Nachbar Kanälen

nicht und es ist eine Lücke zwischen diesen, dann wird das Spektrum nicht kontinuierlich detektiert was zu einer Unterabtastung führt. Wenn sich die FWHMs jedoch um mehr als 50 % überlagern spricht man von Überabtastung [13].

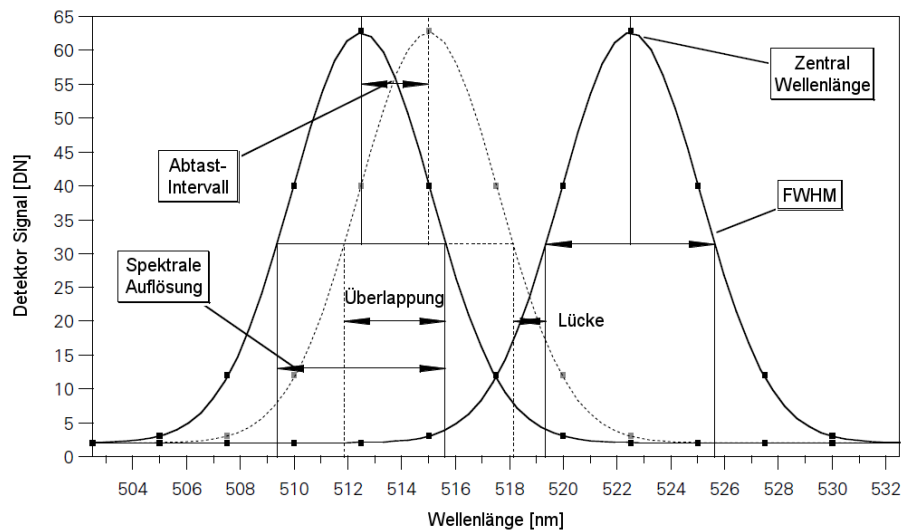


Abbildung 2.2: Spektrale Auflösung, spektrales Abtast-Intervall, FWHM und Zentralwellenlänge einer gaußschen Antwortfunktion [13].

### 2.1.3 LSF - Line Spread Function

Die Line Spread Function (LSF) beschreibt die Empfindlichkeit eines Detektorelements gegenüber parallel einfallendem Licht als Funktion des Einfallwinkels. In der Praxis kann diese Funktion, ähnlich wie die SRF in spektraler Richtung, oft durch eine Gaußkurve angenähert werden. Die LSF in Flugrichtung (along track) unterscheidet sich im allgemeinen von jener quer dazu (across track) [17]. Die relevanten Parameter sind der Zentralwinkel, welcher durch die Maximumposition gegeben ist und die Halbwertsbreite welche als das geometrische Auflösungsvermögen eines Pixels definiert ist, siehe auch Kap. 2.1.4.

### 2.1.4 Field Of View und Instantaneous Field Of View

Das Gesichtsfeld (Field of View, FOV) gibt an, welchen Bildwinkel ein Spektrometer erfaßt. Das momentane Gesichtsfeld (Instantaneous Field Of View, IFOV) ist das Gesichtsfeld eines einzelnen Pixels und ist ein Wert für die geometrische Auflösung eines Systems. Dieser Wert kann von der LSF eines Pixels abgeleitet werden [14]. In along track kann das FOV mit dem IFOV gleich gesetzt werden.

### 2.1.5 Abbildungsfehler

Unter Abbildungsfehler versteht man Abweichungen von der theoretisch idealen optischen Abbildung. Diese können von spektraler oder geometrischer Natur sein. Abbildende Spektrometer leiden unter anderem unter dem Smile- und Keystone-Effekt.

#### Smile

Zunächst erwartet man, dass jede diskrete Wellenlänge an jedem geometrischen Ort auf dem selben spektralen Kanal abgebildet wird, siehe Abb. 2.3.

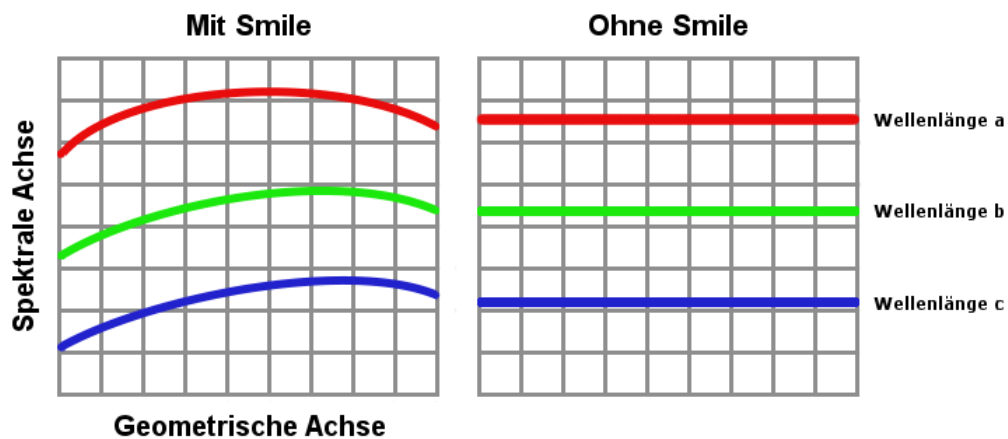


Abbildung 2.3: Abbildung von Licht bestehend aus drei spektralen Komponenten auf ein Detektorarray. Links: Detektorarray mit Smile-Effekt. Rechts: Ohne Smile-Effekt.

In abbildenden Spektrometern ist die Zentralwellenlänge der einzelnen geometrischen Pixel häufig unterschiedlich. Die Abhängigkeit der Zentralwellenlänge von der Pixelkoordinate nennt man Smile [5].

Daraus resultiert eine spektrale Verfälschung des Bildes, wenn diese bei der Kalibrierung unberücksichtigt bleibt.

Ursächlich für den Smile-Effekt ist die Abhängigkeit der Dispersion eines Prismas mit dem Eintrittswinkel des Strahlengangs in selbiges. Gleichungen für die Prismen-Spektroskopie [4] beziehen sich in der Regel auf den Fall, wenn alle Strahlen in der sogenannten Hauptebene des Prismas liegen, wie in Abb. 2.4 gezeigt.

Dispersion, Prisma-Vergrößerung und andere Parameter werden für diesen Fall als Funktionen von Winkeln und Brechungsindex angegeben. In Spektrometern ist der Spalt senkrecht zur Bildebene positioniert. Strahlen, die vom Ende des Spalts kommen, treten unter dem Winkel  $\delta_1$  (Abb. 2.5) in die Ebene ein.

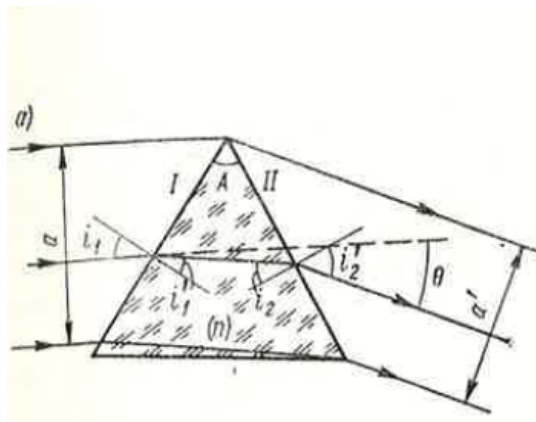


Abbildung 2.4: Hauptebene des Prismas [4].

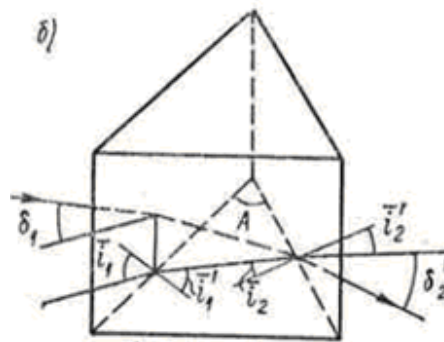


Abbildung 2.5: Außerhalb der Hauptebene liegende Strahlen [4].

Wenn Strahlen in der Hauptebene liegen, ergeben sich Winkel  $i$  gleich zu denen in Abb. 2.4.

In diesem Fall kann das Brechungsgesetz beschrieben werden durch:

$$\sin(\bar{i}_2') = \bar{n} \cdot \sin(\bar{i}_2) \quad (2.1)$$

mit:

$$\bar{n} = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1) \cdot \tan^2 \delta} \quad (2.2)$$

Für Strahlen die in der Hauptebene liegen, ist die Dispersion  $\Theta$  (siehe Abb. 2.4).

Für einen Strahl der unter dem Winkel  $\delta$  auf die Ebene auftrifft, ist die Dispersion  $\Theta + \Delta\Theta$ , mit

$$\Delta\Theta = \frac{\partial\Theta}{\partial n} \cdot \frac{n^2 - 1}{2n} \delta^2 \quad . \quad (2.3)$$

Dieser Strahl schneidet die Austritts-Ebene in der Entfernung  $y$  von der vertikalen Linie ausgehend vom Scheitelpunkt, siehe Abb. 2.6.

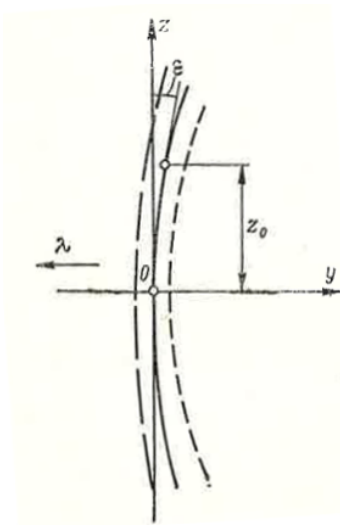


Abbildung 2.6: Smile-Effekt in Prisma-Spektrometern [4].

Somit ergibt sich:

$$y = \frac{\partial\Theta}{\partial n} \cdot \frac{n^2 - 1}{2n \cdot f} \cdot z^2 \quad . \quad (2.4)$$

Wobei  $f$  die Brennweite der Linse und  $z$  die Spalthöhe ist.

Daher wird der Spalt als Bogen abgebildet, der in erster Näherung als parabolisch angesehen werden kann:

$$y = \frac{z^2}{2\rho} \quad (2.5)$$

Der Radius der Krümmung im Zentrum des Bogens ist:

$$\rho = \frac{n \cdot f}{(n^2 - 1) \cdot \frac{\partial\Theta}{\partial n}} \quad . \quad (2.6)$$

## Keystone

Generell wird als Keystone Verzerrung die sog. Trapezverzerrung bezeichnet. Im Bezug auf abbildende Spektrometer hat sich diese Bezeichnung jedoch auch für sämtliche Veränderungen des Abbildungsverhältnisses mit dem Spektralkanal eingebürgert. Abb. 2.7 zeigt eine mit Keystone behaftete Projektion ausgehend von drei verschiedenen Positionen.

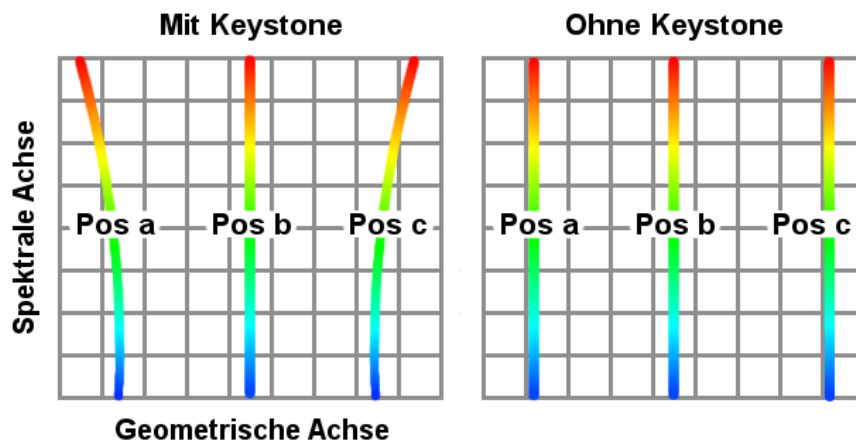


Abbildung 2.7: Darstellung des Keystone-Effekts. Die Positionen a,b und c entsprechen unterschiedlichen Blickwinkeln. Links: CCD-Array mit Keystone-Effekt, Änderung der geometrischen Position mit der Wellenlänge. Rechts: Ohne Keystone-Effekt.

Zum tragen kommt auch hier der selbe Effekt, der für den Smile Effekt verantwortlich ist.

Durch Umstellen von Gleichung 2.5 sieht man die Abhängigkeit der Position in  $z$ -Richtung von der Änderung der Radien  $\rho$  und somit die Abhängigkeit von dem Dispersionsverhalten des Prisma-Materials. Vgl. auch Abb. 2.6 und Gl. 2.6.

$$\pm z = \sqrt{y \cdot 2\rho} \quad (2.7)$$

## 2.2 Calibration Home Base

Die Calibration Home Base (CHB) ist ein Optiklabor am DLR Oberpfaffenhofen, mit dem es möglich ist, flugzeuggestützte abbildende Spektrometer mit einem Gewicht von bis zu 350 kg, radiometrisch, geometrisch und spektral zu kalibrieren [16]. Die CHB zeichnet sich durch einen hohen Automatisierungsgrad aus. Durch die zentrale

Computersteuerung können Messreihen vorab geplant und anschließend automatisch durchgeführt werden. Im Folgenden werden die für diese Arbeit relevanten und verwendeten Apparaturen beschrieben.

### 2.2.1 Grundlegender Aufbau

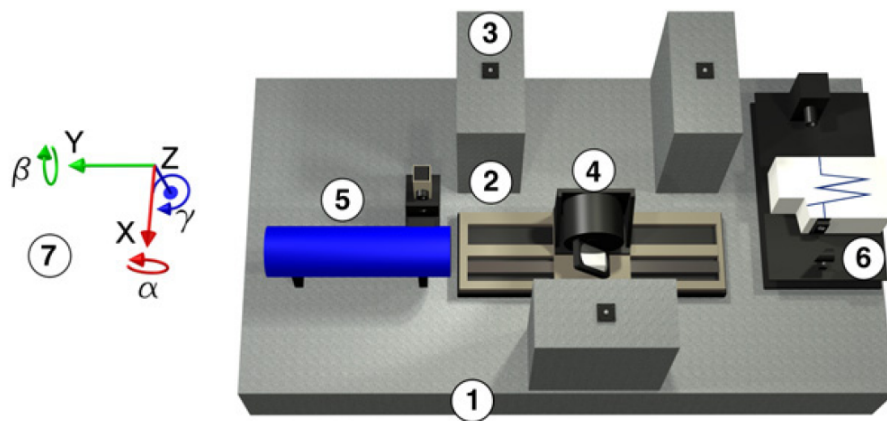


Abbildung 2.8: Aufbau für geometrische und spektrale Messungen: 1: optische Bank; 2: Säulen die den Sensor tragen; 3: Zentrierplatte für den Universaladapter; 4: Umlenkspiegel; 5: Kollimator; 6: Monochromator; 7: Sensorkoordinatensystem [16].

Das Herzstück der CHB bildet die optische Bank (Abb. 2.8). Um Einflüsse durch Erschütterungen, wie z.B. durch vorbeifahrende LKWs, zu verhindern, befindet sich diese auf einem vom Gebäude entkoppelten Fundament. Auf dem Granitblock ist zentral zwischen Monochromator und Kollimator ein Umlenkspiegel angeordnet. Mit diesem Spiegel kann das Licht aus einer von beiden Quellen auf einen sich darüber befindenden Sensor gelenkt werden. Mit Hilfe der CHB-Steuer-Software können der Spiegel, der Monochromator und auch das Spaltrad vor dem Kollimator kontrolliert werden.

### 2.2.2 Der Umlenkspiegel

Der Spiegel ist drehbar auf einer optischen Achse in across track Richtung gelagert. Mit dem Umlenkspiegel ist es möglich, zwischen spektraler oder geometrischer Kalibrierung zu wählen. Durch Verfahren des Spiegels können einzelne geometrische Sensorpixel beleuchtet und charakterisiert werden [7]. Mit dem Spiegel können die Justage-Parameter  $Y$  und  $\alpha$ , siehe Abb. 2.8 und Kap. 2.2.3, beeinflusst werden.

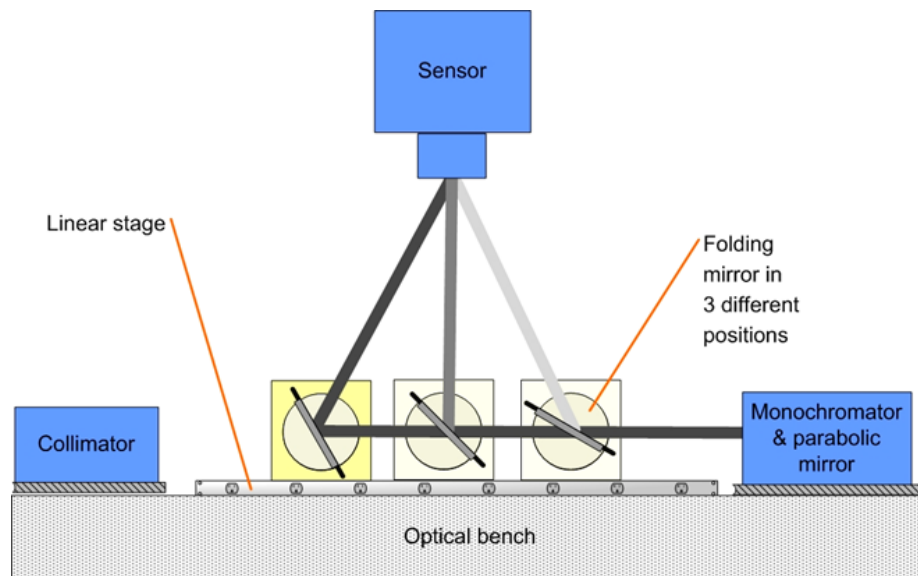


Abbildung 2.9: Umlenkung des Lichtstrahls durch den Spiegel [7].

### 2.2.3 Der Universaladapter und Justageparameter

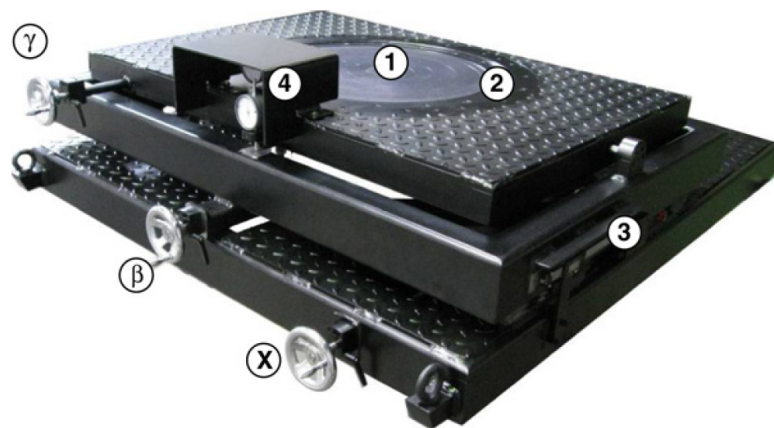


Abbildung 2.10: DLR Universaladapter für die Montage und Justage von Sensoren in der CHB. 1 = Öffnung für Sensoroptik (abgedeckt); 2 = Flansche verschiedener Größe für die Sensormontage; 3 = Messschieber um die  $X$  Einstellung abzulesen; Messuhren um die Einstellungen für  $\beta$  und  $\gamma$ ;  $X$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  = Stellräder für die entsprechenden Achsen [16].

Für die Montage und Justage von Sensoren auf der CHB steht der DLR Universaladapter zur Verfügung, siehe Abb. 2.10. Mit ihm lassen sich Sensoren unterschiedlichster

Bauart auf die optische Bank aufsetzen und durch Drehen der Stellräder justieren. Um den AISA-Sensor aufsetzen zu können, wurde eine vorhandene Montageplatte für das abbildende Spektrometer ROSIS modifiziert.

Durch Variation der  $X$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  -Stellräder kann der Sensor gegenüber den optischen Achse des Messsystems justiert werden. Ziel der Justage ist es, die optischen Sensorachsen mit denen der optischen Bank in Einklang zu bringen. Die Parameter  $Y$  und  $\alpha$  können durch den Spiegel und somit durch Einstellungen in der Master-Software variiert werden. Lediglich die Sensorhöhe  $Z$  ist durch die Säulenhöhe und den Montageaufbau fest vorgegeben.

### 2.2.4 Der Kollimator

Mit dem Kollimator werden die Sensoren geometrisch kalibriert. Durch von einer QTH100 (Wolfram-Quarz-Halogen) Lampe erzeugtes Licht wird durch das Spaltrrad begrenzt, durch den Kollimator kollimiert und über den Umlenkspiegel auf den Sensor gelenkt. Das Spaltrrad hat drei vertikale und drei horizontale Schlitze mit einer Breite  $50 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$  bzw.  $1000 \mu\text{m}$ . Über die Software kann das Spaltrrad auf  $0,01^\circ$  genau gedreht werden [7]. Mit den Spalten in horizontaler und senkrechter Orientierung ist es möglich, die LSF eines Sensors in along-track und across-track Richtung zu bestimmen.

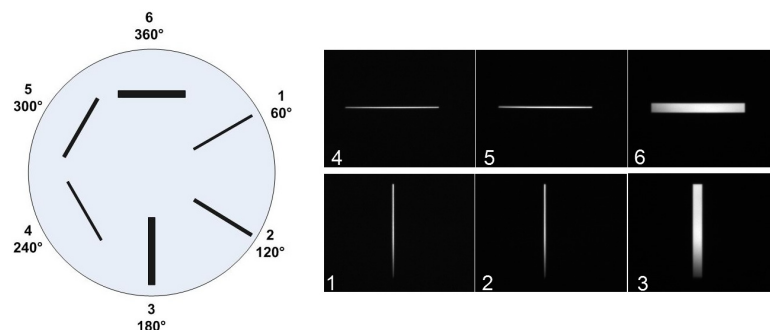


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Spaltrads und Bilder der dazugehörigen Spalten [9].

### 2.2.5 Der Monochromator

Für die spektrale Charakterisierung wird der Monochromator verwendet. Dieser arbeitet bei einer Wellenlängen von  $350 \text{ nm}$  bis  $2500 \text{ nm}$ . Das Licht wird durch eine QTH150 Lampe erzeugt, welches durch Graufilter eines Filterrades (siehe Tabelle 2.1) und durch Veränderung der Einstellungen am Netzteil abgeschwächt werden kann.

Das im Monochromator gefilterte Licht wird durch einen off-axis-Parabolspiegel kollimiert und über den Umlenkspiegel auf den Sensorkopf geleitet. Durch Veränderung des Ausgangsspalt lässt sich die Bandbreite des austretenden Lichtfeldes bestimmen. Die Gleichung 2.8 erläutert die Abhängigkeit der Divergenz  $d$  eines kollimierten Strahls von der Spaltbreite  $s$ :

Filter	Abschwächung
Nr.	[%]
1	0.1
2	1.1
3	10
4	50
5	0

Tabelle 2.1: Graufilter

$$d = 2 \cdot \arctan \left( 2 \cdot \frac{s}{f} \right) \quad . \quad (2.8)$$

$f$ : Brennweite Kollimator (Parabolspiegel), in diesem Fall  $f = 119,4$  mm

## 2.3 Das abbildende Spektrometer AISA

Sämtliche Messungen im Umfang dieser Arbeit wurden mit dem AISA-System, der Firma Specim, durchgeführt, siehe Abb. 2.12. Er ist ein leichter (4,7 kg) und kompaktes abbildendes Spektrometer. AISA steht für Airborn Imaging Spectrometer for different Applications.

### 2.3.1 Komponenten

Das komplette AISA-System besteht aus mehreren Einzelkomponenten. Die für diese Arbeit relevanten sind hier aufgeführt.

- AISA-Sensorkopf: Der AISA Sensorkopf ist der Hauptbestandteil des Systems. Er enthält das Spektrometer.
- FODIS: Der FODIS (fibre optic downwelling irradiance sensor) integriert die Strahlung über einen  $180^\circ$  Halbraum. Die einfallende Strahlung wird über eine Glasfaser an das Spektrometer weitergegeben und dort ebenfalls spektral aufgelöst gemessen [10].

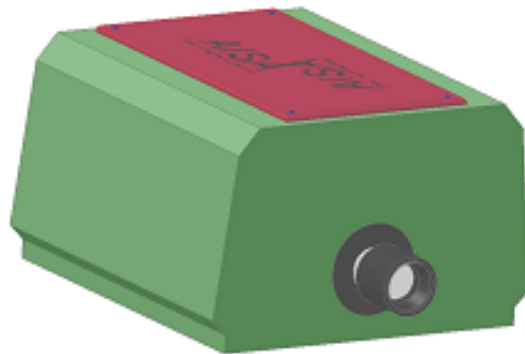


Abbildung 2.12: AISA Sensorkopf [11].

- **DAQ-Rechner:** Zur Steuerung des AISA-Sensors und für die Datenaufzeichnung wird ein sog. DAQ-Rechner (DAQ: Daten-Akquisition) verwendet. Dieser kommuniziert über RS-232 und BNC-Schnittstellen mit dem Sensorkopf und kann wiederum durch einen Laptop und über die CHB Software (siehe Kap. 2.2) bedient werden. Erfasste Rohdaten werden auf dem DAQ-Rechner gespeichert und können über eine Netzwerkschnittstelle ausgelesen werden.
- **Kontrollrechner:** Die Steuerung des DAQ-Rechners wiederum erfolgt über einen Kontrollrechner. Dies kann der zugehörige Laptop für den mobilen Einsatz oder der Rechner mit der CHB Master Software sein.

### 2.3.2 Optischer Aufbau

Der genaue innere Aufbau ist im Detail nicht bekannt. Die Arbeit [12], welche die Entwicklung des AISA-Sensors beschreibt, gewährt jedoch einen guten Einblick. AISA ist ein Pushbroom-Scanner und nach dem PGP-Prinzip (Prisma-Gitter-Prisma) aufgebaut. Einfallendes Licht wird durch die Blende begrenzt, durch die erste Linse kollimiert und mit dem PGP-Element in seine spektralen Bestandteile zerlegt. Die letzte Linse dient der Abbildung des aufgespaltenen Strahlengangs auf dem CCD-Sensor, vergleiche Abb. 2.14.

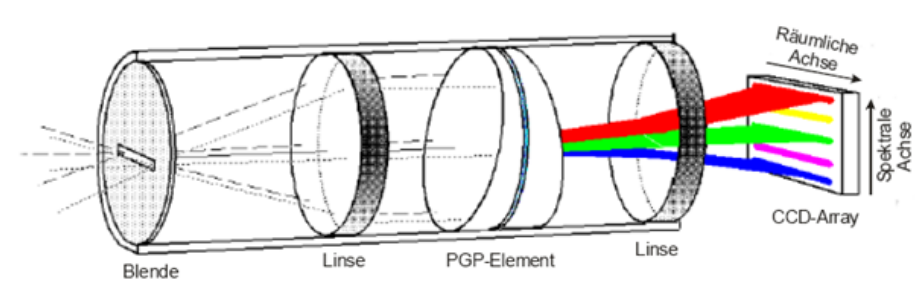


Abbildung 2.13: Prinzipieller optischer Aufbau des AISA-Sensors [10].

Das PGP-Element besteht aus einem optischen Transmissionsgitter, welches sich zwischen zwei Prismen befindet. Kollimiertes Licht wird im ersten Prisma gebrochen. Das Gitter spaltet die Strahlung weiter mit Beugungs-Ordnung -1 auf. Das zweite Prisma ist dahingehend optimiert das Spektrum so zu brechen, dass die äußeren Wellenlängen den selben Abstand von der optischen Achse haben, Abb. 2.14 [12].

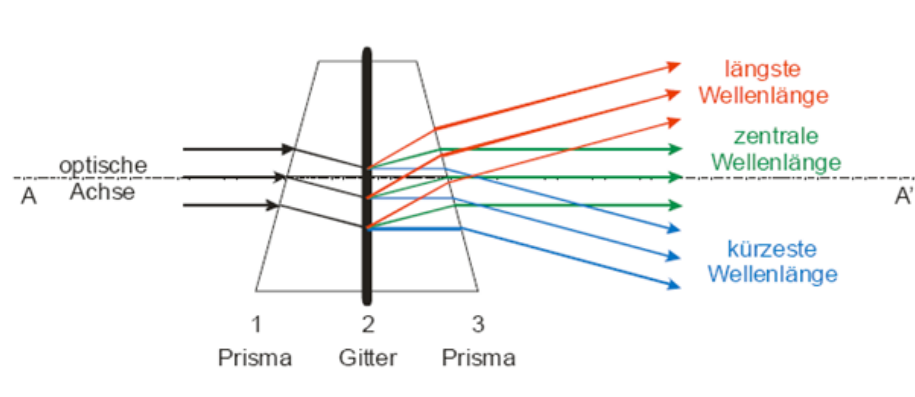


Abbildung 2.14: Funktionsweise des PGP-Elements [10].

Das CCD-Array des AISA wird durch ein Peltier-Element auf einer konstanten Temperatur gehalten, welche zwischen 8°C und 12°C eingestellt werden kann. Das Detektor-Array besteht aus 392 (teilweise geometrisch)  $\times$  286 (spektral) Pixel. Die 286 spektralen Kanäle können Wellenlängen von 420 nm bis 900 nm detektieren. 364 der 392 Pixel sind für die geometrische Erfassung zuständig. Der 192. geometrische Pixel liegt dabei auf der optisch zentralen Achse, wodurch sich ein unsymmetrisches Gesichtsfeld ergibt. Die Pixel 365 bis 377, sowie 382 bis 384 sind maskiert. Die zwischenliegende Pixel 378 bis 381 sind für FODIS reserviert. Die restlichen Pixel dienen der Dunkelstrommessung [11].

Für den AISA-Sensor steht ein Satz Graufilter zur Verfügung. Diese bieten eine Abschwächung auf 1/2, 1/4, 1/8 bzw. 1/64 der einfallenden Strahlungsintensität. Das FOV und somit auch das IFOV kann durch Wahl zwischen zwei Objektiven mit

Brennweiten von 8 mm bzw. 23 mm beeinflusst werden. Mit dem 8 mm Objektiv ergibt sich laut Hersteller ein FOV von  $57,6^\circ$  (IFOV = 2,6 mrad). Eine Überprüfung dieser Werte durch [15] ergab jedoch ein FOV von  $47,6^\circ$  (IFOV = 2,36 mrad). Für die 23 mm Optik ergibt sich ein ähnliches Bild: FOV laut Hersteller  $21,7^\circ$  (IFOV = 1,0 mrad), nach [15]  $19,2^\circ$  (IFOV = 1,0 mrad). Sämtliche Messungen im Umfang dieser Arbeit wurden mit dem 8 mm Objektiv durchgeführt.

Achtung: Im weitem Verlauf dieser Arbeit beginnt das Detektorkoordinatensystem beim untern linken Element mit  $[0,0]$  anstatt wie bisher bei  $[1,1]$ .

# Kapitel 3

## Der Smile-Effekt

Unter Abschnitt 2.1.5 wird erläutert, dass es sich bei dem Smile-Effekt um eine spektrale Verzerrung handelt. Diese Verzerrung kann mit den in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren gemessen und korrigiert werden.

### 3.1 Messung mit Spektrallampen

Um das spektrale Abbildungsverhalten des Sensors zu untersuchen, wurde dieser mit verschiedenen Spektrallampen beleuchtet. Dazu wurden Quecksilber-, Krypton-, Neon- und Argonlampen verwendet. Diese besitzen charakteristische Emissionslinien im Spektralbereich des Sensors.

#### 3.1.1 Messaufbau Spektrallampen - abbildender Sensor



Abbildung 3.1: Messaufbau mit einer Spektrallampe, welche auf den abbildenden Sensor des AIS leuchtet. Zwischen AIS und der Spektrallampe befindet sich eine Milchglasscheibe, die als Diffusor dient.

Abb. 3.1 zeigt den prinzipiellen Messaufbau. Die Apertur des AISA wurde mit den Spektrallampen durch eine Milchglasscheibe beleuchtet. Die Milchglasscheibe dient als Diffusor und ist nötig, damit das gesamte FOV ausgeleuchtet wird. Dies ist besonders in along track Richtung wichtig, da es bei nicht kompletter Ausleuchtung der Apertur zu verfälschter Abbildung der Wellenlängen kommen kann, siehe Kap. 8.1. Vor jeder Messreihe ist der Sensor mindestens eine Stunde warmgelaufen, um einen stabilen Betriebszustand zu garantieren. Es wurden 500 Einzelbilder pro Spektrallampe mit einer jeweiligen Integrationszeit von 450 ms aufgezeichnet. Die Abstände zwischen Milchglasscheibe, Sensor und Lampe wurde so gewählt, dass auch am Rand des Detektorarrays ein ausreichend hohes Signal erzielt werden konnte. Zusätzlich wurde eine zweite Messung mit den Krypton- und Quecksilberlampen durchgeführt, um die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu überprüfen. Dazu wurde die Messung an einem anderen Tag mit komplett neu montierten Messaufbau wiederholt.

### 3.1.2 Messaufbau Spektrallampen - FODIS



Abbildung 3.2: Messaufbau mit Spectrallampen auf FODIS.

Analog zum abbildenden Sensor wurde der FODIS bestrahlt. Ebenso wie beim abbildenden Sensor diente die Milchglasscheibe zwischen Spektrallampe und Detektor als Diffusor. Auch hier wurde der Abstand so gewählt, dass ein ausreichend hohes Messsignal erzielt werden konnte. Die für die Verbindung zwischen AISA-Sensorkopf und FODIS verwendete Glasfaser hat einen Mindestbiegeradius. Wird dieser unterschritten, findet in der Glasfaser keine Totalreflektion mehr statt. Deshalb wurde bei den Messungen darauf geachtet den Mindestbiegeradius der Glasfaser von 36 cm nicht zu unterschreiten. Im Gegensatz zum abbildenden Sensor wurde eine Integrationszeit von 500 ms gewählt. Dies hat lediglich den Hintergrund, dass während dieser Messreihen der Laptop nicht zur Verfügung stand und auf die CHB-Software zurückgegriffen

wurde. Diese erlaubt keine Integrationszeit von 450 ms. Auch für den FODIS wurde eine zweite Messung, jedoch nur mit der Krypton- und nicht mit der Quecksilberlampe, durchgeführt.

### 3.1.3 Messergebnisse

Abb. 3.3, 8.1 und 8.2 zeigen die mit AISA detektierten Emissionskurven der Spektrallampen. Die Kurven zeigen die Mittelwerte von jeweils 500 Rohdaten-Frames. Die in den Abbildungen angegebenen Nummerierungen geben an, welche Emissions-Peaks für die spätere Smile-Korrektur (Abb. 3.3 (Quecksilber und Krypton) und 8.1 (Neon) bzw. zur Überprüfung dieser (Abb. 8.2 (Argon)) verwendet wurden.

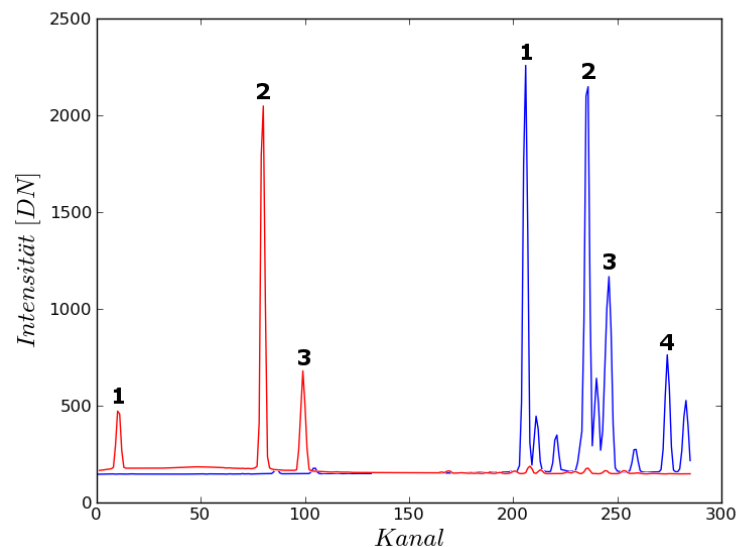
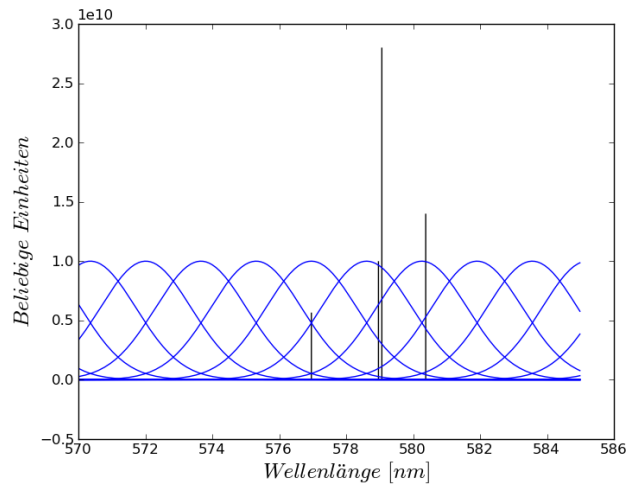


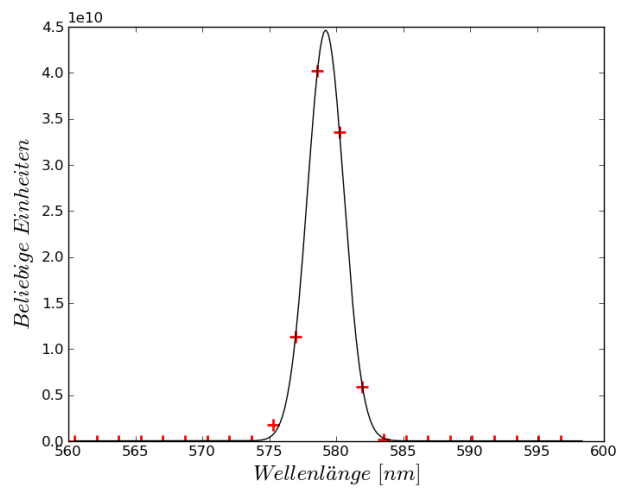
Abbildung 3.3: Durch AISA detektierte Emissionskurven (Nadir), der Quecksilberlampe (rot) und Krypton-Lampe (blau). Die später verwendeten Emissionspeaks sind nummeriert.

### 3.1.4 Wellenlängenberechnung mit Sensormodell

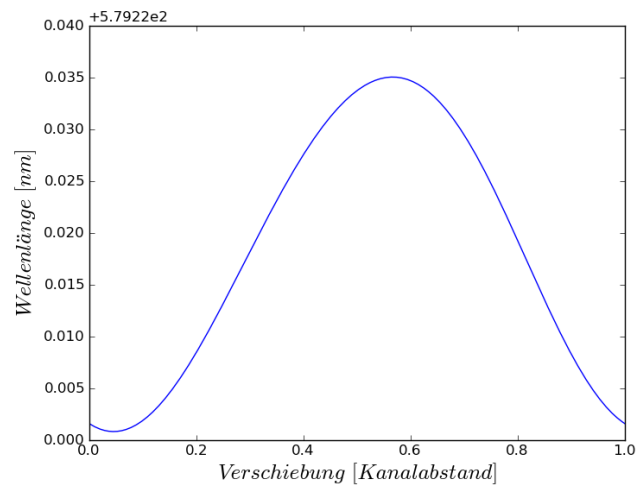
Weil die verwendeten Spektrallampen zwar charakteristische Emissionslinien haben, diese aber teilweise so nahe zusammen liegen, dass diese von dem Detektor nicht aufgelöst bzw. unterschieden werden können, wurde eine vereinfachte Simulation entwickelt. Durch dieses Modell soll nachgebildet werden, wie der Sensor diese Spektrallinien detektiert und daraus soll die Zentralwellenlänge eines Peaks berechnet werden.



(a) Quecksilber Peak 3 Emissionslinien und SRFs des Sensor-simulation.



(b) Resultierende Kanalsignale und zugehörige gaußsche Fitkurve.



(c) Schwankung der resultierenden Wellenlänge.

Abbildung 3.4: Zentralwellenlängenberechnung.

Die Simulation basiert auf dem Modell bestehender Messungen der SRF der Nadir-Kanäle, entnommen aus [8]. Dazu wurden die SRF durch Gaußfunktionen, mit entsprechenden Wellenlängenabstand und FWHM, simuliert. Diese Kurven sollten das Sensorverhalten nachbilden, Abb. 3.4(a). Die Zentralwellenlängen und relativen Intensitäten aller Emissionslinien wurden von [6] übernommen. Diese Linien wurden für den Spektralbereich des Sensors mit dem gemessenen Signal verglichen. Die zugehörigen Linien zu einem gemessenen Peak wurden für die Berechnung der Zentralwellenlänge verwendet. Desweiteren wurde darauf geachtet, dass nur eindeutige Emissionslinien zur Anwendung kamen. Bei [6] nicht als scharf sondern etwa als diffus (diffus) oder verschwommen (hazy) angegebenen Linien, wurde der komplette gemessene Emissionspeak nicht verwendet, weil hier die Auswirkung auf die resultierende Zentralwellenlänge nicht bekannt war.

Wie man in Abbildung 3.4(a) sieht, wurden die SRFs der einzelnen Kanäle durch Gaußkurven simuliert. Ausgehend von der ersten verwendeten Emissionslinie werden die einzelnen SRFs, mit einem Kanalabstand  $CD$  von 1,66 nm nebeneinander platziert. Das Maximum der ersten SRF liegt dabei zehn mal dem Kanalabstand vor der ersten Emissionslinie. Ebenso kommen nach der letzten Emissionslinie noch neun bis zehn SRF-Maxima. Dadurch ergaben sich  $j = 1$  bis  $n$  Kanäle. Für jede SRF wurde folgendermaßen vorgegangen, vgl. Gleichung 3.1: Es wurde jeweils die relative Intensität  $I_{Ri}$  einer Emissionslinie mit der SRF gewichtet und  $m$  Emissionslinien wurden aufsummiert. So erhielt man für jede SRF einen Intensitätswert  $I_{Cj}$  dem sich die Zentralwellenlängen  $\lambda_{Cj}$  der jeweiligen SRF zuordnen ließ.

$$I_{Cj} = \sum_{i=1}^m \left[ \exp\left(\frac{-(\lambda_i - \lambda_{Cj})^2}{2 \cdot width^2}\right) \cdot I_{Ri} \right] \quad (3.1)$$

mit:

$$width = \frac{FWHM}{2,35482} \quad (3.2)$$

$\lambda_i$ : Wellenlängen der Emissionslinien

Die sich auf diese Weise ergebenden Werte zu Abbildung 3.4(a) sind in Abbildung 3.4(b) aufgeführt. Die detektierten Emissionspeaks haben, bedingt durch die Spektrometeroptik, eine gaußfunktionsähnliche Form. Da zur Bestimmung der Zentralwellenlänge eine Gaußfunktion ausreichend genau ist, wurde eine solche Funktion an die Werte  $I_{Cj}$  gefittet, um die Zentralwellenlänge zu bestimmen.

Es zeigte sich, wenn man die SRFs um Wellenlängen verschiebt, die nicht ein Vielfaches des Kanalabstandes sind, dass sich dadurch verschiedene Werte für die Zentralwellenlänge der Emissionspeaks ergeben, siehe Abb. 3.4(c). Um dies zu

berücksichtigen, wurden die Gaußkurven der Sensorsimulation aus Abb. 3.4(a) in  $1/2000$  Kanal Schritten  $k$  um einem ganzen Kanal verschoben. Dazu wurde der Parameter  $\lambda_{Cj}$  folgendermaßen verändert:

$$\lambda_{Cj} = \lambda_{C0j} \cdot \left( CD \cdot \frac{k}{2000} \right) \quad (3.3)$$

mit

$\lambda_{C0j}$  als Ausgangswert der Zentralwellenlänge der SRFs.

Daraus ergaben sich 2000 Werte für die Zentralwellenlänge, Abb. 3.4(c), woraus der Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt wurden. Der Mittelwert wurde nun als resultierende Peakwellenlänge verwendet. Als Standardabweichung wurde das Intervall gewählt, in welchem noch 68,3 % der Zentralwellenlängen liegen. Tabelle 3.1 zeigt die berechneten Zentralwellenlängen mit den zugehörigen Standardabweichungen und zur Berechnung verwendeten Parameter.

Peak	FWHM	Emissions Linien	Wellenlänge	Standardabweichung
	[nm]	[Anzahl]	[nm]	[nm]
Hg1	1,7	3	435,68	0,08
Hg2	-	1	546,08	-
Hg3	3,2	4	578,69	0,00
Ne1	-	1	692,95	-
Ne2	2,5	5	703,09	0,02
Ne3	-	1	724,52	-
Kr1	2,3	2	759,73	0,03
Kr2	2,2	5	810,52	0,01
Kr3	2,2	7	828,38	0,02
Kr4	2,2	10	877,59	0,04
Ar1	2,2	2	811,13	0,02

Tabelle 3.1: Berechnete Wellenlängen mit Standardabweichung der jeweiligen Peaks und zugehörige Parameter. Peaks bestehend aus einer Emissionslinie sind wegen der Übersichtlichkeit mit angegeben.

### 3.1.5 Auswertung

#### Gauß- und Parabelfit abbildender Sensor

Um die genaue Position der Abbildung der Emissionskurven auf dem CCD-Chip zu bestimmen, wurden in die unter Abb. 3.3, 8.1 und 8.2 dargestellten Peaks für jeden geometrischen Pixel Gausfunktionen gefittet, Abb. 3.5(a). Der Fitbereich wurde so gewählt, dass möglichst keine Einflüsse durch andere Peaks entstehen. Siehe zum Vergleich Krypton-Peak 2 und 3 (Abb. 3.3), der zwischen Peak 2 und 3 liegende Peak wurde nicht mitgefittet. Im Falle von Peak 3 wurde erst ab dem Kanal, bei welchem die Intensität wieder anstieg, gefittet. Um dennoch einen guten Fit zu garantieren, wurde ein großer Bereich gewählt, in welchem lediglich Dunkelstrom vorhanden ist. Der Dunkelstrom wurde zuvor nicht abgezogen, weil dessen Einfluss für die Auswertung nicht relevant war. Dieser Fitvorgang wurde für jeden geometrischen Pixel durchgeführt. Den daraus resultierenden Kurvenverlauf der Peakmaxima zeigt Abb. 3.5(b).

In jeden Kurvenverlauf ließ sich nun eine Parabel, mit der Form:

$$c(y, \lambda) = a(\lambda) \cdot (y - Y_S(\lambda))^2 + C_S(\lambda) \quad (3.4)$$

fitten. Diese ist die zentrale Gleichung, welche den Smile-Effekt parametrisiert.

Mit den Parametern:

$Y_S$ : Geometrische Koordinate des Scheitelpunktes

$C_S$ : Spektrale Koordinate des Scheitelpunktes

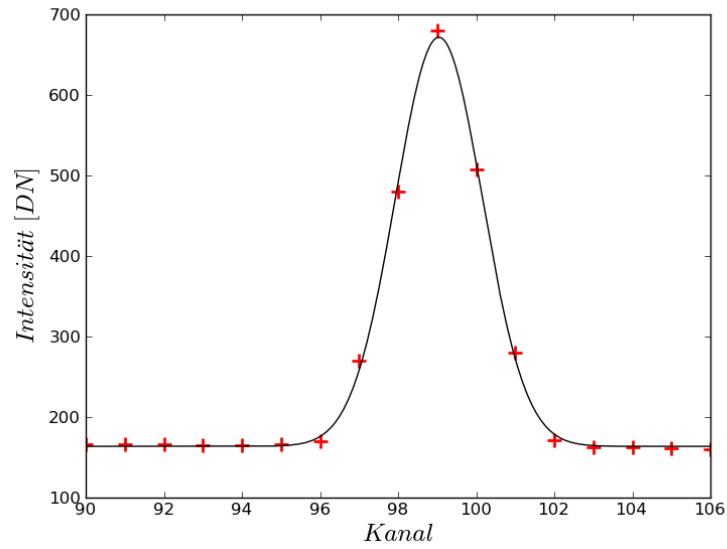
$a$ : Krümmung der Parabel

$y$ : Spektrale Koordinate

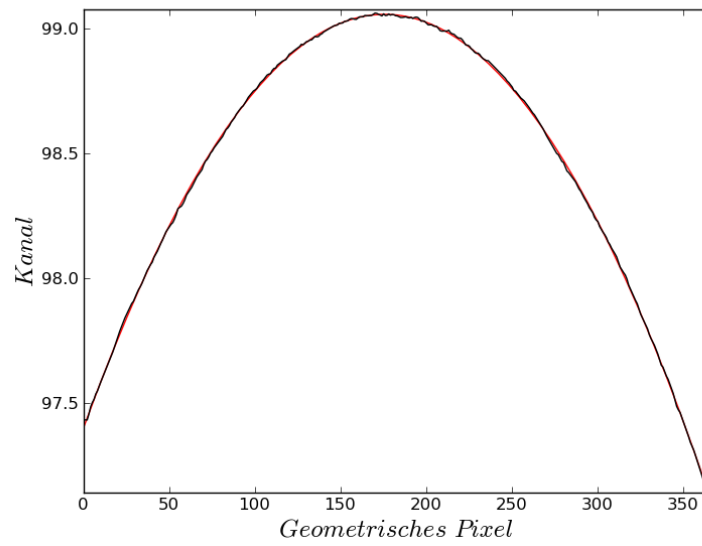
$c$ : Geometrische Koordinate

#### Smile-Modell

Trägt man die Parameter der gefitteten Parabeln über die zugehörige Wellenlängen aus Kap. 3.1.4 auf, siehe Abb. 3.6, zeigt sich, dass hier eine Abhängigkeit besteht. Der für die Stauchung der Parabeln verantwortliche Parameter ist  $a$ , Abb. 3.6(a). Somit ist dieser auch ein Indikator für die Stärke des Smile-Effekts. Im blauen Bereich unter 500 nm ist somit die Krümmung größer als bei größeren Wellenlängen. Lässt man den Messwert bei der kleinsten Wellenlänge, bei ca. 436 nm, außen vor, zeigt sich eine nahezu lineare Abhängigkeit zwischen Wellenlänge und Stauchung. Die Scheitelpunkte der Parabeln werden durch die Parameter  $Y_S$  in geometrischer und  $C_S$  in spektraler

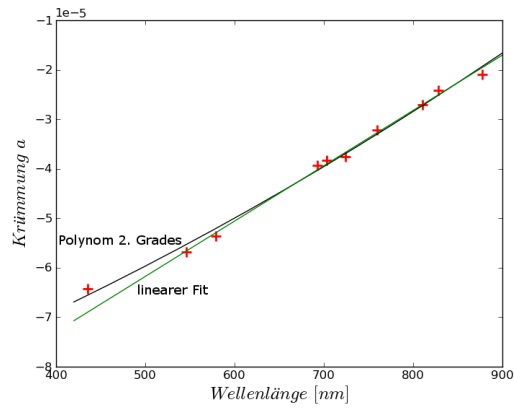


(a) Gemessener Quecksilber-Peak 3 und zugehörige gaußsche Fitkurve.

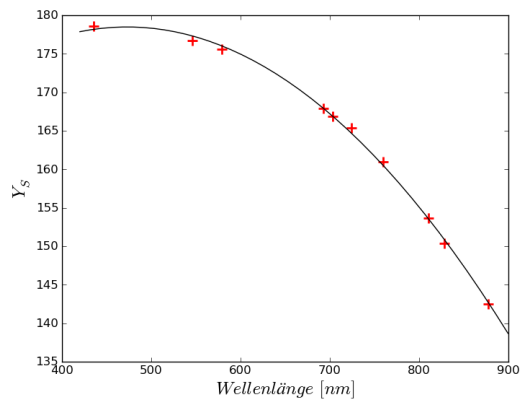


(b) Quecksilber Peak 3 Gaußfitpeaks und zugehöriger Parabelfit.

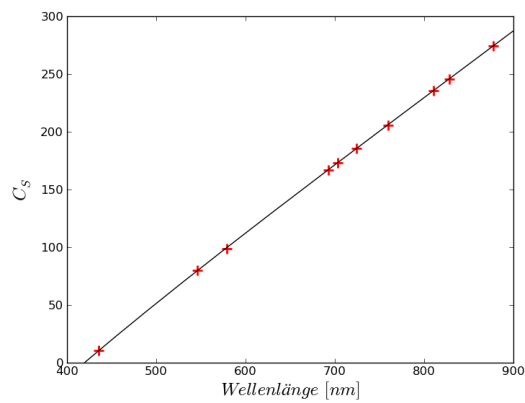
Abbildung 3.5: Bestimmung von Smile am Beispiel vom Quecksilber-Peak 3.



(a) Für die Stauchung der Parabeln verantwortliche Parameter  $a$ . Einmal gefittet mit Polynom 2. Grades über alle Punkte und einmal linear gefittet über alle Punkte größer als 500 nm.



(b) Scheitelpunkt-Position in geometrischer Richtung, mit Fitpolynom 2.Grades.



(c) Scheitelpunkt-Position in spektraler Richtung, mit Fit polynom 5. Grades.

Abbildung 3.6: Parameter der Fitparabeln aufgetragen in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Richtung (Abb. 3.6(b) und 3.6(c)) definiert. Der Parameter  $Y_S$  zeigt einen parabolischen Verlauf, während sich  $C_S$  erst mit einem Polynom 5. Grades gut beschreiben lässt. Da jedoch unter 692 nm nur noch drei Messwerte für die Fits vorhanden sind, sind hier die Fits schlechter als im restlichen Bereich.

### Gauß- und Linienfit FODIS

Wie beim abbildenden Sensor, wurden in die ausgewählten Emissionspeaks Gaußkurven gefittet. Weil nur vier Pixel für die FODIS Detektion vorhanden sind, war für die weitere Beschreibung das Anpassen einer Linie an die Zentralpositionen ausreichend. Es zeigte sich, wenn man die Fitparabeln der Smilekurven von der Sensorfläche bis in den FODIS Bereich weiter zeichnet, dass diese die Linienfits mit relativ hoher Genauigkeit bei Pixel 379 schneiden, siehe Abb. 3.7.

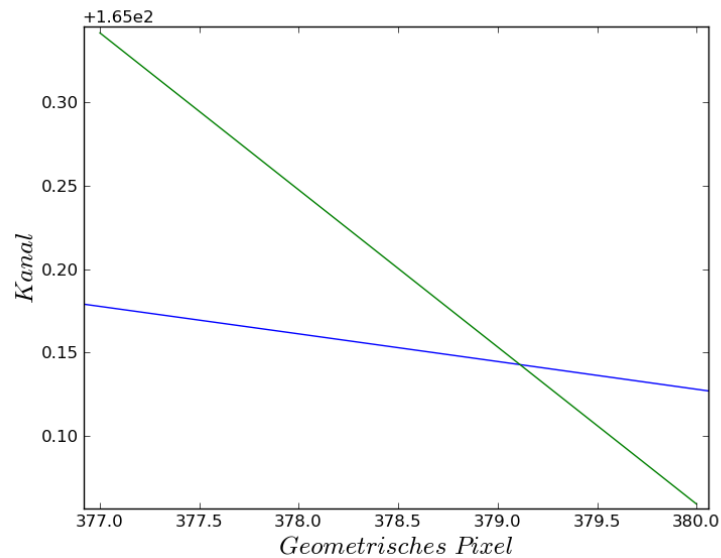


Abbildung 3.7: Kreuzung der weitergezeichneten Smile-Kurve des abbildenden Sensors von Ne1 (blau) mit den Zentralpositionen der FODIS-Känale von Ne1 (grün).

Tabelle 3.2 listet den Abstand zwischen den Kurven des abbildenden Sensors und FODIS bei geometrischen Pixel 379 auf.

### 3.1.6 Reproduzierbarkeit

Um die Reproduzierbarkeit der Messwerte zu überprüfen, wurden für den abbildenden Sensor und FODIS die Messungen teilweise doppelt durchgeführt. Für beide Sensoren wurden die ermittelten Kanalpositionen von einander abgezogen und daraus der Mittelwerte gebildet. Tabelle 3.3 zeigt die sich ergebenden Abweichungen.

Hg1	Hg2	Hg3	Ne1	Ne2	Ne3	Kr1	Kr2	Kr3	Kr4
[Kanal]									
-0,026	-0,013	-0,048	0,00	0,00	-0,02	0,01	-0,01	0,00	0,02

Tabelle 3.2: Abweichung in der Kanalposition beim geometrischen Pixel 379. Von der Kanalposition der weitergezeichneten Parabeln wurde die Position der gemessenen Peaks auf den FODIS-Kanälen abgezogen.

### Abbildender Sensor:

Die Messungen wurden im Abstand von ca. zwei Monaten mit der Quecksilber- und Krypton-Lampe wiederholt. Es wurde bei beiden Messungen über 450 ms integriert. Bei der ersten Messung wurden 1000 Frames aufgezeichnet, bei der zweiten 500 Frames. Es zeigt sich, dass im blauen Bereich die Abweichung größer ist als bei größeren Wellenlängen.

### FODIS:

Für die Überprüfung der FODIS-Reproduzierbarkeit wurde nur die Krypton-Lampe verwendet. Bei beiden Messungen wurden mit einer Integrationszeit von 500 ms 500 Frames aufgezeichnet. Die Abweichung liegt etwa in der gleichen Größenordnung wie beim abbildenden Sensor.

Peak	Differenz Sensorfläche		Differenz FODIS	
	[Kanal]	[nm]	[Kanal]	[nm]
Hg1	0.05	0.08	-	-
Hg2	0.05	0.08	-	-
Hg3	0.05	0.08	-	-
Kr1	0.03	0.05	0.02	0.03
Kr2	0.02	0.04	0.02	0.03
Kr3	0.00	0.00	0.02	0.03
Kr4	0.03	0.05	0.02	0.03

Tabelle 3.3: Vergleich zweier Messungen mit Quecksilber- und Kryptonlampe auf Sensorfläche

## 3.2 Messung mit Monochromator

Wegen der wenigen auswertbaren Spektrallinien unter 692 nm ist hier kein eindeutiger Funktionsverlauf, siehe Kap. 3.1.5, erkennbar. Deshalb wurde versucht, einzel-

ne Detektorpunkte durch Variation von Beleuchtungs-Wellenlänge und -Winkel mit den Monochromator anzuleuchten. Ziel war es, das Kanalmaximum jedes einzelnen Punktes zu bestimmen. An Maxima mit jeweils gleicher Wellenlänge aber mit unterschiedlichen Winkeln sollte eine Parabel angepasst werden können.

### 3.2.1 Messaufbau CHB

Der AISA Sensor wurde auf die optische Bank der CHB aufgesetzt, Abb. 3.8. Es wurden sechs Winkel zwischen  $-21^\circ$  und  $+21^\circ$  mit einem Abstand von  $8.4^\circ$  angefahren und 15 Wellenlängen von 425 nm bis 894 nm mit einem Intervall von 33,5 nm gewählt.

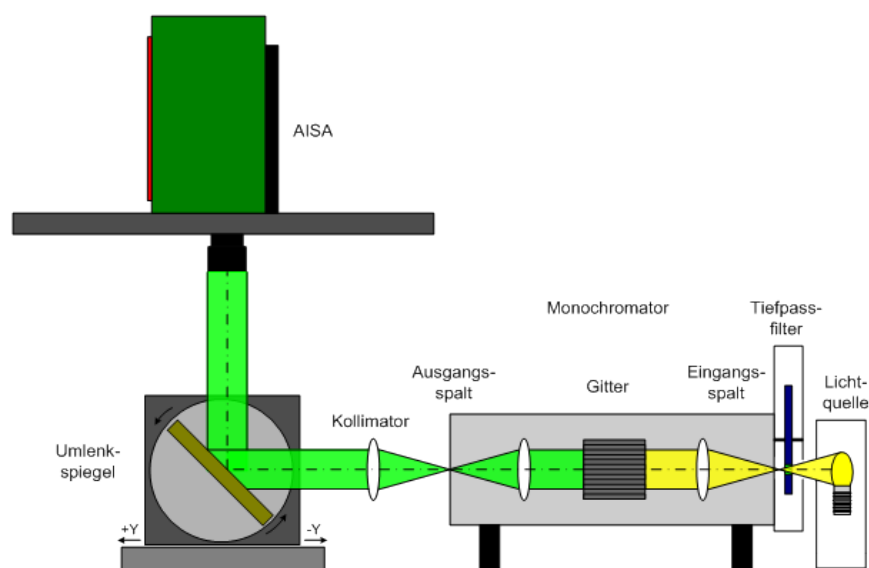


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der spektralen Kalibrierung [11].

Somit ergeben sich aus 90 Messpunkten 15 Punktgruppen mit jeweils sechs Punkten mit derselben Beleuchtungs-Wellenlänge aber unterschiedlichen Beleuchtungswinkeln. An diese Punktgruppen sollen sich später 15 Parabeln fitten lassen, die gleichmäßig über den CCD-Array verteilt sind. Es wurden zwei Messungen, im Wesentlichen bedingt durch die Spaltweite, durchgeführt. Mehr dazu unter Abschnitt 3.2.3 und Kap. 8.1. Beide Messungen wurden zweigeteilt. D.h. zuerst wurden Wellenlängen von 425 nm bis 559 nm mit Gitter Nr. 1 und Langpassfilter Nr. 1, anschließend von 592,5 nm bis 894 nm mit Gitter Nr. 2 und Kantenfilter Nr. 2 am Monochromator eingestellt. In jeder dieser Untermessreihen wurde zuerst ein Winkel mit dem Spiegel angefahren und anschließend die Wellenlängen durchgeschaltet. Die Ausgangsleistung des Netzteils für die FEL-Lampe und die Graufilter wurden so gewählt, dass der Sensor nicht übersteuert wurde aber dennoch ein gutes Signal-zu-Rauschverhältnis bestand. Konstant bei beiden Messungen blieb die Eingangsspaltweite von 300  $\mu\text{m}$ .

Bei Messung Nr. 1 wurde eine Ausgangsspaltweite von 20  $\mu\text{m}$  gewählt. Im ersten Wellenlängen-Bereich wurde eine Leistung von 72 W an die Lampe angelegt, im zweiten eine Leistung von 36 W. In beiden Fällen wurde kein Graufilter verwendet.

Für Messung Nr. 2 wurde die Ausgangsspaltweite auf 77  $\mu\text{m}$  vergrößert. Bei beiden Wellenlängen-Bereichen wurde eine Leistung von 36 W für die FEL-Lampe eingestellt. Von den Graufiltern wurde im ersten Bereich der mit 50 % Transmission, im zweiten der mit 10 % Transmission gewählt.

Es wurden pro Punkt 100 Frames mit einer Integrationszeit von 260 ms aufgezeichnet.

Mess- ung	Wellenlängen		Winkel		Ausgangs- spaltweite	Eingangs- spaltweite	FEL Lampe		Grau- filter
	von [nm]	bis [nm]	von [°]	bis [°]	[mm]	[mm]	Spannung [U]	Strom [A]	Nr.
1	425.0	559.0	-21	+21	0.020	0.300	9.0	8.0	5
1	592.5	894.0	-21	+21	0.020	0.300	6.0	6.0	5
2	425.0	559.0	-21	+21	0.077	0.300	6.0	6.0	4
2	592.5	894.0	-21	+21	0.077	0.300	6.0	6.0	3

Tabelle 3.4: Relevante Parameter für die Monochromatormessung.

### 3.2.2 Messergebnisse

Es wurden 90 Einzelaufnahmen mit den unter vorigem Kapitel beschriebenen Parametern erzeugt. Für jede Aufnahme gilt, dass es in geometrischer Richtung neben dem Kanal mit dem höchsten Signal, d.h. selbe Kanalnummer und aufsteigende geometrische Pixelnummer, es mindestens vier Kanäle gab, die ein Signal über dem Dunkelstrom detektierten. Während der ersten Messung detektierte der Maximalpixel mit dem geringsten Signal ca. 176 DN und der mit dem höchsten ca. 3673 DN. Bei der zweiten Messung hatten die Maximalpixel eine Signal von ca. 186 DN für die Aufnahme mit dem kleinsten und ca. 3673 DN für die Aufnahme mit dem höchsten Signal.

### 3.2.3 Auswertung

Die 100 Frames pro Messpunkt wurden gemittelt und anschließend ausgewertet. In jedem dieser Mittelwertframes wurde durch eine Softwareroutine der Pixel mit dem stärksten Signal gesucht. Ausgehend von diesem Pixel wurde in spektraler Richtung eine Gaußkurve gefittet. Dadurch wurde in geometrischer Richtung eine auf einen Pixel genaue Maximumsposition ermittelt. In spektraler Richtung eine durch den Fit genaue, für die spätere Auswertung relevante, spektrale Position. Durch sechs be-

rechnete Punkte mit gleicher Wellenlänge aber unterschiedlichen Winkeln wurde eine Parabel gefittet.

### Vergleich mit Spektrallampenmessung

Tabelle 3.5 zeigt einen Vergleich von Fitparabeln der Monochromatormessungen mit naheliegenden Fitparabeln von den Spektrallampenmessungen. Für die Bestimmung der Wellenlänge der Spektrallampenpeaks wurde das Sensor-Modell aus Kap. 3.1.4 verwendet. Die Spalte Diff (Differenz) ist die eingestellte Wellenlänge des Monochromator abgezogen von der Spektrallampen-Wellenlänge. Die nachfolgenden Spalten enthalten den jeweiligen Abstand der Mittelwerte der Fitparabeln in [Pixel] und daneben den dazugehörigen Abstand umgerechnet in [nm].

Wellenlänge Spek-Lampe	Wellenlänge Monochrom	Diff	SL - M1		SL - M2		M2 - M1	
[nm]	[nm]	[nm]	[Pixel]	[nm]	[Pixel]	[nm]	[Pixel]	[nm]
692.95	693.00	-0.05	-0.08	-0.14	-0.54	-0.92	0.46	0.78
724.52	726.50	-1.98	-1.33	-2.28	-1.74	-2.99	0.41	0.71
759.73	760.00	-0.27	-0.16	-0.28	-0.53	-0.91	0.36	0.63
828.38	827.01	1.37	0.73	1.27	0.49	0.85	0.24	0.42

Tabelle 3.5: Vergleich der ersten (M1) und zweiten (M2) Monochromatormessung mit der Spektrallampenmessung (SL).

Ein Vergleich der Monochromator-Messungen Nr. 1 mit denen mit Spektrallampen zeigte, dass sich naheliegende parabolische Fitkurven überschneiden, siehe Abb. 3.9 sowie Abb. 8.2, was einen Widerspruch darstellt. Auch die Positionen der Ausgangspunkte, welche die Fit-Parabeln beschreiben, weichen zu stark von einer Parabelform ab. Für diese Abweichungen wurde eine zu geringe Divergenz des kollimierten Ausgangsstrahls verantwortlich gemacht, siehe auch Kap. 2.2.5. Deshalb wurde eine zweite Messung mit einem größeren Ausgangsspalt von 77  $\mu\text{m}$  durchgeführt. Die neuen Messwerte zeigen eine besser an eine Parabel angenäherte Form, welche auch den naheliegenden Spektrallampen-Parabeln mehr ähnelt. Die neuen Punkte liegen auch durchwegs auf einem höheren Kanal als die aus der ersten Messung.

Jedoch scheint auch hier die Ausleuchtung der Apertur nicht ausreichend gewesen zu sein, da es immer noch eine zu große Abweichung zwischen den Fitparabeln gibt. Vermutlich ist dies trotz ausreichender Divergenz auf eine Verkippung um die Sensorachse in Y-Richtung ( $\beta$ -Winkel) zurückzuführen, vgl. auch Kap. 2.2.1 und Kap. 2.2.3. Ein Verkippung führt wiederum dazu, dass nicht die ganze Apertur ausgeleuchtet wird. Aus zeitlichen Gründen konnte leider keine weitere Messung mit noch größerem Ausgangsspalt durchgeführt werden.

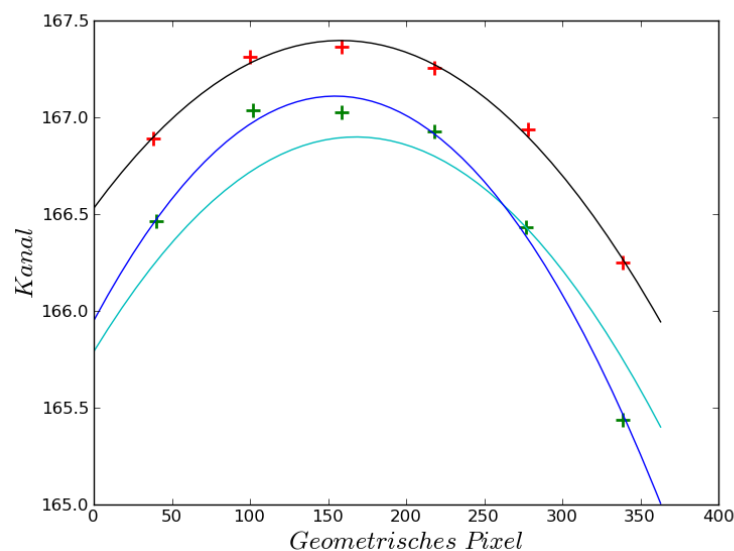


Abbildung 3.9: Monochromator Messung Nr. 1 (grün) und Messung Nr. 2 (rot) mit dazugehörigen parabolischen Fitkurven bei einer Wellenlänge von 693,00 nm. Sowie eine naheliegende Spektrallinien-Messung bei 692,95 nm (cyan).

### 3.3 Smile-Korrektur

Da die Monochromatormessungen offenbar fehlerhaft sind, wurde für die Korrektur nur die Spektrallampenmessung verwendet. Generell funktionieren die hier beschriebenen Korrekturverfahren folgendermaßen: Zuerst wurden, wie in Kap. 3.1.5 beschrieben, an alle Emissions-Peaks Parabeln angepasst. Anschließend wurde daraus durch die in nachfolgenden Abschnitten beschriebenen Methoden eine Wellenlängenmatrix erzeugt. Diese enthält für jedes Detektorelement die berechnete Zentralwellenlänge. Abschließend erfolgt die eigentliche Korrektur. Durch Kenntnis der Wellenlänge jedes Kanals von jedem geometrischen Pixel können nun Sensor-Rohdaten, mit Hilfe von Spline-Interpolation, korrigiert werden.

#### 3.3.1 Wellenlängenmatrix-Berechnung mit Polynomen

Mit den Fitparabeln von den Spektrallampenmessungen von Abschnitt 3.1.5 wurde für jeden geometrischen Pixel jeweils der zugehörige Kanal-Positionswert berechnet. Der Grund, dass nicht direkt die Gauß-Peak-Positionen hierfür verwendet wurden liegt darin, mögliche Einflüsse von Gaußfit- und Messungenauigkeiten zu minimieren. Somit ergaben sich für jeden der 364 geometrischen Pixel zehn Punkte, welche die Position auf dem Array beschreiben. Für jeden geometrischen Pixel wurde durch

diese zehn Punkte ein Polynom 5. Grades gefittet, abhängig von Wellenlänge und Arrayposition. Mit diesen 364 Polynomen wurde, durch einsetzen der Kanalnummer, für jedes Detektorelement die Zentralwellenlänge berechnet, so dass man eine  $364 \times 286$  Matrix erhielt. Die nach dieser Methode berechnete Matrix wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit als PWLM (Polynom-Wellenlängen-Matrix) bezeichnet.

### 3.3.2 Wellenlängenmatrix-Berechnung mit Smile-Modell

Aus dem unter Kap. 3.1.5 erstellten Smile-Modell wurde ein Verfahren zur Wellenlängenmatrix-Berechnung entwickelt.

An die Parameter  $Y_S$ ,  $C_S$  und  $a$ , aus Gleichung 3.4, wurde jeweils ein Polynom 2. Grades angefitet. Somit ergaben sich folgende Fit-Gleichungen:

$$a(\lambda) = A_0 + A_1 \cdot \lambda + A_2 \cdot \lambda^2 \quad (3.5)$$

$$Y_S(\lambda) = Y_{S0} + Y_{S1} \cdot \lambda + Y_{S2} \cdot \lambda^2 \quad (3.6)$$

$$C_S(\lambda) = C_{S0} + C_{S1} \cdot \lambda + C_{S2} \cdot \lambda^2 \quad (3.7)$$

$A_n$ ,  $Y_{Sn}$ , und  $C_{Sn}$  sind Fitparameter

Setzt man diese Parameter in die Gleichung 3.4 ein, erhält man:

$$c(y, \lambda) = (A_0 + A_1 \cdot \lambda + A_2 \cdot \lambda^2) \cdot (y - (Y_{S0} + Y_{S1} \cdot \lambda + Y_{S2} \cdot \lambda^2))^2 + (C_{S0} + C_{S1} \cdot \lambda + C_{S2} \cdot \lambda^2) \quad (3.8)$$

Weil keine analytische Möglichkeit gefunden wurde, diese Gleichung nach  $\lambda$  aufzulösen, wurde durch Einsetzen der jeweiligen Pixelkoordinaten  $c$  und  $y$  für jeden Pixel die zugehörige Wellenlänge numerisch berechnet. Auf diese Weise wurde eine  $364 \times 286$  Matrix erzeugt, welche im weiteren Verlauf SMWLM (Smile Model Wellenlängen Matrix) genannt wird.

### 3.3.3 Wellenlängenmatrix-Berechnung mit Smile-Modell und Nadir-Wellenlänge

Es zeigte sich, dass der Parameter  $C_S$  des Smile-Modells den größten Einfluss auf die Wellenlängenkalibrierung hat und die beiden anderen Parameter  $Y_S$  und  $a$  v.a. durch den Smile-Effekt beeinflusst werden.  $C_S$  wurde zuvor, bedingt durch die wenigen Ausgangspunkte und deren ungünstigen Verteilung, durch ein Polynom 2. Grades

beschrieben. Es stellte sich aber heraus, dass erst ein Polynom 5. Grades den Verlauf von  $C_S$  hinreichend genau beschreibt.

Da es für den AISA-Sensor eine bereits bestehende Wellenlängenkalibrierung für die Zentralkanäle gab, wurde diese für die Wellenlängenmatrix-Berechnung mit verwendet. Für 258 der 286 Nadir-Kanäle war die Zentralwellenlänge bekannt. Durch Umstellen der Formel 3.4 nach

$$C_S(\lambda) = c - a(\lambda) \cdot (191 - Y_S(\lambda))^2 \quad (3.9)$$

ließ sich für jeden der gegebenen 258 Zentral-Kanäle, durch Einsetzen der zugehörigen Wellenlängen und Pixelpositionen, jeweils  $C_S$  berechnen.  $a(\lambda)$  und  $Y_S(\lambda)$  wurden weiterhin durch die Gleichungen 3.5 und 3.6 gegeben. Aus den Neuberechneten Werten für  $C_S$  wurde ein Fitpolynom 5. Grades  $C_{S_{new}}(\lambda)$  erzeugt.

$$C_{S_{new}}(\lambda) = C_{S0} + C_{S1} \cdot \lambda + C_{S2} \cdot \lambda + C_{S3} \cdot \lambda + C_{S4} \cdot \lambda + C_{S5} \cdot \lambda \quad (3.10)$$

Anschließend wurde wie unter Kap. 3.3.2, mit  $C_{S_{new}}(\lambda)$  anstatt  $C_S(\lambda)$ , mit der Wellenlängenmatrix-Berechnung fortgefahren. Die auf diese Art erzeugte Matrix wird im Weiteren KSMWLM (Kalibriert Smile Model Wellenlängen Matrix) genannt.

### 3.3.4 Wellenlängenmatrix Berechnung - FODIS

Wie unter Abschnitt 3.1.5 beschrieben, schneiden sich die Smilekurve der Sensorfläche und die FODIS-Linien beim geometrischen Pixel 379. Deshalb wurde davon ausgegangen, dass dies auch für die restlichen Wellenlängen der Fall ist. Somit wurden die Wellenlängen vom geometrischen Pixel 379 aus dem Smile-Modell mit kalibrierten Zentralwellenlängen berechnet. Ausgehend vom geometrischen Pixel 379 wurden die Wellenlängen für die nebenliegenden geometrischen Pixel bestimmt. Da die Steigungen der Fitgeraden zwar die gleiche Größenordnung haben, aber die Änderung der Steigung keiner Funktion folgt, wurden die Wellenlängen der nebenliegenden Pixel durch die mittlere Steigung von -0.214 Pixel aller Fitgeraden berechnet.

### 3.3.5 Korrektur von Rohdaten

Mit der Kenntnis der Wellenlänge jedes einzelnen Pixels, gegeben durch die Wellenlängenmatrix, kann nun ein mit Smile behaftetes Bild korrigiert werden. Zusätzlich ist ein Vektor nötig der die Wellenlängen enthält, auf welche die Kanäle korrigiert werden sollen - ein sog. Referenz-Wellenlängen-Vektor (kurz: RWV). Durch Interpolation mit B-Splines 3. Grades werden für diese Wellenlängen die Intensitäten aus den Rohdaten berechnet. So erhält man ein Smile-korrigiertes Ausgabearray, bei welchem

alle geometrischen Pixel die selben Kanäle haben. Auf die gleiche Weise wird auch bei den FODIS Pixeln verfahren.

### 3.3.6 Vergleich der Wellenlängenmatrizen mit NADIR-Wellenlängen

Für eine Abschätzung des Fehlers, den die berechneten Wellenlängenmatrizen gegenüber denen nach [8] kalibrierten Nadir-Kanälen haben, wurde von diesen Kanälen die entsprechenden Werte der Matrizen abgezogen, vgl. Abb. 3.10. Um die durchschnittliche Abweichung der Nadir-Werte der Matrizen zu der Kalibrierung nach [8] zu bestimmen, wurde die Standardabweichung bestimmt. Dass der AISA zwischen den Messungen von [8] und den Messungen für diese Arbeit gedriftet ist, kann nicht ausgeschlossen werden.

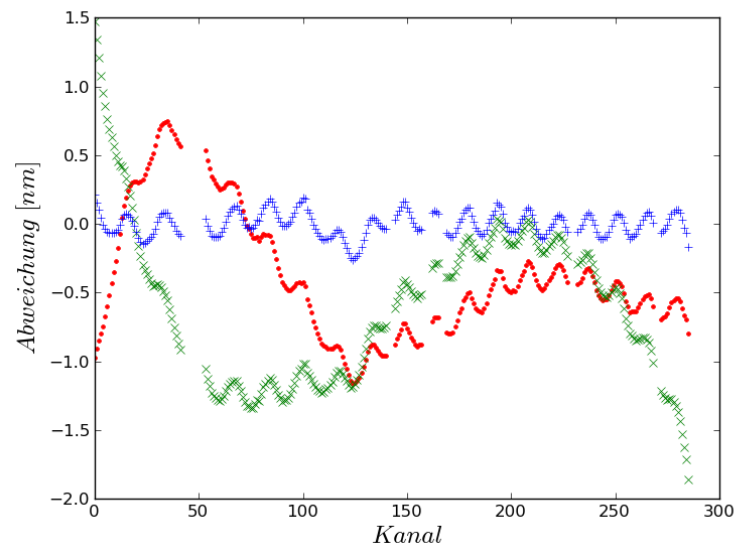


Abbildung 3.10: Abweichung zu kalibrierten Nadir-Wellenlängen. Kalibrierte Nadir-Wellenlängen, nach [8], abgezogen von PWLM (rot), SMWLM (grün) und NSMWLM (blau).

Die Standardabweichung ist für die mit dem Smile-Modell berechneten Wellenlängenmatrix (SMWLM) mit 0,58 nm am höchsten. Für die mit dem Polynomen berechnete WLM (PWLM) liegt sie bei 0,45 nm. Um eine Größenordnung niedriger ist sie für die KSMWLM, mit einem Wert von 0,09 nm.

Abb. 3.10 bestätigt dies und zeigt, dass die Abweichung bis auf den Bereich um Pixel 200, für die PWLM und die SMWLM sehr hoch ist. Dies lässt sich darauf zurückführen,

dass hier nur drei Peaks der Quecksilberlampe für die Kalibrierung verfügbar waren. Desweiteren nimmt der Fehler für die SMWLM bei Annäherung zu Kanal 285 wieder zu. Der geringste Fehler ist um Kanal 200. Hier liegen viel Spektrallampen-Peaks, wodurch dies erklärt werden kann.

Betrachtet man die die Differenz zwischen KSMWLM und [8] zeigt sich eine Wellenform die sich komplett über alle Kanäle durchzieht. Diese Wellenform stammt aus den Kalibrierdaten von [8]. Dies lässt sich besonders im Bereich bei Kanal 200 erkennen, da hier bei allen drei Kurven ein ähnlicher Verlauf erkennbar ist.

Vergleicht man die Differenz von KSMWLM zu der Kalibrierung nach [8] mit der Differenz zwischen nach [8] kalibrierten Kanal zu einem Fitpolynom 5. Grades, zeigt sich, dass dies an der Interpolationsart der Messwerte liegt. In beiden Fällen wurden die Zentralwellenlängen durch ein Polynom 5. Grades interpoliert, siehe Abb. 3.11. Man kann somit sagen, dass die Korrektur mit KSMWLM, ohne eine bestehende Kalibrierung merklich zu beeinflussen, durchgeführt werden kann. Ob jedoch die spektrale Verteilung auf dem Detektorarray auf diese Weise schwankt oder dies ein Messfehler ist, konnte nicht geklärt werden.

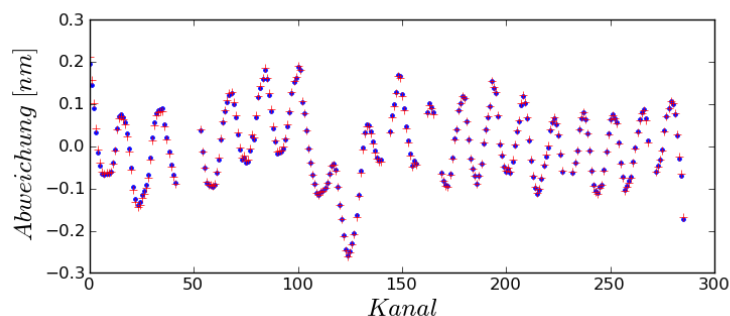


Abbildung 3.11: Abweichungen zwischen Wellenlängenkalibrierung und Fitpolynom 5. Grades (blau) und Abweichung zwischen KSMWLM Nadir und Wellenlängenkalibrierung (rot).

Tabelle 3.6 zeigt, bei welcher Nadir-Kanalposition sich die jeweiligen Emissionspeaks befinden. Daneben sind die resultierenden Wellenlängen aufgelistet, die einmal aus der Kanalposition und der Kalibrierung sowie nach dem Sensor-Modell, berechnet wurden. Eine weitere Spalte zeigt die Abweichung zwischen Kalibrierung und Modell. Die letzten beiden Spalten geben die Stärke des Smile-Effekts bei den jeweiligen Positionen wieder. Woher diese relativ hohen Abweichungen zwischen Kalibrierung und Sensor-Modell kommen, ist nicht bekannt. Ob dies aus der Berechnung durch das Sensor-Modell oder einer fehlerhaften Kalibrierung resultiert, konnte nicht geklärt werden.

Peak	Peak	Wellenlängen	Wellenlängen	Abweichung	Smile	
	Pos.	Kalibrierung	Modell	Kal. - Mod.	Std. Abw.	Max-Min
	[Pixel]	[nm]	[nm]	[nm]	[Pixel]	[Pixel]
Hg1	10,43	435,52	435,69	0,17	0,64	2,19
Hg2	79,71	546,01	546,08	0,07	0,56	1,97
Hg3	99,05	577,93	578,69	0,76	0,53	1,90
Ne1	166,89	692,33	692,95	0,61	0,41	1,52
Ne2	172,88	702,56	703,09	0,53	0,40	1,50
Ne3	185,31	723,85	724,52	0,67	0,39	1,46
Kr1	205,86	759,15	759,73	0,58	0,35	1,32
Kr2	235,52	810,29	810,52	0,23	0,35	1,17
Kr3	245,71	827,90	828,38	0,48	0,29	1,09
Kr4	274,06	876,95	877,59	0,64	0,27	1,00
Ar1	235,62	810,47	811,13	0,66	0,31	1,17

Tabelle 3.6: Werte vor der Korrektur. Vergleich Nadir Wellenlänge berechnet nach Kalibrierung (mit Fitpolynom, Standardabweichung zu Werten 0,09) und nach Sensormodell. Die letzten beiden Spalten gegen Auskunft über die Stärke des Smile-Effekts. Einmal angegeben als erste Standardabweichung und als Maximal minus Minimalwert.

### 3.3.7 Vergleich Korrekturarten

Für die Validierung der Korrektur, wurden die Spektrallampenmessungen mit Hilfe der verschiedenen WLM korrigiert. Es wurde jeweils der selbe RWV verwendet, um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten. In die korrigierten Bilder wurde wie bereits unter Kap. 3.1.5 für die unkorrigierten Aufnahmen beschrieben für jeden geometrischen Pixel Gaußkurven in die Emissionspeaks gefittet.

Tabelle 3.7 enthält die Mittelwerte der Gauß-Maxima-Position und die zugehörige Standardabweichung. In Spalte zwei und drei stehen die erwarteten Pixel-Positionen der einzelnen Emissionspeaks. Berechnet wurden diese aus dem RWV und den Wellenlängen, die sich nach dem Sensormodell bzw. die sich aus der spektralen Kalibrierung ergeben, mittels linearer Interpolation. Es zeigt sich, dass die Werte der PWLM am besten mit denen der erwarteten Position nach dem Sensormodell übereinstimmen. Aber dennoch ergibt sich für die Argonlampe, die nicht für die WLM-Berechnung herangezogen wurde, eine Abweichung von 0,37 nm (=  $(233,92 - 233,70) \cdot 1,656$  nm). Die Standardabweichungen sind für diese Matrix am kleinsten und somit ist der Restfehler zwischen gleichartigen Kanälen am geringsten. Wesentlich schlechter stimmen die Positionen der einzelnen Peaks für die SMWLM mit den zu erwartenden Positionen überein. Ebenso sind die Standardabweichungen

durchschnittlich höher als die für die PWLM. Wie bereits unter Kap. 3.3.6 angedeutet zeigt sich für die KSMWLM, dass diese Berechnungsart die Smilekorrektur nahezu unabhängig von einer bestehenden Kalibrierung macht. So stimmen die Positionen bis auf 0,01 Pixel mit denen für die Kalibrierung erwarteten überein. Die Standardabweichungen bewegen sich alle im Bereich der SMWLM.

Peak	Erwartete	Erwartete	Pos. PWLM		Pos. SMWLM		Pos. KSMWLM	
	Pos. Kal	Pos. SenM	Mean	Std. Abw.	Mean	Std. Abw.	Mean	Std. Abw.
	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]
Hg1	7,08	7,26	7,18	0,02	6,75	0,02	7,08	0,02
Hg2	73,79	73,83	73,89	0,01	74,57	0,02	73,78	0,02
Hg3	93,07	93,84	93,42	0,01	93,79	0,02	93,05	0,02
Ne1	162,14	162,52	162,59	0,01	162,36	0,01	162,15	0,01
Ne2	168,32	168,73	168,73	0,01	168,50	0,01	168,33	0,01
Ne3	181,17	181,58	181,49	0,01	181,26	0,01	181,16	0,01
Kr1	202,49	202,72	202,73	0,01	202,54	0,01	202,50	0,01
Kr2	233,37	233,54	233,59	0,01	233,53	0,01	233,37	0,01
Kr3	244,00	244,30	244,28	0,01	244,28	0,01	244,01	0,01
Kr4	273,62	273,93	273,99	0,01	274,34	0,02	273,60	0,02
Ar1	233,47	233,92	233,70	0,01	233,63	0,01	233,47	0,01

Tabelle 3.7: Vergleich der einzelnen Korrekturverfahren, Werte aus neu erzeugtem Bild mit Konstanten Pixelabstand von 1,656 nm. Die ersten beiden Spalten die erwartete Position nach der Kalibrierung von [8] und die erwartete Position nach dem Sensormodell.

Abb. 3.12 zeigt die resultierenden Positionen und die restliche Verzerrung für den ersten Quecksilber Peak in Abhängigkeit von den verwendeten WLM.

Tabelle 3.8 gibt die sich ergebenden Werte für die FODIS-Pixel wieder. Die Standardabweichung ist im Vergleich zu denen für die WLMs höher. Die Positionen stimmen bis auf die zweite Nachkommastelle mit den erwarteten Positionen der Kalibrierung überein.

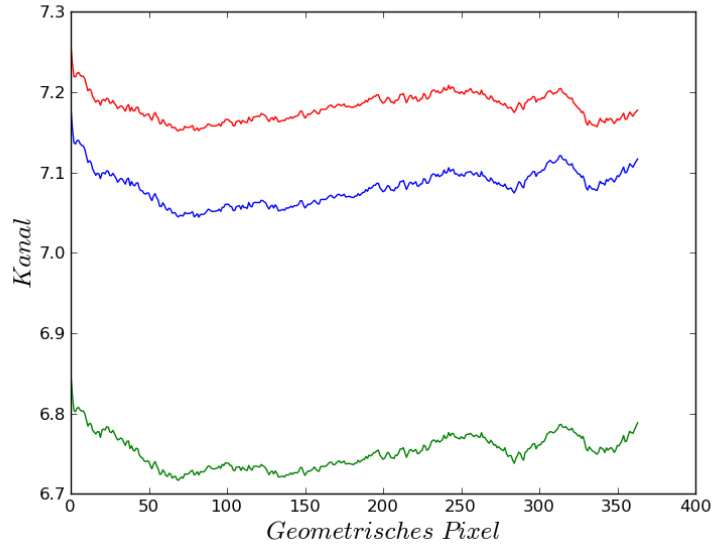


Abbildung 3.12: Vergleich der Korrekturen von Hg Peak 1. PWLM (rot), SMWLM (grün) und KSMWLM (blau).

Peak	Erwartete Pos. Kal	Erwartete Pos. SenM	FODIS Korrektur		
			Mean	Std. Abw.	Max-Min
	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]
Hg1	7,08	7,26	7,15	0,03	0,07
Hg2	73,79	73,83	73,74	0,03	0,07
Hg3	93,07	93,84	93,05	0,03	0,08
Ne1	162,14	162,52	162,19	0,02	0,04
Ne2	168,32	168,73	168,36	0,02	0,04
Ne3	181,17	181,58	181,16	0,02	0,04
Kr1	202,49	202,72	202,52	0,00	0,01
Kr2	233,37	233,54	233,38	0,01	0,04
Kr3	244,00	244,30	244,05	0,01	0,02
Kr4	273,62	273,93	273,53	0,02	0,05
Ar1	233,47	233,92	233,46	0,01	0,04

Tabelle 3.8: Korrigierte FODIS-Daten. Werte aus neu erzeugtem Bild mit konstanten Pixelabstand von 1,656 nm. Die erwarteten Werte nach dem Sensor-Modell wurden linear ausgehend von Wellenlängen aus Tabelle 3.1 und dem Referenz-Wellenlängen-Vektor interpoliert.

### 3.4 Vergleich der Messergebnisse mit der Theorie

Die Messergebnisse können größtenteils durch die Formeln aus Kapitel 2.1.5 erklärt werden. Die Messergebnisse von Tabelle 3.6 zeigen eine stärkere Krümmung für kleinere Wellenlängen. Abbildung 3.13 zeigt die Dispersionskurve der mit hoher Wahrscheinlichkeit im Sensor für die Prismen verwendete Glassorte BK7. Nimmt man Formel 2.6 für den Radius der Krümmung und  $\frac{\partial \Theta}{\partial n}$  als konstant an, dann wird der Radius  $\rho$  für kleine  $n$  kleiner und somit die Krümmung größer. Betrachtet man Abbildung 3.6(a) erkennt man, dass sich die Änderung der Krümmung im Bereich über 550 nm linear verhält. Der letzte Messpunkt weicht jedoch verhältnismäßig stark von einem linearen Verlauf ab. Dieser kann jedoch aufgrund der großen Anzahl von 364 Parabelfitpunkte als relativ zuverlässig betrachtet werden. Abbildung 3.13 zeigt, dass auch der Verlauf der Dispersionskurve im Spektralbereich des Sensors über 550 nm nahezu linear ist.

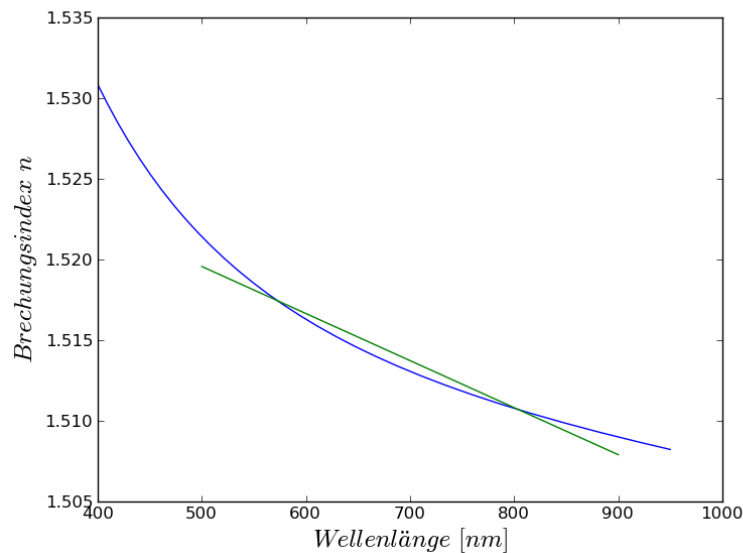


Abbildung 3.13: Dispersionskurve von BK7.

# Kapitel 4

## Der Keystone-Effekt

Wie in Abschnitt 2.1.5 erläutert, handelt es sich bei Keystone um einen geometrischen Fehler. Um diesen kenntlich zu machen und zu korrigieren, wurden in folgenden Unterabschnitten beschriebene Verfahren entwickelt und Messungen durchgeführt.

### 4.1 Messung mit Kollimator

Mit dem Kollimator wurde ein Spalt des Spaltrades auf die Sensorapertur abgebildet. Da die verwendete Lampe Licht über den gesamten Spektralbereich des Sensors emittiert, ließ sich die geometrische Positionsänderung auf dem gesamten Detektorarray in Abhängig der Kanalnummer bestimmen.

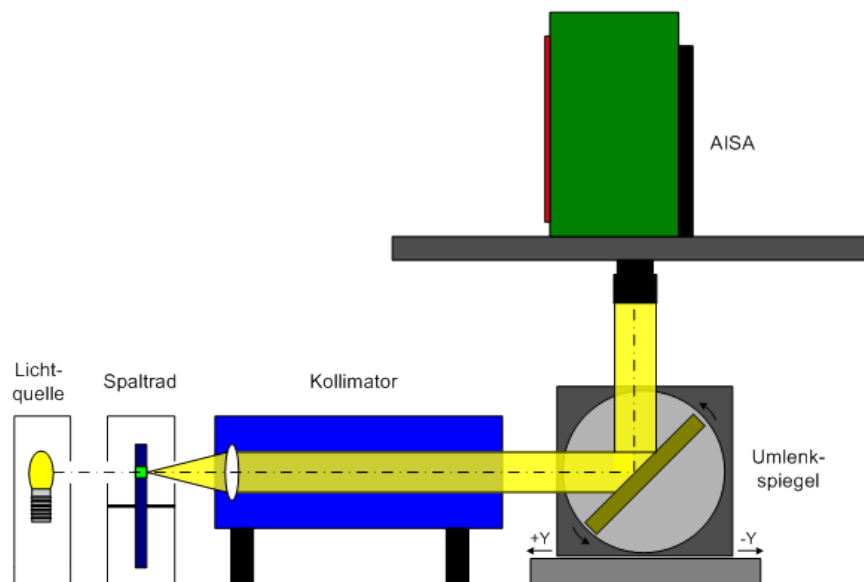


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der geometrischen Kalibrierung [11].

### 4.1.1 Messaufbau

Die Sensor-Apertur wird mit einem senkrechten Spalt unter verschiedenen Winkeln beleuchtet. Zur Validierung dieser Methode wurde die LSF bei einem dieser Winkel bestimmt. Abbildung 4.1 zeigt die schematische Darstellung der geometrischen Kalibrierung mit der CHB.

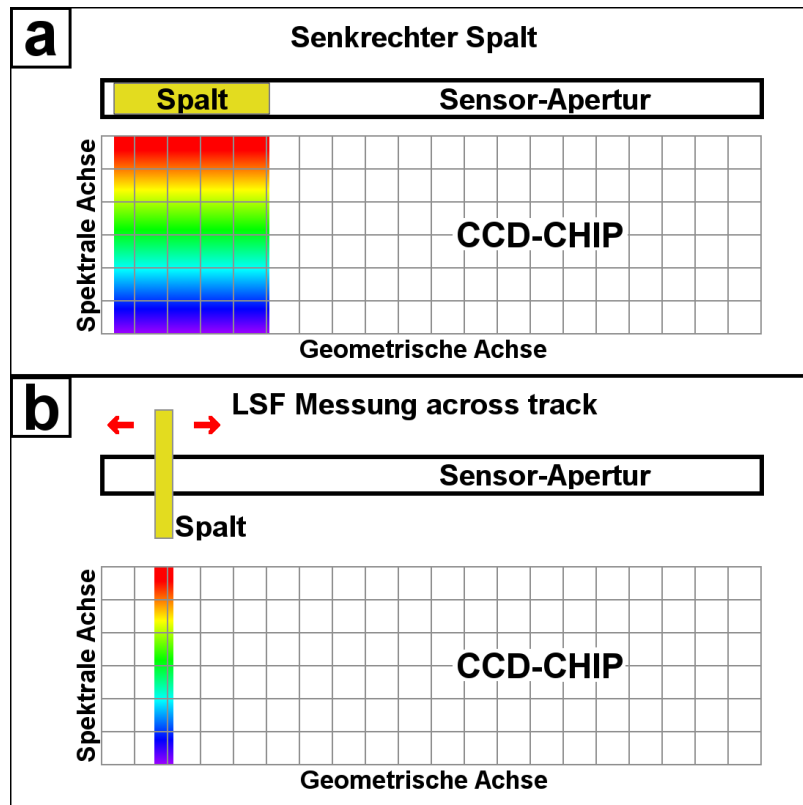


Abbildung 4.2: Ausleuchtung der Sensor-Apertur mit senkrechten Spalt (a) und LSF-Messung, durch Verfahren in across-track Richtung eines quer dazu ausgerichteten Spaltes (b).

#### Senkrechter Spalt

Der auf die optische Bank justierte AISA-Sensor wurde mit Spalt Nr. 2 bei einer ersten Messung unter den Winkeln  $-19^\circ$ ;  $-14^\circ$ ;  $-9^\circ$ ;  $-4^\circ$ ;  $1^\circ$ ;  $6^\circ$ ;  $11^\circ$ ;  $16^\circ$  und  $21^\circ$  angeleuchtet, siehe Abb. 4.2a. Die Lampe wurde während sämtlicher Messungen mit einem Strom von 6 A bei einer Leistung von 36 W betrieben. Da während der ersten Messung keine zur  $0^\circ$ -Achse symmetrischen Winkelwerte eingestellt waren, wurde diese mit Werten von  $-21^\circ$ ;  $-16,8^\circ$ ;  $-12,6^\circ$ ;  $-8,4^\circ$ ;  $-4,2^\circ$ ;  $0^\circ$ ;  $4,2^\circ$ ;  $8,4^\circ$ ;  $12,6^\circ$ ;  $16,8^\circ$  und  $21^\circ$  wiederholt. Bei jeder Einzelaufnahme wurden 100 Frames mit einer Integrationszeit von 260 ms

aufgezeichnet.

### LSF-Messung - horizontaler Spalt

Um die Methode mit dem senkrechten Spalt zu überprüfen, wurde die LSF für einen Pixel bei etwa  $21^\circ$  gemessen. Es wurden 16 Winkel, mit einem Abstand von  $0.02^\circ$  abgefahren:  $21,15^\circ$ ;  $21,13^\circ$ ;  $21,11^\circ$ ;  $21,09^\circ$ ;  $21,07^\circ$ ;  $21,05^\circ$ ;  $21,03^\circ$ ;  $21,01^\circ$ ;  $20,99^\circ$ ;  $20,97^\circ$ ;  $20,95^\circ$ ;  $20,93^\circ$ ;  $20,91^\circ$ ;  $20,89^\circ$ ;  $20,87^\circ$ ;  $20,85^\circ$ . Mit Spalt Nr. 4 wurde die Messung wie durch Abb. 4.2b veranschaulicht durchgeführt. Auch hier wurden bei jeder Einzelaufnahme 100 Frames mit einer Integrationszeit von 260 ms aufgezeichnet.

## 4.1.2 Messergebnisse

### Senkrechter Spalt

Wie unter vorherigem Abschnitt beschrieben, wurden während der ersten Messung neun Einzelaufnahmen erzeugt. Durch die zweite Messung wurden elf Einzelaufnahmen generiert. Die Aufnahmen zeigen, dass etwa 12 benachbarte geometrische Pixel beleuchtet wurden. Die Maximalwerte der Anregung lagen zwischen 1322 DN und 1618 DN. Abbildung 4.3 zeigt die spektrale Intensitätsverteilung für den Nadir-Pixel. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei niedrigen Kanälen nur noch ein geringes Signal vorhanden ist.

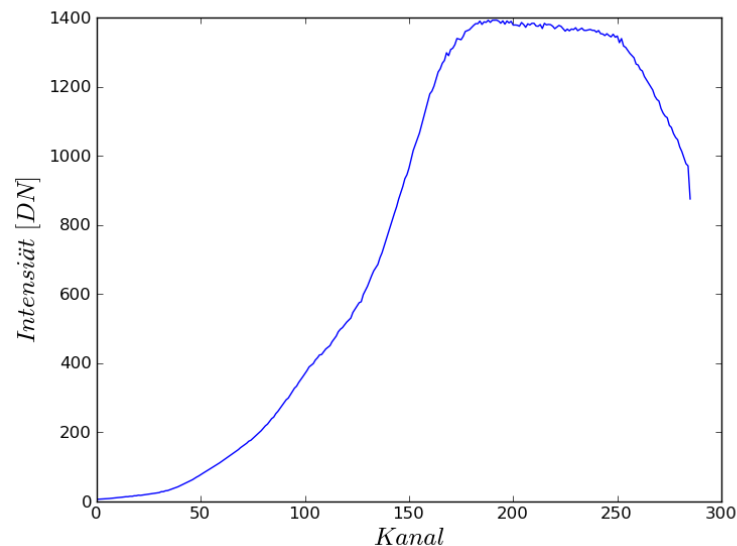


Abbildung 4.3: Spektrale Intensitätsverteilung über alle Kanäle des Nadir-Pixels (Messung 2).

### LSF-Messung - Spalt in along-track Richtung

Es wurden 16 Einzelaufnahmen erzeugt. Die maximalen Signale lagen zwischen dem geometrischen Pixel 343 für  $20,85^\circ$  und dem geometrischen Pixel 346 für  $21,15^\circ$ . Diese Maximalwerte lagen etwa im Bereich von 840 DN. Etwa acht in geometrischer Richtung nebeneinander liegende Pixel detektierten ein Signal.

#### 4.1.3 Auswertung

Von jeder Einzelmessung wurde aus den 100 Einzelbilder ein Mittelwertsbild gebildet und diese wurden anschließend ausgewertet.

##### Senkrechter Spalt

Um die Zentralpositionen zu bestimmen, wurde in geometrischer Richtung an die Werte Gauß-Kurven gefittet. Abbildung 4.4 zeigt die detektierten Signale von Kanal 50, 100 und 200 sowie die zugehörigen Fitkurven bei einem Spiegelwinkel von  $0^\circ$ . An die Zentralpositionen über Kanal 50 konnte jeweils eine Parabel angefittet werden. Wurde jedoch über alle Zentralpositionen gefittet, konnte keine Parabel hinreichend genau angepasst werden. Erst ein Polynom 4. Grades konnte den Verlauf nachbilden, Abb. 4.5(a).

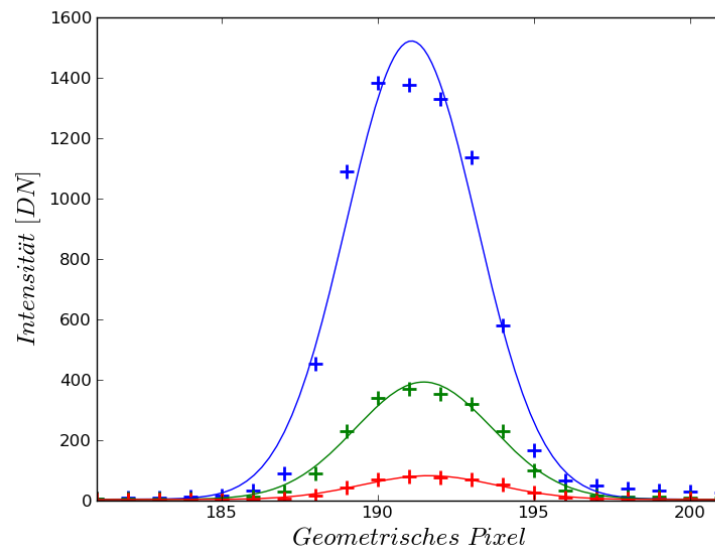


Abbildung 4.4: Beleuchtung mit senkrechtem Spalt. Detektierte Signale und zugehörige gaußsche Fitkurven bei einem Spiegelwinkel von  $0^\circ$ . Kanal 50 (rot), Kanal 100 (grün) und Kanal 200 (rot).

Es zeigte sich, dass die Signalstärke bei den niedrigeren Kanälen sehr gering ist, Abb. 4.3. Verantwortlich hierfür ist das spektrale Emissionsverhalten der verwendeten Lampe.

### LSF-Messung - horizontaler Spalt

Aus den 16 Einzelmessungen wurden für Pixel [98,344] ([Kanal, geometrischer Pixel]) die Intensität in Abhängigkeit von den Einfallswinkeln aufgetragen. Da der Kurvenverlauf nicht gaußförmig war, wurde durch lineare Gewichtung ein Zentralwinkel von  $20,97^\circ$  ermittelt.

## 4.2 Messung mit Monochromator

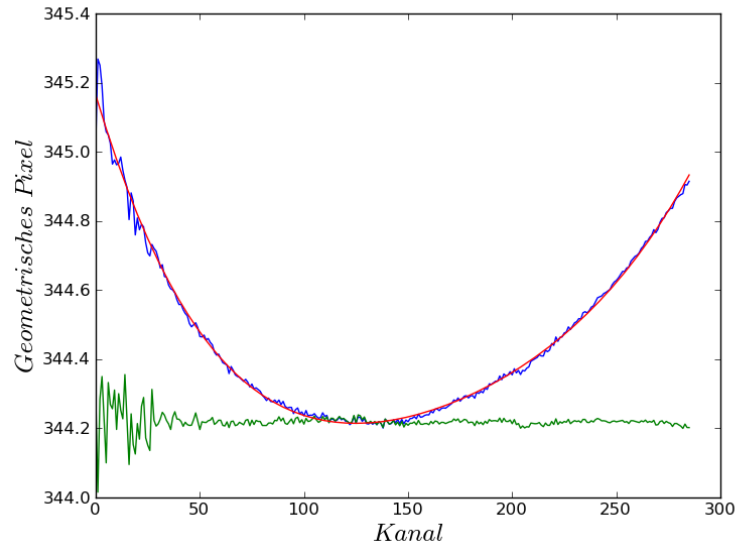
Wie bereits unter Abschnitt erläutert, war bei der Kollimatormessung das Signal unterhalb von Kanal 50 (unterhalb einer Wellenlänge von 500 nm) relativ schwach, siehe Abb. 4.3. In diesem Bereich wich auch der Verlauf der Zentralpositionen im Gegensatz zu dem Kurvenverlauf bei den Kanälen von 50 bis 286 von einer Parabel ab, siehe Abb. 4.5(b). Zur Kontrolle der Messergebnisse in Bereich unterhalb von Kanal 50 wurde eine Monochromatormessung durchgeführt. Das Signal-zu-Rauschverhältnis war zu gering, um eine verlässliche Aussage über die Zentralposition in diesem Bereich treffen zu können. Ziel war es durch Anfahren mehrerer verschiedener Punkte bei unterschiedlichen Wellenlängen und Winkeln den Kurvenverlauf auch für den Bereich unterhalb von Kanal 50 kenntlich zu machen.

### 4.2.1 Messaufbau

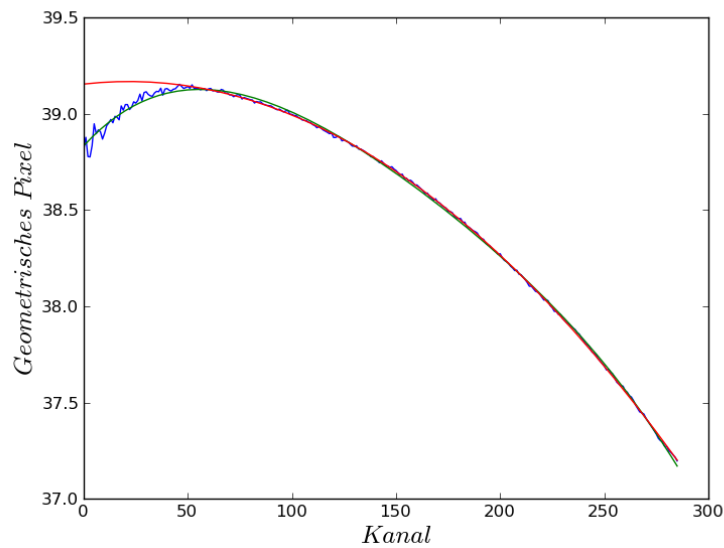
Der prinzipielle Messaufbau ist wie der aus Kapitel 3.2. Es wurden Winkel von  $21^\circ$ ;  $16,8^\circ$ ;  $12,6^\circ$ ;  $8,4^\circ$ ;  $4,2^\circ$ ;  $0^\circ$ ;  $-4,2^\circ$ ;  $-8,4^\circ$ ;  $-12,6^\circ$ ;  $-16,8^\circ$  und  $-21^\circ$  angefahren. Bei jedem dieser Winkel wurden Messungen mit den Wellenlängen 430 nm, 460 nm und 490 nm mit dem ersten Gitter und Langpassfilter Nr. 1 sowie eine Messung mit 580 nm mit Gitter Nr. 2 und Langpassfilter Nr. 2 mit dem Monochromator durchgeführt. Die QTH 150 Lampe wurde mit einem Strom von 8 A bei einer Leistung von 72 W betrieben. Der letzte Punkt mit 580 nm sollte dazu dienen, die Positionierung gegenüber der zweiten Monochromator-Messung zu überprüfen und sollte daher Deckungsgleich mit dieser sein. Es wurden bei einer Integrationszeit von 260 ms 100 Frames pro Einzelmessung aufgenommen.

### 4.2.2 Messergebnisse

In geometrischer Richtung ergaben sich 12 Pixel, die Messsignale über dem Dunkelstrom-Wert lieferten. Die Messsignale über diese Pixel hatten einen gaußförmigen



(a) Beleuchtung mit senkrechtem Spalt und Winkeleinstellung des Umlenkspiegels von  $21^\circ$ . Zentralpositionen vor der Korrektur (blau), zugehöriges Fitpolynom 4. Grads (rot) und Gaußfit-Peaks nach der Korrektur (grün). Als Referenz-Winkel-Vektor wurde Kanal 143 der Winkelmatrix benutzt.



(b) Zentralpositionen unter einem Beleuchtungswinkel von  $-21^\circ$  (blau). Polynomfit über alle Zentralpositionen (grün) und Parabelfit über Kanal 50 und höher (rot).

Abbildung 4.5: Zentralpositionen ermittelt durch Gaußfits. Beleuchtungswinkeln von  $21^\circ$  bzw.  $-21^\circ$ .

gen Verlauf.

### 4.2.3 Auswertung

Aus den 100 Frames der Messungen wurde der Mittelwert bestimmt. In jedem gemittelten Einzelbild wurde der Pixel bestimmt, der das höchste Signal detektierte. Ausgehend von diesem Punkt wurde in geometrischer Richtung eine Gaußkurve gefittet, um die Zentralpositionen zu bestimmen.

## 4.3 Vergleich Messergebnisse Monochromator - Kollimator

Vergleicht man die Messungen für den Kanal 98, stellt sich heraus, dass sich bei der LSF Messung ein mittlerer Winkel von  $20,97^\circ$  für den 344. geometrischen Pixel ergibt. Da ein Winkel bei der Messung mit dem senkrechten Kollimator-Spalt und dem Monochromator von  $21^\circ$  vorgegeben war, wurde die Koordinate bestimmt, bei welcher das Signal-Maximum liegt. Dies war für die Kollimatormessung bei einem geometrischen Pixel von 344,24 und bei der Monochromatormessung bei dem Pixel 339,11.

Geht man von einem IFOV von  $0,135^\circ$  nach [15] aus, lassen sich folgende Relationen zwischen der LSF-Messung und den anderen Messungen erstellen. Für einen Abstand von 0,24 geometrischen Pixel zwischen LSF Messung und senkrechter Spalt-Messung ergibt sich ein Winkelunterschied von  $0,03^\circ$ . Dies ist genau der Winkelunterschied zwischen dem Zentralwinkel von Pixel [98;344] zur Pixelposition [98;344,24]. Somit sind die LSF-Messung und die Messung mit dem senkrechten Spalt in sich konsistent. Zwischen Monochromator und LSF Messung ergibt sich jedoch ein Winkelunterschied von  $0,66^\circ$ , womit diese Messmethode nicht für eine geometrische Charakterisierung geeignet scheint.

Betrachtet man den Ausgangspalt des Monochromators, stellt sich die Ursache für dieses Problem heraus. Der Spalt ist halbmondförmig gebogen und inhomogen ausgeleuchtet. Desweiteren ist dieser in vertikaler Richtung, parallel zum Sensorspalt, die Position nicht geometrisch ausgerichtet, dies zeigt Abb. 4.6. Bei einer nicht ausreichend genauen Ausrichtung zwischen Sensorachse und der Achse der optischen Bank besteht auch die Möglichkeit, dass bei Veränderung des Spiegelwinkels Teile des Spalts aus der Sensorapertur laufen oder eintreten.

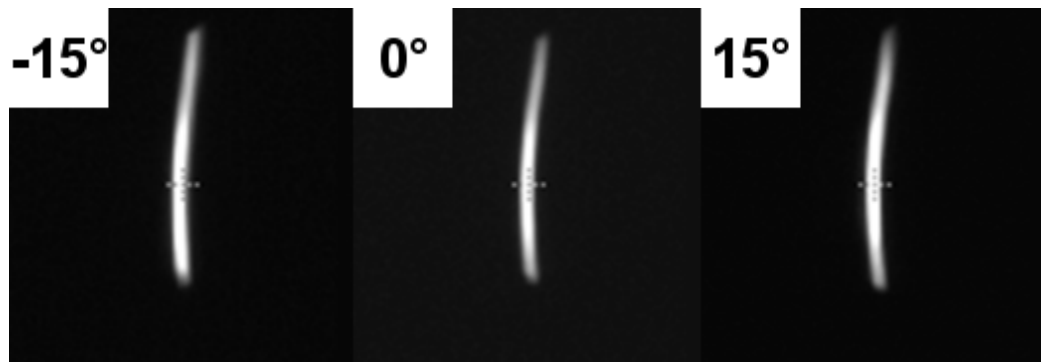


Abbildung 4.6: Spaltbild des Monochromators [18].

## 4.4 Keystone-Korrektur

Prinzipiell läuft die Keystone-Korrektur wie die Smile-Korrektur mit PWLM ab. Für die Korrektur wurden die beiden Kollimatormessungen mit dem senkrechten Spalt verwendet. Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, wurde durch alle Peaks Polynome 4. Grades gefittet. Daraus wurde eine Winkelmatrix berechnet, die für jedes Detektorelement des abbildenden Sensors den tatsächlichen Blickwinkel enthält, Kap. 4.4.1. Durch Spline-Interpolation erfolgt die Korrektur von Rohdaten, Kap. 4.4.2. Für FODIS war keine Korrektur nötig, da dies kein abbildender Sensor ist und dieser somit unter keinem geometrischen Fehler wie Keystone leiden kann.

### 4.4.1 Winkelmatrix-Berechnung

Mit den Fitpolynomen 4. Grades von Abschnitt 4.2 wurden für jeden Kanal die zugehörige Position auf dem Detektor berechnet. Wie bei der PWLM-Berechnung aus Abschnitt 3.3.1 sollten Einflüsse durch Mess- und Gaußfitungenauigkeiten reduziert werden. Da die Daten der ersten und zweiten Messung verwendet wurden, ergaben sich für jeden der 286 Kanäle 20 Punkte. Diese Punkte, welche die Position auf dem Detektorarray beschreiben wurden in Abhängigkeit zu den jeweiligen Beleuchtungswinkeln gebracht. Durch ein Fitpolynom 5. Grades konnten nun die Zentralwinkel jedes Detektorelements interpoliert werden. Somit erhielt man eine  $286 \times 364$  Winkel-Matrix.

### 4.4.2 Korrektur von Rohdaten

Die Keystone-Korrektur von Rohdaten funktioniert auf die gleiche Weise wie bei der Smile-Korrektur. Für die Korrektur ist ein Vektor nötig, der die Winkel enthält auf welche die einzelnen geometrischen Pixel korrigiert werden sollen. Dieser kann linear aufsteigende Winkelwerte enthalten, wodurch die Aufnahme auch entzerrt wird oder

aber auch Werte von einer Kanal-Reihe der Winkelmatrix. Ein zentraler Kanal wie 143 scheint hierfür besonders gut geeignet. Aus den Rohdaten können nun für die durch den Vektor festgelegten Winkel mittels B-Splines 3. Ordnung, die sich neu ergebenden digitalen Werte interpoliert werden.

### 4.4.3 Korrekturergebnisse

Um die Wirksamkeit der Keystone-Korrektur zu überprüfen, wurde diese auf die Rohdaten der zweiten Messung angewandt. Wie unter Abschnitt 4.1.3) beschrieben, wurden Gaußkurven in die korrigierten und unkorrigierten Aufnahmen gefittet und die Arrayposition für jeden Kanal in Abhängigkeit des Beleuchtungswinkels gebracht. Als Referenz-Winkel-Vektor wurde Kanal 143 der Winkel-Matrix verwendet. Abbildung 4.5(a) zeigt für einen Beleuchtungswinkel von  $21^\circ$  die Arraypositionen vor der Korrektur mit zugehörigem Fitpolynom und die Arrayposition nach der Korrektur. Die Positionen der korrigierten Aufnahme schwanken unterhalb von Kanal 50 um bis zu 0,35 Pixel. Vergleicht man die unkorrigierte Aufnahme mit dem entsprechenden Fitpolynom, sieht man, dass auch hier unterhalb von Kanal 50 die Positionen stärker voneinander abweichen als im restlichen Bereich. Ursächlich hierfür ist das verhältnismäßig geringe Emissionsverhalten der verwendeten Lampe unterhalb von 500 nm, vgl. auch Abb. 4.3. Die geringen Signalstärken führen zu schlechteren Gaußfits und somit zu einer größeren Fluktuation der ermittelten Positionen.

Winkel	Vor Korrektur			Nach Korrektur		
	Mean	Max-Min	Std. Abw.	Mean	Max-Min	Std. Abw.
[°]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]	[Pixel]
-21	38,43	1,95	0,58	38,76	0,05	0,01
-16,8	70,17	1,83	0,54	70,27	0,05	0,01
-12,6	100,86	1,65	0,48	101,07	0,05	0,01
-8,4	131,21	1,39	0,40	131,37	0,08	0,02
-4,2	161,24	1,10	0,32	161,36	0,10	0,02
0	191,20	0,92	0,7	191,28	0,095	0,03
4,2	221,07	0,53	0,15	221,10	0,05	0,01
8,4	251,14	0,26	0,06	251,12	0,09	0,02
12,6	281,52	0,36	0,09	281,44	0,10	0,03
16,8	312,56	0,50	0,13	312,43	0,08	0,02
21	344,40	0,71	0,19	344,22	0,04	0,01

Tabelle 4.1: Vergleich von Zentralpositionen vor der Korrektur und nach der Korrektur. Für alle Kanäle über 50.

In Tabelle 4.1 sind die ermittelten Werte von den korrigierten und unkorrigierten Roh-

daten gegenübergestellt. Die Daten beziehen sich nur auf Kanal 50 und höher. Für die einzelnen Aufnahmen wurde der jeweilige Mittelwert der geometrischen Position gebildet, die Differenz zwischen Maximal sowie Minimalwert und die Standardabweichung bestimmt. Aus diesen Werten lässt sich eine Verbesserung der geometrischen Positionen um das 50-fache ablesen.

Wie man in Abbildung 4.5(a) erkennen kann, ist der Verlauf der geometrischen Positionen im korrigierten Fall wie der Verlauf im unkorrigierten Fall im Verhältnis zur Fitparabel. Dies ist besonders gut im Bereich zwischen Kanal 100 und Kanal 200 erkennbar, wo sich die unkorrigierten und die korrigierten Werte überlagern. Dies deutet darauf hin, dass der Restfehler auf ein Signalrauschen zurückgeführt werden kann.

## 4.5 Vergleich der Messergebnisse mit der Theorie

Unter Kapitel 3.4 wurde die Korrelation zwischen den Messergebnissen der Smile-Messungen gezeigt. Geht man weiter und betrachtet den Verlauf der Zentralpositionen bei der Beleuchtung mit dem senkrechten Spalt, siehe Abb. 4.5(b), sieht man, dass in dem Bereich über 550 nm der Positionsverlauf mit einer Parabel nachgebildet werden kann. Die Formel 2.7 beschreibt eine Parabel, wenn die Änderung des Krümmungsradius  $\rho$  linear ist. Hier ist auch die Änderung der Dispersion nahezu linear. Unterhalb von 550 nm ist der Verlauf nicht mehr parabelförmig, da auch die Dispersionskurve nicht mehr linear ist und damit auch die Änderung der Krümmung  $\rho$ .

# Kapitel 5

## Ausblick

**Messverfahren** Die Messung mit den Spektrallampen stellt eine einfache Methode ohne großen technischen Aufwand dar, mit der es möglich ist, den Smile von abbildenden Spektrometern zu messen. Als Problem stellte sich heraus, dass die verwendbaren Emissionspeaks größtenteils bei den oberen AISA-Kanälen liegen. Eventuell haben andere Spektrallampen verwertbare Emissionslinien im unteren Kanalbereich von AISA. Hier könnte man ansetzen, um diese Methode zu verbessern.

Die Smilemessung mit dem Monochromator konnte zwar nicht erfolgreich durchgeführt werden, aber da die fehlerhaften Messergebnisse auf den zu geringen Divergenzwinkel und somit auf einen zu kleinen Öffnungsspalt des Monochromators zurückzuführen sind, könnte auch diese Verfahren mit den korrekten Parametern verwertbare Messergebnisse liefern.

Die Verwendung eines durchstimmbaren Lasers [19] anstelle der Spektrallampen könnte für die Zukunft eine Möglichkeit darstellen den Smile an jedem gewünschten Ort des Detektorarrays zu messen. Somit könnte man die Problematik mit den wenigen Emissionslinien im unteren Kanalbereich von AISA umgehen.

Die Keystonemessung mit dem senkrechten Spalt scheint verlässliche Werte zu liefern. Dies konnte durch die LSF-Messung in across-track Richtung für einen Beleuchtungswinkel von  $21^\circ$  bestätigt werden.

Keystone mit der Monochromatormethode zu messen, ist mit dem aktuellen CHB-Aufbau nicht möglich. Das gebogene und inhomogen ausgeleuchtete Spaltbild verhindert dies. Mit einem geraden und homogen ausgeleuchteten Spalt wäre eine korrekte Messung aber höchstwahrscheinlich möglich.

**Smile-Korrektur** Die Qualität der Wellenlängen-Matrizen und somit auch die Qualität der Smile-Korrektur könnte durch eine höhere Anzahl von Fitparabeln noch wesentlich verbessert werden.

Die Abweichung der Wellenlängen zwischen einer Berechnung durch das Sensor-Modell und der vorhandenen Kalibrierung sollte weiter untersucht und die Kalibrierung auf ihre Korrektheit überprüft werden. Sollte eine Übereinstimmung zwischen Sensor-Modell und einer Kalibrierung erzielt werden und ausreichend Fitpeaks vorhanden sein, dürften die unter diesen Bedingungen berechneten Wellenlängenmatrizen nahezu identisch sein.

**Keystone-Korrektur** Über die Qualität der Keystone-Korrektur kann nur gesagt werden, dass sie für die Aufnahmen, mit denen die Winkelmatrix berechnet wurde, funktioniert. Wie gut die Entzerrung für ein Gesamtbild insbesondere an den Randbereichen ist, konnte nicht geklärt werden. Dies könnte durch weitere Messungen mit dem senkrechten Kollimatorsplatt überprüft werden.

**Zweidimensionale Korrektur** Eine Korrektur von Smile und Keystone mit den hier beschriebenen Methoden hat die Schwäche, dass die Korrekturen nacheinander durchgeführt werden müssen. Dadurch wird eine Aufnahme nach der ersten Korrektur gegenüber der Matrix der nachfolgenden Korrektur verzerrt. So haben die einzelnen Pixel einer zuerst Keystone korrigierte Aufnahme nicht mehr dieselben Zentralwellenlängen wie die Wellenlängenmatrix, da diese aus Aufnahmen berechnet wurde, die nicht wie die korrigierte Aufnahme geometrisch entzerrt wurden. Jedoch zeigte sich, dass nahezu kein Unterschied zwischen einer zuvor keystone-korrigierten und anschließend smile-korrigierten Aufnahme zu einer nur Smile korrigierten Aufnahme in spektraler Hinsicht besteht, wenn eine zentrale Reihe der Winkelmatrix als Referenz-Winkel-Vektor benutzt wird. Beispielsweise für Kanal 143 der Winkelmatrix als Referenz-Winkel-Vektor ist die Verschiebung der Zentralwellenlängen zu einer Aufnahme ohne Smile-Korrektur nur sehr gering.

Im Laufe der Arbeit wurde auch versucht beide Korrekturen auf einmal durch eine zweidimensional Korrektur durchzuführen. Es wurden dafür zwei Programme geschrieben. Das erste berechnet aus gegebenen Winkel- und Wellenlängenmatrix, Referenz-Wellenlängen- und Referenz-Winkel-Vektor ein Array, welches für jeden Pixel der später korrigierte Aufnahme die Koordinaten der vier umgebenden Pixel der unkorrigierten Aufnahme enthält.

Für die eigentliche Korrektur findet ein zweites Programm Anwendung. Mit Hilfe von diesem Array wurde durch die invertierte Distanz-Methode aus der Rohaufnahme eine keystone- und smile-korrigierte Aufnahme interpoliert. Jedoch war die Korrektur nur auf 0,5 Pixel sowohl in geometrischer als auch in spektraler Hinsicht genau. Aus zeitlichen Gründen konnte dieses Programm leider nicht mehr verbessert werden. So könnte etwa eine andere Interpolationsmethode wie z.B. das Natural-Neighbour-Verfahren zu einer Verbesserung führen und die zweidimensionale Korrektur brauchbar machen.

**AISA - System** Das AISA-System an sich hat noch ungenutztes Potenzial. So kann ein Austausch der Hardware des DAQ-Rechners zu einer Steigerung der Leistungsfähigkeit und des Benutzerkomforts führen. Der aktuell vorhandene Speicher von lediglich zwei Gigabyte ist relativ schnell voll. Deshalb müssen bei längeren Aufnahmereihen die Messungen unterbrochen und die Daten extern gesichert werden. Auch hat der Rechner Probleme damit, Aufnahmen, die eine kürzere Integrationszeit als 260 ms haben, zu verarbeiten. In den Aufnahmen mit zu kurzer Integrationszeit tauchen immer wieder Einzelframes auf, welche keine Werte enthalten.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, geometrische und spektrale Abbildungsfehler von abbildenden Spektrometern in Form von Keystone und Smile mit einer Software zu korrigieren. Dazu war es nötig, diese Effekte erst zu messen. Es wurden mehrere Messverfahren entwickelt, mit denen es möglich ist, den Smile- und Keystone-Effekt kenntlich zu machen.

Eine technisch einfach zu realisierende Methode, um den Smile-Effekt zu messen, stellt die Beleuchtung der Sensorapertur mit Spektrallampen dar. Die charakteristischen Emissionslinien dieser Lampen zeichnen sich eindeutig auf dem Detektorarray ab. Dies ermöglicht es, spektrale Verzerrungen auf dem Detektorarray kenntlich zu machen.

Mehrere nahe zusammenliegende Emissionslinien, die nicht vom Sensor aufgelöst werden können, werden als einziger Emissionspeak gemessen. Um die Zentralwellenlänge dieser Emissionspeaks zu bestimmen, wurde eine Simulation des Sensors auf Basis der spektralen Eigenschaften der Detektorelemente entwickelt.

Eine weitere Methode zur Smile-Bestimmung ist die Beleuchtung ausgewählter Sensorpunkte durch Variation von Beleuchtungs-Wellenlänge und -Winkel. Ob diese Methode auch tatsächlich funktioniert, konnte nicht belegt werden, da die Messungen mit einem falschen Parameter durchgeführt wurden.

Mit diesen Smile-Messungen konnte ein Modell entwickelt werden, mit dem das spektrale Abbildungsverhalten des Sensors beschrieben werden kann.

Zur Keystone-Bestimmung wurde der Sensor mit kollimierter Strahlung unter mehreren Beleuchtungswinkeln bestrahlt. Da die verwendete Lampe über das gesamte Messbereich des Sensors Licht emittiert, konnte die Änderung des geometrischen Orts auf dem Detektorarray in Abhängigkeit des spektralen Kanals kenntlich gemacht werden. Die Messung der Line-Spread-Function bestätigte die Funktionalität dieser Methode. Deren Messung basiert auf einer bereits bekannten Methode.

Eine weitere Möglichkeit, die erprobt wurde, den Keystone-Effekt kenntlich zu machen, war ebenfalls die Beleuchtung mehrerer Detektorelemente unter verschiedenen

Beleuchtungs-Wellenlängen und -Winkeln. Es zeigte sich aber, dass der Zentralwinkel nicht eindeutig einem Beleuchtungswinkel zugeordnet werden konnte. Dies lag daran, dass der abgebildete Ausgangsspalt des Monochromators durch inhomogene Ausleuchtung und gekrümmte Form nicht eindeutig in geometrischen Richtung bestimmt war.

Mit Hilfe der Smile- und Keystone-Messungen wurden Arrays erzeugt, die für jedes Detektorelement die Zentralwellenlänge zur Smile-Korrektur und den Zentralwinkel zur Keystone-Korrektur enthalten.

Es wurden drei Methoden entwickelt, mit denen Arrays, welche die Zentralwellenlänge für jedes Detektorelements enthalten (kurz: WLM), berechnet werden können.

Zum einen die Interpolation der Zentralwellenlängen aus dem gemessenen Smile durch Polynome. Eine zweite Methode war die Berechnung der WLM mit dem Smile-Modell. Die interpolierten Wellenlängen beider Methoden wichen allerdings von einer vorhandenen Kalibrierung des Zentralkanals ab, weshalb eine dritte Methode zur Berechnung der WLM entwickelt wurde. Diese berechnet die Zentralwellenlängen aus dem Smile-Modell und der Kalibrierung des Zentralkanals. Dadurch bleibt die vorhandene Kalibrierung unangetastet.

Für die Bestimmung der geometrischen Eigenschaften jedes Detektorelements wurde ein Array aus den Keystonemessungen erzeugt. Dieses Array mit den Zentralwinkeln wurde ebenfalls mit Hilfe von Polynomen berechnet.

Mit diesen Arrays können nun Rohdaten des Sensors durch eindimensionale Interpolation von dem Smile- bzw. Keystone-Effekt befreit werden.

Da durch eindimensionale Interpolation die Abbildungsfehler nur nacheinander korrigiert werden können und es bei der zweiten Korrektur zu Fehlern kommt, wurde begonnen ein Programm zu entwickeln, welches beide Phänomene durch zweidimensionale Interpolation beseitigt. Dieses konnte jedoch nicht mehr soweit entwickelt werden, dass es ein zufriedenstellendes Ergebnis liefert.

Abschließend kann gesagt werden, dass mehrere Korrekturverfahren entwickelt wurden, mit denen es möglich ist die spektrale und geometrische Genauigkeit von Sensorrohdaten wesentlich zu verbessern. Die spektrale Verfälschung bedingt durch den Smile-Effekt konnte um etwa das 40-fache reduziert werden. Die geometrische Verfälschung konnte sogar um das 50-fache verringert werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] DLR Institutsbroschüre *Institut für Methodik der Fernerkundung*, 2010, verfügbar unter: [http://www.dlr.de/caf/Portaldata/60/Resources/dokumente/1\\_clu/imf\\_folder\\_ge.pdf](http://www.dlr.de/caf/Portaldata/60/Resources/dokumente/1_clu/imf_folder_ge.pdf), zugegriffen am 10. Juni 2010.
- [2] [www.dlr.de/caf/institut/imf](http://www.dlr.de/caf/institut/imf), zugegriffen am 10. Juni 2010.
- [3] <http://www.enmap.org/>, zugegriffen am 10. Juni 2010.
- [4] Personal communication Valery Mogulsky, origin: I. Peisahson *Optics of Spectral Instruments*, Mashinostroenie, Leningrad, 1970, pp. 31-35
- [5] J. Fisher, M. Baumbach, J. Bowles, J. Grossmann, J. Antoniadou *Comparison of low-cost hyperspectral sensors*, Proc SPIE, Vol. 3438, 1998, pp. 23-30
- [6] Ralchenko, Yu., Kramida, A.E., Reader, J., and NIST ASD Team (2008). *NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5)*, [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd3> , National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2010, March 2.
- [7] P. Gege, J. Fries, P. Haschberger, P. Schötz, H. Schwarzer, P. Strobl, B. Suhr, W. Vreeling *CHB Handbook*, September 2008.
- [8] B. Suhr *A Sensor independent Concept for the Characterisation of Hyperspectral Imaging Spectrometers*, Zürich, 2009.
- [9] S. Leistenschneider *Software zur automatisierten Kalibrierung optischer Sensoren*, München, 2007.
- [10] Specim (Firma) *AISA Airborne Imaging Spectrometer, User's Manual*, 1996.
- [11] M. Goubeau *Automatisierung des Hyperspektralsensors AISA für den Feld- und Laboreinsatz*, München, 2007.
- [12] M. Aikio: Hyperspectral prism-grating-prism imaging spectrograph. PhD thesis, Technical Research Centre of Finland, Finland, 2001.

- [13] Schaepman, M.E., *Calibration of a Field Spectroradiometer.*, Remote Sensing Laboratories: Zurich, 1998, p. 146.
- [14] Strobl, P., *Entwicklung von Verfahren zur Datenaufbereitung und Kalibrierung eines abbildenden Spektrometers am Beispiel des DAIS 7915*, in Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Potsdam, 2000, p. 142.
- [15] S. Jackschath: *Charakterisierung des Hyperspektralsensors AISA und dessen Umbau zu einem Feldmessgerät*. Master's thesis, Technische Universität Munchen, Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt (DLR), Germany, 2005.
- [16] P. Gege, J. Fries, P. Haschberger, P. Schötz, H. Schwarzer, P. Strobl, B. Suhr, G. Ulbrich, W. J. Vreeling *Calibration facility for airborne imaging spectrometers. ISPRS Journal of Photogrammetry & Remote Sensing 64*, 2009, p. 387-397.
- [17] Jahn, H. und Reulke, R. *Systemtheoretische Grundlagen optoelektronischer Sensoren*. In: Akademie-Verlag, Berlin 1995.
- [18] Fries, J. *Calibration of Oriel Monochromator (OMO) and CHB Alignment*, April 2009.
- [19] Schwarz, C. J.; Lenhard, K. & Gege, P., *Concept for fast spectral characterization of imaging spectrometers*, in 'Proc. ESA Hyperspectral Workshop 2010'.

# Kapitel 7

## Danksagung

Zum Schluß möchte ich allen danken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit geholfen haben.

Ein Dank gebührt Dipl. Ing. Paul Schötz für seine Hilfe, besonders in mechanischen Belangen.

Ein Dankeschön auch an CHB-Laborleiter, Dr. Christian Schwarz, der mir bei meinen Messungen geholfen und immer ein offenes Ohr für meine Probleme hatte.

Danken möchte ich auch Dr. Peter Gege für die inspirierenden Diskussionen, die mir einen neuen Blick auf die Thematik gaben und sehr hilfreich waren.

Dr. Ing. Peter Haschberger und der ganzen Abteilung IMF-EV möchte ich für die freundliche Art und unkomplizierte Zusammenarbeit danken.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meinem Betreuer Dipl. Phys. Karim Lenhard, der mir während der gesamten Zeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Nicht zuletzt gilt mein Dank meinem Hochschulbetreuer Prof. Dr. Franz Daiminger, der mich mit seinen Vorlesungen durch mein gesamtes Studium begleitet und mein Interesse an technischer Optik mit geweckt hat.

Ein großer Dank gebührt meinen Eltern. Sie standen immer hinter mir und haben erst mein Studium ermöglicht.

# Kapitel 8

## Anhang

### 8.1 Justage - Anleitung

Der AISA-Sensorkopf wurde auf die optische Bank der CHB aufgesetzt. Mit einem Umlenkspiegelwinkel von  $0^\circ$  wurde der Sensor mit dem senkrechten Spalt des Kollimators beleuchtet. Der Sensor wurde Anfangs nach Augenmaß zentral auf den kollimierten Lichtstrahl ausgerichtet. Dies dürfte eine ausreichend genaue Ausrichtung des  $X$ -Parameters sein. Der  $Z$ -Parameter ist der Abstand zwischen dem Umlenkspiegel direkt unter dem Sensor und der Sensorapertur. Hier reicht in der Regel eine ungefähre Angabe und kann per Hand mit ausgemessen werden. Um den  $Y$ -Parameter einzustellen wurde mit Hilfe des Datamonitors ungefähr der Nadir-Pixel angefahren. Der Datamonitor ist ein Bestandteil der AISA-Software und gibt den ausgewählten Kanal aller geometrischen Pixel in nahezu Echtzeit wieder. Das Bild des Datamonitors baut sich in nahezu Echtzeit streifenweise von links nach rechts auf. Detektiert ein Kanal ein Signal, wird der entsprechende geometrische Pixel als weißer Punkt abgebildet. Der Nadir-Pixel ist ungefähr erreicht, wenn der Datamonitor kurz unterhalb der oberen Kante ein Signal zeigt. Sollte kein Signal vorhanden sein muss der  $\beta$ -Parameter solange verstellt werden, bis der Datamonitor einen weißen Anzeigewert hat.

Für eine genauere Ausrichtung muss nun nach jeder Verstellung eines Parameters eine Aufnahme gemacht und diese ausgewertet werden.

Nachdem der  $Y$ -Parameter so gewählt wurde, dass der Nadir-Pixel bei einem Spiegelwinkel von  $0^\circ$  angeleuchtet wird, wird der  $\alpha$ -Parameter bestimmt. Dazu wird der Sensor mit einem Winkel von  $+20^\circ$  und  $-20^\circ$  beleuchtet. Ist dabei der Abstand der beiden Signale zum Nadir-Pixel gleich groß, ist die Endposition erreicht. Es muss dabei aber darauf geachtet werden, dass die Position des Nadir-Pixels nachkorrigiert werden muss. Sollte bei einem Winkel kein Signal vorhanden sein, muss der  $\gamma$ -Parameter verändert werden.

Nach dem  $\alpha$ -Parameter wird der  $\gamma$ -Parameter festgelegt. Ist die Signalstärke bei einem Beleuchtungswinkel von  $+20^\circ$  und  $-20^\circ$  gleich groß, ist dieser Parameter bestimmt. Zur Bestimmung des  $\beta$ -Parameters wird dieser schrittweise verändert und die Signalstärke bestimmt. Es wird der  $\beta$ -Wert gewählt bei welchem das maximale Signal gemessen wird.

Abschließend werden alle Parameter durch entsprechende Messungen überprüft.

Bei der spektralen Kalibrierung von abbildenden Spektrometern ist es wichtig, dass komplette spektrale IFOV in along track Richtung auszuleuchten. Die Formel 2.8 erläutert die Abhängigkeit der Divergenz  $d$  eines kollimierten Strahls von der Spaltbreite  $s$ . Die Divergenz muss dabei immer größer als das FOV eines Sensors in along track Richtung sein. Somit wird sichergestellt, dass die komplette Sensor Apertur in dieser Richtung ausgeleuchtet wird [7]. Sollte dies nicht der Fall sein, kann es zu spektralen Abbildungsfehlern kommen.

Es ist auch wichtig, bei der Justage und auch bei allen anderen Messungen darauf zu achten, den Sensor nicht zu übersteuern. Im Falle von AISA werden Digital Numbers von 4095 in den Rohdaten gespeichert.

## 8.2 Abbildungen

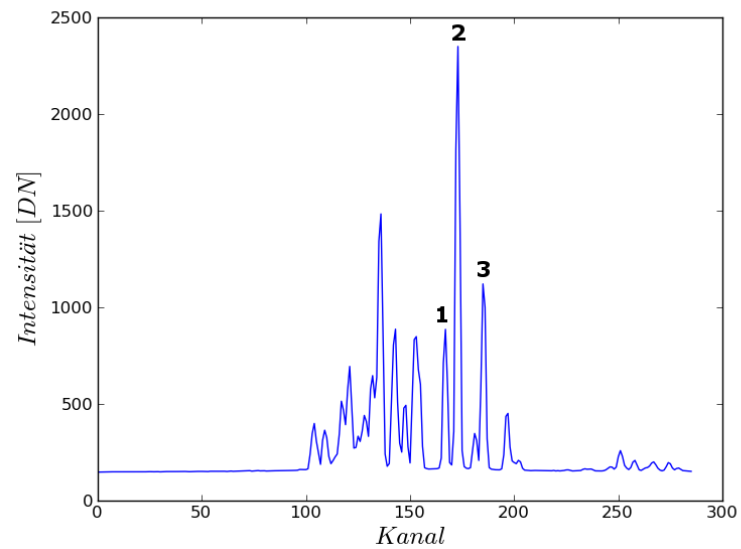


Abbildung 8.1: Durch AISA detektierte Emissionskurve der Neon-Lampe (Nadir).

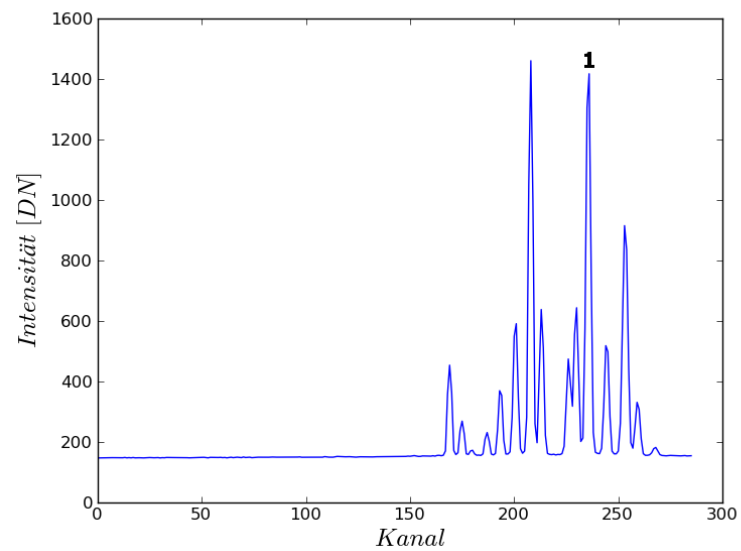
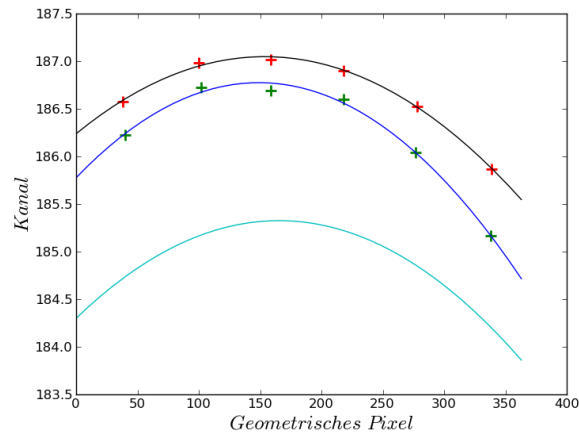
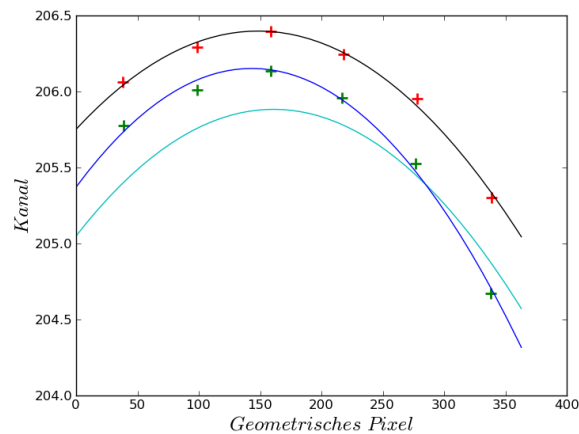


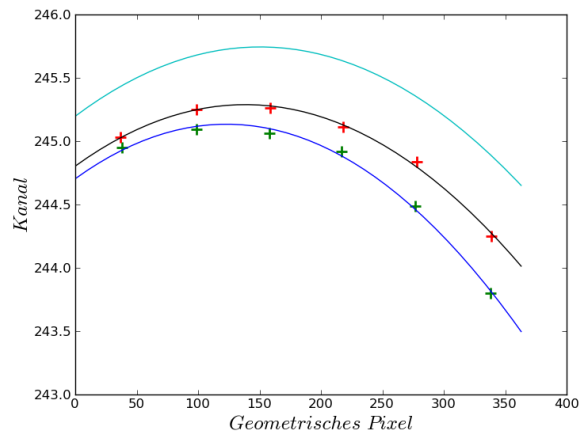
Abbildung 8.2: Durch AISA detektierte Emissionskurve der Argon-Lampe (Nadir).



(a) Monochromatormessungen mit 726,50 nm, Spektrallampenmessung mit 724,52 nm.



(b) Monochromatormessungen mit 760.00 nm, Spektrallampenmessung mit 759,53 nm.



(c) Monochromatormessungen mit 827.01 nm, Spektrallampenmessung mit 828.39 nm.

Abbildung 8.3: Monochromator Messung Nr. 1 (grün) und Messung Nr. 2 (rot) mit dazugehörigen parabolischen Fitkurven, sowie eine naheliegende Spektrallinien-Messung bei (cyan).